

НАУЧНО - ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ
„ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО - ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМЕНИ Д.И.МЕНДЕЛЕЕВА“

11/vii-80

ISSN 0371-957X

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ
ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 239 (299)



1240



НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ
"ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
имени Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА"

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного научно-исследова-
тельского института метрологии
имени Д. И. Менделеева

м 16464 в

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 239 (299)

Под редакцией докт. техн. наук профессора М.Ф. Юдина



ЛЕНИНГРАД
"ЭНЕРГИЯ"
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1980

Редакционная коллегия:

Ю. В. Тарбеев (ответственный редактор), Н. В. Студенцов
(зам. ответственного редактора), Г. А. Митарчук (ответствен-
ный секретарь), Н. И. Александрова, Е. Д. Колтик, Н. В. Кон-
дратьев, К. А. Краснов, О. А. Мазориков, Б. Н. Олейник,
В. С. Пеллинец, Т. Б. Рождественская, Л. А. Семенов,
В. А. Слева, В. С. Шкаликов, М. Ф. Юдин

В сборнике освещены исследования, связанные с разработкой методов и средств точных измерений ионизирующих излучений в ИПО "ВНИИМ им. Д. И. Менделеева".

Рассматриваются методы и средства точных измерений активности радионуклидов. Описывается созданная калориметрическая установка, расширяющая диапазон воспроизведения единицы активности радионуклидов на порядок. Часть статей посвящена точным методам и средствам для воспроизведения единиц потока и плотности потока нейтронного излучения и рассмотрению поправок, которые необходимо вводить в результаты этих измерений. В заключение рассмотрены методы точных измерений экспозиционных доз фотонного излучения и вопросы метрологического обеспечения радионуклонных толщимомеров и азотгамма-спектрометрии.

Сборник рассчитан на лиц, занимающихся точными измерениями ионизирующих излучений и метрологическим обеспечением различных областей техники, где применяются ионизирующие излучения, а также на студентов вузов и техникумов.

И 30104 - 018 без объявл. 2103000000
051 (01) - 80

© Научно-производственное объединение „Всесоюзный ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский институт метрологии имени Д. И. Менделеева“, 1980

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ АКТИВНОСТИ АЛЬФА- И БЕТА-ИЗЛУЧАЮЩИХ НУКЛИДОВ

Установка УЭА-5, входящая в состав государственного первичного эталона единицы активности нуклида, пополнилась новыми α - и β -калориметрами, разработанными и созданными во ВНИИМ. Новую установку отличают повышенная чувствительность и более высокие метрологические характеристики. Благодаря этому удалось снизить нижний предел тепловых измерений до нескольких микроватт, что соответствует активности для α -источников порядка 10^7 Бк.

Установка состоит из трех основных узлов:

- 1) термостатирующего устройства специальной конструкции;
- 2) электроизмерительного устройства, выполненного в виде эталда;
- 3) трех независимых α - β -калориметров, предназначенных для различных по размерам и форме источников.

β -калориметр предназначен для источников цилиндрической формы, размеры которых не превышают $d = 14,8$ мм, $h = 29$ мм; α -калориметры предназначены для радионных источников, а также для α -источников, нанесенных на металлическую подложку. Первый из них имеет поглотитель в виде тонкой длинной трубки, второй — поглотитель в форме круглой плоской коробочки. Каждый калориметр, смонтированный в медном блоке, может поочередно помещаться в термостат и присоединяться к электроизмерительному устройству, с помощью которого производится: измерение э. д. с. термобатарей, градуировка калориметров в энергетических единицах с помощью электрического нагревателя, компенсация тепловыделения источника охлаждением за счет эффекта Пельтье, а также измерение эффекта.

Устройство калориметров

Новые α - β -калориметры установки УЭА-5 являются дифференциально-двойными калориметрами, работающими в режиме теплового равновесия.

Каждый калориметр состоит из двух идентичных медных стаканов — поглотителей излучения, установленных симметрично в двух полостях массивного медного блока. Каждый стакан связан с блоком системой

термопар (хромель-копель, диаметры 0,4 и 0,3 мм), отходящих от его поверхности по радиусам к стенке полости блока.

Для удобства при сборке термопары разбиты на секции по 10–15 последовательно соединенных термопар в каждой. Такая секция является как бы термостолбиком, "горячие" спаи которого укреплены в стенке стакана вдоль его образующей, а "холодные" спаи выведены на отдельный металлический столбик. После сборки секций стаканы с термопарами устанавливаются в полости блока, при этом столбики с "холодными" спаями вставляются в вертикальные пазы, распределенные равномерно по круговой поверхности полости. Благодаря этому вся система термопара–стакан приобретает необходимую жесткость.

Все термостолбики стакана объединены в две термобатареи: первая — $TБ_1$ — измерительная, включает в себя основное число термопар и используется для измерений разности температур между стаканом и блоком; вторая — $TБ_2$ (1–2 термостолбика) используется для охлаждения стакана за счет эффекта Пельтье. В калориметре используют дифференциальную схему соединения обоих стаканов, включив их термобатареи $TБ_1$ и $TБ_1$ навстречу друг другу. Это позволяет получить устойчивый нуль калориметра, так как $TБ_1 - TБ_1$ показывает разность температур между стаканами, исключив из рассмотрения температуру блока.

Номер калориметра	Размеры стаканов, мм			Число термопар			Время равновесия, мин	Чувствительность, мм/Вт
	$d_{\text{нар}}$	$d_{\text{внутр}}$	$h_{\text{внутр}}$	$TБ_1$	$TБ_2$	Число секций		
1	20,0	15,0	30,0	80	20	10	65	$4,05 \cdot 10^6$
2	10,2	5,2	45,0	60	15	5	40	$4,08 \cdot 10^6$
3	40,5	36,2	4,8	80	40	12	55	$2,20 \cdot 10^6$

Для градуировки калориметра в энергетических единицах внутрь стаканов вмонтированы нагревательные катушки из манганиновой проволоки. В таблице приведены основные параметры трех калориметров.

Термостатирование калориметров

Устойчивый нуль калориметра при дифференциальной схеме соединения термобатарей можно получить, если обеспечить равенство температур обоих стаканов в каждый момент времени, абсолютное же значение температуры может несколько меняться.

Действительно, оба стакана идентичны и в блоке расположены симметрично относительно вертикальной плоскости. Необходимая же симметрия в распределении температур не будет нарушаться при тепловых возмущениях, идущих вдоль вертикальной оси блока, в то время, как боковые возмущения эту симметрию нарушают.

В созданном термостате используется специальное устройство, так называемые термические линзы*, позволяющие преобразовать боковые тепловые возмущения в аксиальные. На рисунке дано внутреннее устройство термостата. Блок с калориметром 4 устанавливается в центре

* Казьме Э., Прат А. Микрокалориметрия / Пер. с франц. под ред. Л. П. Нисолаева и К. П. Мищенко. — М.: Изд-во иностр. лит., 1963.

термостата внутри массивного медного кольцеобразного блока 3, заключенного между двумя медными конусами 2, усеченные верхушки которых упираются в нижнее и верхнее основания массивного медного цилиндра 1. Цилиндр, в свою очередь, окружен системой концентрических медных оболочек 5 с воздушным зазором между ними.

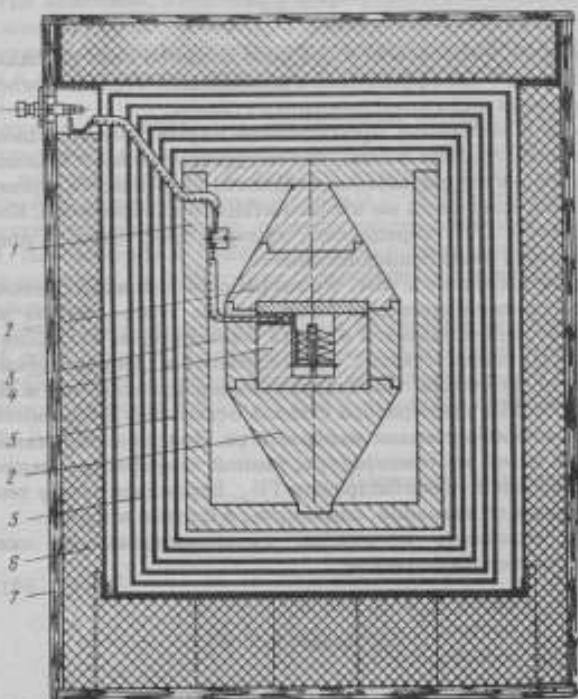


Рис. 1. Внутреннее устройство термостата

1 — массивный медный цилиндр; 2 — медные конусы; 3 — кольцеобразный медный блок; 4 — блок с калориметром; 5 — система оболочек; 6 — слой пенопласта; 7 — деревянный футляр

Боковые тепловые возмущения, существенно рассеянные и ослабленные системой оболочек, доходят до цилиндра 1 и распространяются по его стенке только в направлении к его верхнему и нижнему основаниям. Далее они передаются конусам и по ним поступают к блоку с калориметром. При этом фронт распространения теплового потока доходит до обоих стаканов одновременно и воздействует на них одинаково.

Как показали исследования, новая система термостатирования оказалась весьма надежной, так что колебания гальванометра в цепи термопар в течение суток не превышали 0,5 мм. Это соответствует поддержанию равенства температур обоих стаканов в пределах $5 \cdot 10^{-6}$ К.

Измерение активности

Активность A нуклида в источнике, измеренном при помощи калориметра, пропорциональна тепловой мощности источника W :

$$A = \frac{W}{E\rho}, \quad (1)$$

где E — энергия, выделяемая в среднем в одном акте распада ядра данного нуклида; ρ — коэффициент, учитывающий степень поглощения излучений в стенках калориметрического стакана.

Измерение W источника производится двумя компенсационными методами. Первый состоит в том, что нагревание одного стакана источником компенсируется равным по мощности нагреванием, производимым нагревательной катушкой во втором стакане калориметра. Компенсирующую мощность I^2R определяют, измеряя силу тока I , проходящего через нагреватель и его сопротивление R .

Второй метод состоит в том, что нагревание стакана от источника компенсируется соответствующим охлаждением этого стакана за счет эффекта Пельтье, возникающего в спаях термобатарей $TБ_2$. Для этого термобатарею $TБ_2$ этого стакана присоединяют к регулируемой электрической цепи и, подобрав ток определенного направления и силы, добиваются того, чтобы температура стакана оставалась неизменной и равной температуре второго стакана калориметра. При этом оба стакана остаются при одной и той же температуре, равной температуре медного блока, что контролируется термобатареями $TБ_1$. Благодаря этому тепловые потоки, исходящие от стаканов, одинаковы и близки к нулю.

Тепловая мощность источника, скомпенсированная охлаждением Пельтье, находится по формуле:

$$W = \pi n I \left(1 - \frac{I}{I_0}\right), \quad (2)$$

где π — коэффициент Пельтье данной термобатареи $TБ_2$; n — число спаев в термобатарее Пельтье; I — ток, протекающий в термобатарее Пельтье; I_0 — ток, при котором в спаях Пельтье наблюдается нулевой тепловой эффект, т. е. нагревание за счет эффекта Джоуля от протекающего по $TБ_2$ тока уравновешивается охлаждением Пельтье от этого же тока.

Значения π и I_0 являются характеристиками термобатарей Пельтье и определяются заранее в результате градуировочных измерений, производимых с помощью нагревательной катушки.

При измерении источник помещают сначала в один, а затем в другой стакан калориметра и определяют его тепловую мощность, пользуясь как первым, так и вторым компенсационными методами. За измеренное принимают среднее \bar{W} из всех найденных значений. Среднее квадратическое отклонение (СКО) значения \bar{W} , полученное в результате обработки экспериментальных данных ($n \approx 50$), обычно не превышает 0,1–0,15%. СКО \bar{W} характеризует случайную погрешность тепловых измерений, а следовательно, случайную погрешность определения активности A . Эта погрешность обусловлена нестабильностью температурного режима, колебаниями нуля измерительного прибора и т. п. Погрешности

определении электрических параметров компенсационной нагревательной катушки и термобатареи Пельтье $-J_{\text{компл}}, R_{\text{нагр}}, \pi$ и др. не принимаются во внимание. Мостовые схемы, используемые для определения этих параметров, позволяют измерить их с погрешностью на порядок, а в некоторых случаях и на два порядка ниже (0,01—0,001%), чем наблюдаемое СКО.

Две другие величины, входящие в формулу (1), не связаны непосредственно с измерениями. Значение E измеряемого нуклида находят по спектрометрическим характеристикам его излучения, используя для этого таблицы и литературные данные. Коэффициент ρ для α - β -калориметров равен 1.

Как следует из формулы (1), погрешность измерения активности A будет складываться из погрешности измерений калориметром W и погрешности, соответствующей E данного нуклида. Если первая из них является случайной погрешностью и равна 0,1—0,15%, то другая погрешность образует неисключенный остаток систематической погрешности значения A . Погрешность E будет различной в зависимости от нуклида и меняется в пределах от 0,1% — для α -излучающих нуклидов и до 0,3—3% для β -нуклидов.

Отсюда общая погрешность результата измерения на калориметре активности A определяется, в основном, точностью соответствующих спектрометрических характеристик нуклида и не превышает 0,2—0,3% для α -излучающих нуклидов и 0,5—3% для β -нуклидов (при доверительной вероятности 0,99).

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

УДК 539.169.089.68

*Ф. М. Караваяв, В. Я. Алексеев, А. Ф. Дричко,
А. Е. Кочин, Л. П. Кулькова, С. А. Русина,
Р. М. Служнева, Е. А. Хольнова*

РАБОЧИЕ ЭТАЛОНЫ ЕДИНИЦЫ АКТИВНОСТИ РАДИОНУКЛИДОВ

Общесоюзной поверочной схемой для средств измерений активности радионуклидов, в соответствии с ГОСТ 8.033-74, предусмотрено использование рабочих эталонов единицы этой величины — беккерели — в виде эталонных наборов источников излучений и эталонных измерительных установок. Первые служат для передачи размера единицы от государственного первичного эталона образцовым радиометрическим источникам излучений, вторые — для передачи размера единицы образцовым радиометрическим установкам, образцовым растворам радионуклидов и образцовым источникам специального назначения, например, образцовым спектрометрическим источникам.

Размер единицы, воспроизводимой эталонным источником излучения, устанавливается в результате абсолютного измерения активности радионуклида в источнике при помощи соответствующей эталонной установки государственного первичного эталона. От эталонного источника излучения размер единицы передается образцовым радиометрическим источникам излучения относительным методом, поэтому эталонные

источники излучения должны быть идентичны сличаемым с ними образцовым источникам по всем параметрам. Размер единицы, воспроизводимой эталонной измерительной установкой, устанавливается на основании абсолютного измерения активности радионуклида, выполняемого в месте хранения и применения рабочего эталона, при условии, что правильность таких измерений проверена сличением с государственным первичным эталоном (ГОСТ 8.057-73). Ниже приводится краткое описание созданных рабочих эталонов единицы активности радионуклидов в виде эталонных наборов источников излучений, применяемых во ВНИИМ и во ВНИИФТРИ, и эталонных измерительных установок, применяемых во ВНИИФТРИ и в Радиовом институте им. В. Г. Хлопина.

Эталонные наборы источников излучений

В качестве рабочих эталонов единицы активности α - и γ -излучающих нуклидов используются источники, изготовленные по действующим техническим условиям. Основные данные об источниках α -, β - и γ -излучений, входящих в эталонные наборы, приведены в таблице.

Вид излучения	Радионуклид	Количество источников в наборе		Площадь активной поверхности, см ²	Диапазон активности радионуклидов, Бк	СКО, %
		ВНИИМ	ВНИИФТРИ			
Альфа	²³⁹ Pu	26	26	1, 4, 10, 40, 100, 160	2 · 10 ¹ — 4 · 10 ⁵	0,2 — 0,8
	²³⁴ U	4	—	1, 10	4 — 100	0,5 — 2
Бета	⁹⁰ Sr + ⁹⁰ Y	34	34	1, 4, 10, 40, 100, 160	2 · 10 ² — 2 · 10 ⁸	0,25 — 0,26
Гамма	⁶⁰ Co	10	7	—	8 · 10 ⁶ — 2 · 10 ¹¹	0,2 — 1,4
	¹³⁷ Cs	11	5	—	—	0,3 — 1,7

Действительные значения активности ²³⁹Pu и ²³⁴U в эталонных источниках α -излучения до 10⁵ Бк измерены с помощью эталонной установки УЭА-2. Источники с более высокой активностью эталонированы методом счета α -частиц в малом телесном угле с помощью установки УСЧ-8, созданной для использования в дальнейшем в составе государственного первичного эталона.

Действительные значения активности ⁶⁰Co и ¹³⁷Cs в эталонных источниках γ -излучения измерены с помощью эталонных установок УЭА-4 и

* Дорощев Г. А., Иников Г. Н. Образцовые источники ионизирующих излучений. — М.: Атомиздат, 1967.

УЭА-5. Для источников из ^{137}Cs учитывалось наличие примеси ^{134}Cs , относительное содержание которой измерено с помощью полупроводникового γ -спектрометра ВНИИМ.

Задача создания эталонных источников β -излучения существенно отличается от аналогичной задачи для источников α - и γ -излучений. Основная трудность заключается в невозможности с достаточной точностью выполнить абсолютное измерение активности радионуклидов в источниках на металлических подложках с активной частью, закрытой металлической защитной фольгой. Поэтому эталонные источники β -излучения были изготовлены в лаборатории путем нанесения на подложку определенного количества раствора $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ с удельной активностью, точно измеренной с помощью эталонной установки УЭА-1 методом $4\pi\beta$ -счета. Активность $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ в источниках определена по удельной активности этих радионуклидов в растворе и по массе нанесенного на подложку раствора. Источники изготовлены в точном соответствии с действующими техническими условиями. Этот метод позволил получить эталонные источники β -излучения с активностью радионуклидов, определенной с суммарной погрешностью 0,7 – 0,75% (при доверительной вероятности 0,99), достигаемой только при международных сличениях эталонов методом $4\pi\beta$ -счета.

Для источников α - и β -излучения, помимо активности радионуклидов, определены также внешние α - и β -излучения в телесном угле 2π ср.

Эталонные измерительные установки

Рабочий эталон единицы активности радионуклидов ВНИИФТРИ представляет собой комплекс из двух эталонных измерительных установок для абсолютного измерения активности методом $4\pi\alpha$ - и $4\pi\beta$ -счета и методом $4\pi\alpha\gamma$ -, $4\pi\beta\gamma$ - и $4\pi\chi\gamma$ -совпадений. Обе установки созданы в 1972 г.

Основными частями установок являются счетчики заряженных частиц и фотонов; первая установка содержит проточный пропорциональный 4π -счетчик (рабочий газ – метан), вторая – три 4π -счетчика разных размеров и два сцинтилляционных счетчика. 4π -счетчики второй установки наполняются метаном (пропаном) до давления $\sim 1 \cdot 10^4$ Па или смесью метана (пропана) с аргоном до давления до $3 \cdot 10^6$ Па.

Диапазоны измерений активности радионуклидов: для первой установки – от 1 до 10^4 Бк для α -излучающих радионуклидов и от 10 до 10^4 Бк для β -излучающих радионуклидов, для второй установки – от 40 до $4 \cdot 10^5$ Бк. Среднее квадратическое отклонение результата измерений – от 0,2 до 0,5% (при активности ниже 10 Бк – до 2%), неисключенная систематическая погрешность – от 0,5 до 5%, в зависимости от вида радионуклида.

Обе установки сличены с государственным первичным эталоном при помощи источников и растворов $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, ^{239}Pu , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{54}Mn . Расхождение между результатами измерений на эталонных установках ВНИИФТРИ и государственного первичного эталона не превысило общую погрешность измерений и находилось в пределах от 0,06 до 0,7%. Комплекс эталонных установок ВНИИФТРИ утвержден в качестве рабочего эталона единицы активности радионуклидов.

Рабочий эталон единицы активности радионуклидов Радионного института им. В. Г. Хлопина представляет собой эталонную установку для

* См. список на стр. 8

абсолютного измерения активности альфа-излучающих радионуклидов методом $4\pi\alpha(X)$ -совпадений. Установка создана в 1974 г. Основной частью установки является блок детекторов, состоящий из проточного пропорционального 4π -счетчика α -частиц и сцинтилляционного счетчика фотонов. 4π -счетчик наполняется метаном.

Основные параметры установки: диапазон измерений активности радионуклидов в источниках — от $1 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^4$ Бк, диапазон измерений удельной активности радионуклидов в растворах — от $1 \cdot 10^5$ до $1 \cdot 10^8$ Бк/г. Среднее квадратическое отклонение результатов измерений — не более 0,2%, неисключенный остаток систематической погрешности не более 0,1%.

Сличение установки с государственным первичным эталоном проведено с помощью растворов ^{238}Pu и ^{241}Am . Значения удельной активности радионуклидов в растворах, измеренные на эталонных установках государственного первичного эталона и на эталонной установке Радиологического института, совпали в пределах 0,03% для ^{238}Pu и 0,26% для ^{241}Am .

Эталонная измерительная установка Радиологического института утверждена в качестве рабочего эталона единицы активности α -излучающих радионуклидов.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

УДК 539.169.088:539.1.074.22

*Ф. М. Каравзев, А. Ф. Дричко,
Е. С. Губкин, Р. М. Служнева*

ДВЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ АКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ ИОНИЗАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

При воспроизведении единицы активности гамма-излучающих нуклидов ионизационным методом с помощью эталонной установки УЭА-4, входящей в состав государственного первичного эталона [1], активность нуклида в источнике определяется по измеренному значению силы ионизационного тока, создаваемого данным источником в сферической 4π -камере, и по расчетному значению чувствительности камеры. При этом в результат измерений вводится ряд поправок.

В настоящей работе рассмотрено влияние на точность воспроизведения единицы описанным методом двух факторов, а именно, случайного смещения центра измеряемого радиоактивного источника относительно геометрического центра ионизационной камеры и возможного эксцентриситета сферических электродов камеры. Оба эти фактора вызывают изменение ионизационного тока в камере и, следовательно, вносят неучитываемые систематические погрешности в результат измерения активности нуклида в источнике. Если центры источника и обоих электродов точно совпадают с геометрическим центром камеры, обе погрешности равны нулю. Целью данной работы является, таким образом, оценка этих погрешностей при различных смещениях центров источника и электродов относительно центра камеры и определение допустимых границ этих смещений, при которых возникающие систематические погрешности вносят в суммарную погрешность измерения активности нуклида пренебрежимо малый вклад.

Для оценки погрешности, возникающей вследствие смещения центра источника относительно центра камеры, воспользуемся соотношением ионизационных токов I_0 и I_a , соответствующих положению источника в центре камеры и на расстоянии a от центра [3]:

$$\frac{I_a}{I_0} = \frac{L_a}{L_0} e^{-\mu(l_a - l_0)}, \quad (1)$$

где l_0 и l_a — значения средней толщины стенки собирающего (внутреннего) электрода для фотонов, испускаемых источником, находящимся в центре камеры и соответственно на расстоянии a от центра; μ — линейный коэффициент поглощения энергии гамма-излучения в веществе собирающего электрода; L_a и L_0 — средние расстояния между электродами.

Для сферической 4π -камеры $L_0 = R_1 - R_2$ и $l_0 = R_2 - R_3$, где R_1 — внутренний радиус потенциального (внешнего) электрода, R_2 и R_3 — соответственно внешний и внутренний радиусы собирающего электрода.

Далее,

$$L_a = \frac{1}{2} \left(R_1 - R_2 + \frac{R_1^2 - a^2}{2a} \ln \frac{R_1 + a}{R_1 - a} - \frac{R_2^2 - a^2}{2a} \ln \frac{R_2 + a}{R_2 - a} \right), \quad (2)$$

а выражение для l_a получается из (2) заменой R_1 на R_2 и R_2 на R_3 .

Уравнение (1) можно упростить путем разложения в ряд по степеням a/R_1 , a/R_2 и a/R_3 . Соответствующие ряды содержат лишь четные степени отношений a/R_1 . При $(a^2/R_2^2) \leq 0,25$, ограничиваясь квадратичными членами разложений и полагая $R_3 \approx R_2$, получаем следующее выражение:

$$\frac{I_a}{I_0} = 1 + a^2 \frac{1 - \mu l_0}{3R_1 R_2}. \quad (3)$$

Пользуясь этим уравнением и принимая во внимание значения случайных и систематических погрешностей, присущих данному методу воспроизведения единицы активности нуклидов [2], можно определить границы допустимых смещений источника из центра камеры.

Камера установки УЭА-4 имеет следующие размеры: $R_1 = 124,84$ мм, $R_2 = 114,92$ мм, $l_0 = 4,97$ мм. Электроды изготовлены из алюминия. Для гамма-излучения ^{60}Co $\mu = 0,0070$ мм $^{-1}$. Используя эти значения и полагая, что при смещении источника относительно центра камеры ионизационный ток не должен изменяться более, чем на 0,05%, т. е. $I_a/I_0 = 1,0005$, получаем, что смещение источника относительно центра камеры не должно превышать 5 мм. Полученный результат был использован при модернизации установки УЭА-4 для установления допустимых смещений источника, помещаемого в камеру с помощью дистанционного автоматизированного устройства.

Для оценки систематической погрешности, обусловленной эксцентриситетом сферических электродов камеры, может быть использовано уравнение, аналогичное (1):

$$\frac{I_c}{I_0} = \frac{L_c}{L_0}, \quad (4)$$

где c — расстояние между центрами электродов и

$$L_c = \frac{1}{2} \left(R_1 - 2R_2 + \frac{R_1^2 - a^2}{2a} \ln \frac{R_1 + a}{R_1 - a} \right).$$

В уравнении (4) отсутствует экспоненциальный множитель, поскольку предполагается, что при относительном смещении центров электродов источник не смещается из центра собирающего электрода. При малых значениях отношения c^2/R_2^2 уравнение (4) можно написать в виде:

$$\frac{I_c}{I_0} = 1 - \frac{c^2}{2R_1(R_1 - R_2)}. \quad (5)$$

Уравнения (4) и (5) проверены экспериментально. Расчетные и измеренные значения I_c/I_0 при различных значениях c сопоставлены в таблице. Измерения выполнены с использованием источника гамма-излучения из ^{60}Co в виде цилиндра диаметром и высотой, равными 2 мм.

Значения I_c/I_0

c	Расчетное значение	Измеренное значение
3	0,9965	0,9965
5	0,9900	0,9895
7	0,9810	0,9820

Используя приведенные выше значения параметров 4π -камеры эталонной установки УЭА-4 и полагая $I_c/I_0 = 0,9995$, из уравнения (5) получаем допустимое смещение центров электродов камеры $c = 1,12$ мм. Можно отметить, что в модернизированной камере установки УЭА-4 максимальное расстояние между центрами потенциального и собирающего электродов не превышает 0,2 мм.

Как видно из уравнений (3) и (5), рассмотренные систематические погрешности компенсируют друг друга.

Таким образом, для сферической ионизационной 4π -камеры эталонной установки УЭА-4 расчетным путем определены границы допустимых смещений источников относительно центра камеры и взаимных смещений центров электродов, при которых можно пренебречь возникающими при этом изменениями ионизационного тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Караванов Ф. М., Кочин А. Е., Хольцова Е. А. Государственный первичный эталон единицы активности нуклидов. — Измерительная техника, 1973, № 1.
2. Караванов Ф. М. Ионизационная камера для абсолютного измерения

активности радиоактивных препаратов. — Измерительная техника, 1959, № 5.

3. Дричко А. Ф. К расчету чувствительности ионизационных камер для относительных измерений активности гамма-излучающих нуклидов. — Метрология, 1974, № 11.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

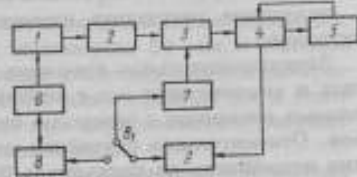
УДК 53.087.4:(539.1.074.2:539.169)

И. М. Басаргина, А. А. Макович

КОМПЛЕКС СРЕДСТВ ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ СЧЕТНЫХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ

С целью повышения эффективности измерения активности нуклидов счетными методами с помощью эталонных и образцовых установок во ВНИИМ была создана автоматизированная система исследования счетных и дискриминационных характеристик свинтилационных и газоразрядных счетчиков ионизирующих излучений, предназначенная для эталонных установок УЭА-1 — УЭА-3, и разработан комплекс программ для ЭЦВМ "МИР-1", позволяющих автоматизировать обработку результатов наблюдений, расчет результата измерения, а также исследование метрологических характеристик установок.

Блок-схема автоматизированной системы исследования характеристик счетчиков ионизирующих излучений: 1 — блок детектора; 2 — усилитель; 3 — интегральный дискриминатор; 4 — пересчетный прибор; 5 — блок автоматической печати; 6 — блок программы высокого напряжения; 7 — блок программы напряжения дискриминации; 8 — источник высоковольтного напряжения; 9 — блок управления системы; B_1 — переключатель режима работы для получения счетной или дискриминационной характеристик.



Автоматизированная система состоит из девяти блоков (см. рисунок), два из которых — пересчетный прибор типа ПП-15 (4) и блок автоматической печати БАП-2 (5) — выпускаются серийно, а остальные: непосредственно усилитель (2), интегральный дискриминатор (3), блоки программы высокого напряжения (6) и напряжения дискриминации (7), блок высокого напряжения (8) и блок управления (9) разработаны во ВНИИМ. Система обеспечивает:

- 1) исследование счетных характеристик в любом выбранном диапазоне изменения напряжения на счетчике в пределах $(0,6 \div 4)$ кВ при дискретном изменении напряжения через $(10 \times L)$ В, где $L = 1, 2, \dots, 10$;
- 2) исследование дискриминационных характеристик в любом выбранном диапазоне изменения напряжения в пределах $(0 \div 100)$ В при дискретном изменении напряжения через $(1 \times L)$ В;

- 3) повторение числа измерений скорости счета импульсов в каждой точке характеристики $K = 1, 2, \dots, 10$ раз;
- 4) повторение исследуемых характеристик $M = 1, 2, \dots, 10$ раз;
- 5) запись результатов наблюдений.

Работа системы осуществляется следующим образом. Перед запуском устанавливаются начальные условия: интервал изменения значений (U_n, U_k) высокого напряжения в блоке 6 и напряжения дискриминации в блоке 8; в блоке управления 9 устанавливаются: шаг изменения напряжений (L), число измерений в каждой точке характеристики (K) и число снимаемых характеристик (M). По сигналу "Пуск" блока управления 9 электродвигатели блоков программ 6 или 7 устанавливают напряжение, соответствующее началу выбранного рабочего интервала. После выполнения в данной точке характеристики заданного программой K измерений напряжение автоматически устанавливается через выбранный шаг (L) в следующее положение и снова выполняется K измерений. Описанный процесс автоматически повторяется до последней точки рабочего интервала. Затем устанавливается напряжение, соответствующее началу рабочего интервала, и измерение характеристики повторяется M раз.

Полученные результаты наблюдений затем обрабатываются на ЭЦВМ "МИР-1" по программам, обеспечивающим:

построение счетной характеристики и выбор рабочего напряжения счетчика;

вывод таблицы, содержащей значения напряжения, среднего арифметического значения скорости счета и оценки его среднего квадратического отклонения, а также вывод графика зависимости скорости счета от напряжения;

проверку соответствия нормальному закону распределения результатов наблюдений и отсутствия систематических погрешностей;

получение результата измерения внешнего излучения и активности источника.

Экспериментальная проверка автоматизированной системы проводилась в течение двух лет с использованием сцинтилляционных и газоразрядных счетчиков с помощью бета- и альфа-источников — рабочих эталонов. Относительная случайная погрешность измерения внешнего излучения источников не превышала 0,1%. Результаты измерений совпадают с паспортными данными рабочих эталонов в пределах погрешностей внешнего излучения рабочих эталонов.

Исследования показали, что система стабильна и надежна в работе и ее включение в эталонные установки позволит значительно повысить производительность и точность измерений за счет увеличения числа измерений, исключения субъективных ошибок экспериментатора и использования ЭВМ для обработки результатов наблюдений.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ ^{139}Ce ПРИ
МЕЖДУНАРОДНЫХ СЛИЧЕНИЯХ

При проведении международных сличений удельной активности ^{139}Ce в растворе по программе Международного бюро мер и весов выяснилось, что значение удельной активности ^{139}Ce , полученное во ВНИИМ, совпадает, в пределах оцененных погрешностей, с результатами ведущих метрологических институтов Европы, США и Канады. В сличениях участвовали метрологические организации из 23 стран.

Электронозахватный нуклид ^{139}Ce распадается на возбужденный уровень 165,8 кэВ. При распаде ^{139}Ce испускается характеристическое рентгеновское излучение (KX -фотоны с энергией 33 и 38 кэВ и LX -фотоны с энергией ~ 5 кэВ), гамма-излучение с энергией 165,8 кэВ, электроны Оже с энергией ≤ 37 кэВ и конверсионные электроны с энергией > 127 кэВ.

В большинстве лабораторий при измерении активности ^{139}Ce в источниках, изготовленных из раствора, использовался метод 4π бета-гамма-совпадений с последующей экстраполяцией эффективности регистрации излучения одним из детекторов к 100% [1]. Во ВНИИМ, кроме этого метода, использовались еще методы KX -гамма-совпадений и $2\pi LX$ -гамма-совпадений. Обработка данных проводилась с помощью ЭЦВМ МИР-1.

Метод KX -гамма-совпадений

Для регистрации рентгеновского излучения использовался сцинтилляционный счетчик с кристаллом $\text{NaI}(\text{Ti})$ диаметром 30 мм и высотой 2 мм с бериллиевым окном; гамма-излучение регистрировалось сцинтилляционным счетчиком с кристаллом $\text{NaI}(\text{Ti})$ диаметром 30 мм и высотой 20 мм. Число совпадений измерялось при двух значениях разрешающего времени: $\tau R_1 = 0,915$ мкс и $\tau R_2 = 1,475$ мкс.

Для того чтобы перейти от величины N_{0f} (число вакансий в K -оболочке), измеренной методом совпадений и рассчитанной по формуле Кэмпбелла [2], к активности нуклида в источнике — A , необходимо учесть KX -фотоны, возникающие вследствие конверсии гамма-фотонов на K -оболочке:

$$A = N_0 \frac{P_K}{P_K + \frac{a_K}{1 + \pi_K}} \quad (1)$$

где P_K — вероятность K -захвата; a_K — коэффициент внутренней конверсии гамма-фотонов на K -оболочке.

Метод $2\pi LX$ -гамма-совпадений

Для регистрации LX -излучения использовался полущлидрический алюминиевый пропорциональный счетчик, который наполнялся смесью аргона — метана при давлении, близком к атмосферному. Гамма-излучение

так же, как и в предыдущем методе, регистрировалось сцинтиляционным счетчиком с кристаллом NaI(П) диаметром 40 мм и высотой 30 мм. Число совпадений измерялось при двух значениях разрешающего времени: $\tau R_1 = 1,475$ мкс и $\tau R_2 = 2,08$ мкс.

Активность нуклида в источнике в этом случае рассчитывалась по формуле

$$A = N_0 \left(1 + \frac{n_K n_{KL} + n_L}{P_K n_K + P_L} \right), \quad (2)$$

где N_0 — так же как и в первом случае определялось по формуле Кэмпбона [2] из метода совпадений; n_K (n_L) — относительное число вакансий в K (или L)-оболочке, образующихся в результате внутренней конверсии гамма-фотонов; n_{KL} — относительное число вакансий в L -оболочке, образующихся в результате создания одной вакансии в K -оболочке; P_K (P_L) — вероятность K (L)-захвата. Значения атомных постоянных для расчета активности по формулам (1) и (2) взяты из работы [3].

Значения удельной активности ^{139}Ce в растворе, полученные тремя методами, приводятся в таблице.

Метод	Удельная активность ^{139}Ce на 01.03.76 г., Бк/мл	Полная систематическая погрешность, %	СКО, %
$4\pi\beta\text{-}\gamma$	710,47	+0,11 -0,15	0,1
$KX\text{-}\gamma$	709,01	0,7	0,05
$2\pi LX\text{-}\gamma$	708,07	0,8	0,05

Сравнительно большая систематическая погрешность методов $KX\text{-}\gamma$ и $2\pi LX\text{-}\gamma$ совпадений, в основном, обусловлена погрешностью, с которой известны постоянные распада [3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smith D. An Improved Method of Data Collection for $4\pi\beta\text{-}\gamma$ Coincidence Measurements. — Metrologia, 1975, No 11.
2. Williams A., Hughes F., Campion P. Systematic errors in $4\pi\beta\text{-}\gamma$ coincidence measurements. — Metrologia, 1968, No 4, p. 178.
3. Nuclear Data Tables, A8. Academic Press, NY and London, 1970.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ КОБАЛЬТА-60
В ИСТОЧНИКАХ РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ МЕТОДОМ ГАММА-
ГАММА-СОВПАДЕНИЙ

Гамма-источники из кобальта-60 имеют большое распространение и применение в различных областях народного хозяйства. Так, например, они являются образцовыми мерами мощности экспозиционной дозы гамма-излучения и активности радионуклидов, применяемыми при градуировке различных дозиметрических и радиометрических приборов; они входят в набор образцовых спектрометрических гамма-источников (ОСГИ) и т. д. Кобальт-60 также используется для изготовления образцовых мер бета-источников. Широкое распространение источников кобальта-60 объясняется, во-первых, тем, что его схема распада относительно проста и спектральный состав излучения известен с высокой точностью, и, во-вторых, простотой и дешевой его изготовления [в реакторах, по реакции (n, γ)]. Активность кобальта-60 в источниках измеряется во ВНИИМ на эталонных установках: 1) методом $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений в диапазоне $10^2\text{--}10^5$ Бк с погрешностью 0,2%; 2) с помощью целевой ионизационной камеры в диапазоне $3 \cdot 10^6\text{--}3 \cdot 10^8$ Бк с погрешностью 3-4%; 3) калориметрическим методом в диапазоне $3 \cdot 10^9\text{--}2 \cdot 10^{11}$ Бк с погрешностью 0,8% [1].

Абсолютные измерения активности всегда более сложны и более длительно, чем относительные измерения. Поэтому при массовых аттестациях гамма-источников кобальта-60 обычно применяется относительный метод измерения активности. Кроме того, относительный метод измерения активности кобальта-60 в источниках применяется в тех диапазонах, которые не перекрываются диапазонами активности, измеряемыми на эталонных установках. Если сравниваемые гамма-источники изготовлены тождественно, т. е. имеют одинаковые размеры и толщину активного слоя, то систематическая погрешность относительных измерений в основном обуславливается возможным различием в расположении сравниваемых источников по отношению к детектору гамма-излучения.

Рассмотрим кратко метод совпадений в простейшей форме. Предположим, что имеется два детектора и источник помещен между ними. Каждый детектор воспринимает только один вид излучения (100% на акт распада), тогда скорости счета по каналам регистрации гамма-излучения N_1 и N_2 и совпадений N_c можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= A\omega_1\epsilon_1 \\ N_2 &= A\omega_2\epsilon_2 \\ N_c &= A\omega_1\epsilon_1\omega_2\epsilon_2 \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

где A — активность нуклида в источнике, ω_1 и ω_2 — телесные углы, определяемые размерами источника, детектора и расстоянием между ними; ϵ_1 и ϵ_2 — эффективность регистрации первого и второго вида излучения.

Произведения $\omega_1 \epsilon_1$ и $\omega_2 \epsilon_2$ можно рассматривать как вероятность регистрации детектором данного вида излучения.

Из трех уравнений (1) следует:

$$A = \frac{N_1 N_2}{N_c} \quad (2)$$

Формула (2) показывает, что значение активности нуклида, измеренное по методу совпадений, не зависит ни от телесных углов, ни от эффективности регистрации данного излучения и, следовательно, поглощение и самопоглощение излучения не влияет на результат измерения активности методом совпадений.

Установка для относительных измерений активности ^{60}Co методом $\gamma\text{-}\gamma$ совпадений, разработанная во ВНИИМ, состоит из двух сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему совпадений. Счетчики имеют кристаллы NaI (Тl) диаметром 80 мм и высотой 80 мм. Сцинтилляционные счетчики располагаются на одной оси и могут передвигаться вдоль этой оси. Сравнимые источники ^{60}Co устанавливаются поочередно примерно посередине между кристаллами счетчиков, но не на оси, соединяющей кристаллы, а на расстоянии 4 см от этой оси. Это делается для увеличения числа действительных совпадений за счет рассеяния одного и того же гамма-фотона из одного кристалла в другой, так как в методе совпадений желательно иметь при заданной нагрузке побольше действительных совпадений по сравнению со случайными. Расстояние между кристаллами подбирается таким, чтобы скорость счета от большего источника не превышала $5 \cdot 10^4$ имп/с.

Поскольку в установке ВНИИМ каждый из сцинтилляционных счетчиков регистрирует оба вида совпадающих излучений, т. е. нет разделения совпадающих гамма-излучений по детекторам, то в результате измерений получается не значение активности нуклида в источнике, а величина R , пропорциональная активности: $R = kA$. Значение величины R рассчитывается по формуле:

$$R = \frac{N_1' N_2' [1 - \tau_R (N_1 + N_2)]}{(N_c' - 2\tau_R N_1 N_2)(1 - \tau_m N_c)} \quad (3)$$

где N_1 , N_2 , N_c — скорости счета соответственно от первого и второго счетчиков и по каналу совпадений; N_1' , N_2' и N_c' — соответствующие скорости счета за вычетом фона; τ_R и τ_m — разрешающее и "мертвое" время схемы совпадений соответственно.

Формула (3) предложена Компьюном [3] и отличается от формулы (2) тем, что в ней вводится поправка на разрешающее и "мертвое" время схемы совпадений и число случайных совпадений.

Значение коэффициента k зависит от расстояния между кристаллами счетчиков, от величины дискриминации по каналам счета, а также от разрешающего времени схемы совпадений. Но поскольку производятся относительные измерения, то, определив на установке значение R для источника ^{60}Co без самопоглощения с известной активностью A и измерив величину R' для сравниваемого источника, можно найти его активность A по формуле относительных измерений:

$$A' = \frac{R'}{R} A \quad (4)$$

Перемещение источника ^{60}Co по оси и перпендикулярно оси на расстоянии 4 см не меняло значения R , получаемого по формуле (3), хотя счет по каналам N_1 и N_2 изменялся, так как при этом изменялось соответственно и число совпадений N_c . Искусственно создаваемое поглощение гамма-излучения в источнике ^{60}Co до 4% (источник закрывался поглотителем) также не изменяло значения R . (Наибольшее расхождение в этих двух случаях не превышало 0,4% от величины R .)

Основной проверкой предложенного метода явилось проведение относительных измерений на установке ВНИИМ с двумя источниками: источником ^{60}Co , не имеющим самопоглощения, и ампулой с раствором ^{60}Co (источник, имеющий самопоглощение и поглощение гамма-излучения). Активность ^{60}Co в ампуле измерялась двумя методами: 1) относительным методом на установке в сравнении ее с активностью источника без самопоглощения [формулы (3), (4)] и 2) по массе радиоактивного раствора ^{60}Co в ампуле и его удельной активности, измеренной с помощью эталонной установки ВНИИМ. Результаты измерения активности ^{60}Co в ампуле двумя методами разошлись всего на 0,8%. Погрешность измеренной активности ^{60}Co в тождественно изготовленных источниках относительным методом не превысила 0,5%. Однако в результатах следует учесть еще одну погрешность, связанную с определением величины R по формуле совпадений, которая также не превышает 0,5%. И, следовательно, суммарная погрешность этого метода не превышает 1%, что и подтвердилось результатами измерения активности ^{60}Co двумя методами.

Данным методом можно измерить активность нуклидов в источниках различной конфигурации, применяя относительные измерения по гамма-гамма-совпадением не только для источников кобальта-60, но также для радионуклидов, которые имеют каскад гамма-излучения, как, например, ^{46}Sc , ^{88}Y , ^{134}Cs , ^{207}Bi и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ф. М. Каранаев. Измерение активности нуклидов. — М.: Издательство стандартов, 1972.
2. Sampson P. J. The Standardization of Radioisotopes by the Beta-Gamma-Coincidence Method Using High Efficiency Detectors. — Int. J. Appl. Rad. Isot., 1959, 4, 232.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЕДИНИЦЫ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ В ДИАПАЗОНЕ 0,5 эВ–3 кэВ

Область энергий нейтронов в диапазоне от 0,5 эВ до 3 кэВ может быть воспроизведена в виде непрерывного спектра замедления в каком-либо замедлителе с изотропной плотностью потока нейтронов. Для измерения плотности потока нейтронов в этой области могут быть использованы активационные резонансные детекторы в виде набора фольг различных элементов. Для таких детекторов достаточно точно известны ядерно-физические константы, необходимые для вычисления плотности потока нейтронов и передачи ее размера образцовым и рабочим мерам.

Созданная во ВНИИМ установка представляет собой графитовый замедлитель с центральной воздушной полостью диаметром 120 мм и высотой 160 мм, окруженный отражателем из полистилена толщиной 100 мм (рис. 1). Для данной геометрии установки проведены детальные

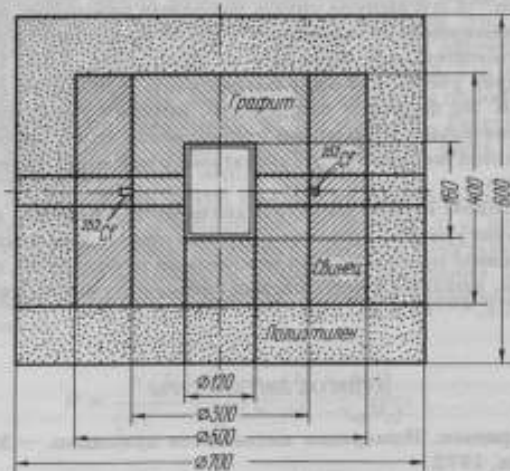


Рис. 1. Конструкция установки

исследования плотности потока тепловых и промежуточных нейтронов в воздушной полости в зависимости от положения источника быстрых нейтронов в замедлителе, равномерности плотности потока промежуточных нейтронов в различных точках воздушной полости, угловой асимметрии поля промежуточных нейтронов. В качестве детектора нейтронов для этих исследований использовали борный счетчик (СНМ-18), сцинтилляционный детектор с кристаллом ${}^6\text{LiI}$ (Eu) и активационные детекторы (индий и марганец, позволяющие проводить экспрессные измерения). Результаты исследований плотности потока нейтронов в воздушной полости при использовании двух источников нейтронов типа Pu — Be

представлены на рис. 2, а и б. В табл. 1 приведена зависимость плотности потока нейтронов от положения детектора.

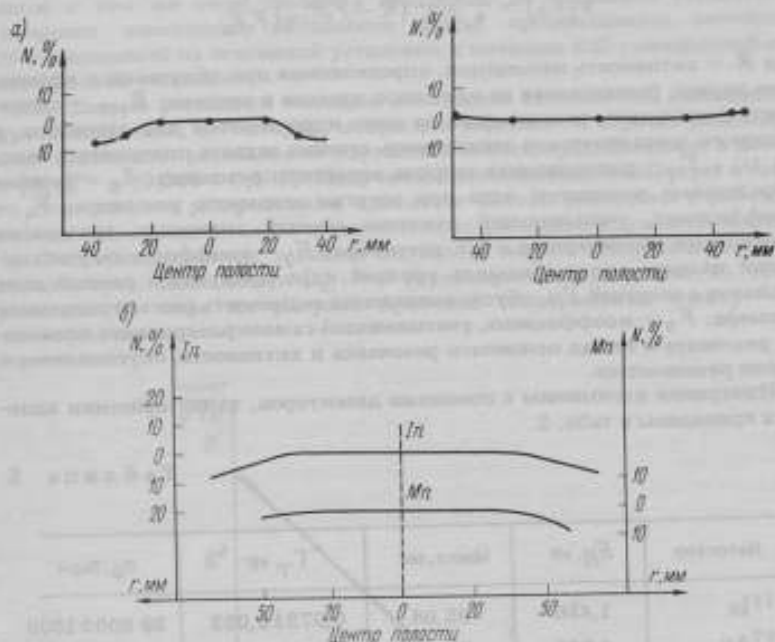


Рис. 2. Распределение плотности потока нейтронов в полости по различным направлениям (активационные детекторы): а — вертикальное распределение; б — горизонтальное распределение

Таблица 1

Детектор	Угол поворота детектора				Горизонтальная плоскость
	0°	30°	60°	90°	
In (1,456 эВ)	100	99,7	96,8	94,5	97,9
Mn (337 эВ)	100	—	—	95,7	98,2

Абсолютные измерения дифференциальной плотности потока нейтронов $\varphi(E_R)$ были выполнены методом вычитания вклада $1/\gamma$ [1]. В исследуемом поле нейтронов облучались последовательно в экране из кадмия (толщиной 1 мм) резонансные и $1/\gamma$ -детекторы. При этом искомая

плотность потока определяется выражением [2]

$$\varphi(E_R) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\Gamma_{\gamma} \sigma_0} (R - F_1 R_{1/\nu}) \frac{1}{F_2 F_3}$$

где R — активность насыщения, определяемая при облучении в кадмиевом экране, рассчитанная на одно ядро изотопа в мишени; $R_{1/\nu}$ — активность насыщения, рассчитанная на одно ядро изотопа для детектора, у которого энергетическая зависимость сечения захвата подчиняется закону $1/\nu$; Γ_{γ} — радиационная ширина основного резонанса; σ_0 — сечение образования составного ядра при энергии основного резонанса; F_1 — коэффициент, учитывающий различие сечений активации тепловыми нейтронами резонансного и $1/\nu$ -детектора; F_2 — коэффициент, учитывающий наличие метастабильных уровней ядра продукта и равный доле захватов с энергией E_R , обуславливающих активность рассматриваемого изомера; F_3 — коэффициент, учитывающий самоэкранирование основного резонанса и вклад основного резонанса в активность, обусловленную всеми резонансами.

Измерения выполнены с помощью детекторов, характеристики которых приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Детектор	E_R , эВ	Масса, мг	Γ_{γ} , эВ	σ_0 , барн
^{115}In	1,456	95,08	$0,072 \pm 0,002$	$39\,800 \pm 1300$
^{197}Au	4,906	97,28	$0,124 \pm 0,003$	$36\,900 \pm 500$
^{55}Mn	337	50,24	$0,5 \pm 0,1$	3140 ± 200
^{23}Na	2850	382,8	$0,38 \pm 0,04$	$372 \pm 1,6$

^{10}B

$1/\nu$ -детектор

Продолжение табл. 2

Детектор	σ_a тепл, барн ($E = 0,0253$ эВ)	$\varphi(E) \cdot 10^4$ нейтр/м ² · с · эВ	СКО ($S_{\varphi(\epsilon)}$), %
^{115}In	157 ± 2	408,6	4,45
^{197}Au	$98,6 \pm 0,13$	128,5	3,0
^{55}Mn	$13,24 \pm 0,05$	2,45	22,6
^{23}Na	$0,530 \pm 0,005$	0,345	19,8

^{10}B

3837 ± 9

Для определения вклада $1/v$ -резонансного детектора проведено сравнение эффективностей регистрации резонансного и $1/v$ -детектора в одном и том же поле тепловых нейтронов на созданной установке. Измерение наведенной активности фольг производилось методом $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений на эталонной установке и методом $2\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений на низкофонной установке.

Для данной установки методом отношения активностей насыщения двух резонансных детекторов, покрытых кадмием, с хорошо разделенными основными резонансами марганца и золота, предложенным в работе [3], $\beta = -(0,063 \pm 0,005)$. Полученное значение свидетельствует о том, что спектральное распределение плотности потока нейтронов в рабочей полости лишь незначительно отклоняется от спектра, следующего закону $1/E$. Экспериментальные значения плотности потока нейтронов хорошо соответствуют зависимости $1/E^{1+\beta}$ (пунктирная линия на рис. 3). Для сравнения на этом же рисунке приведен теоретический спектр $1/E$ (сплошная линия).

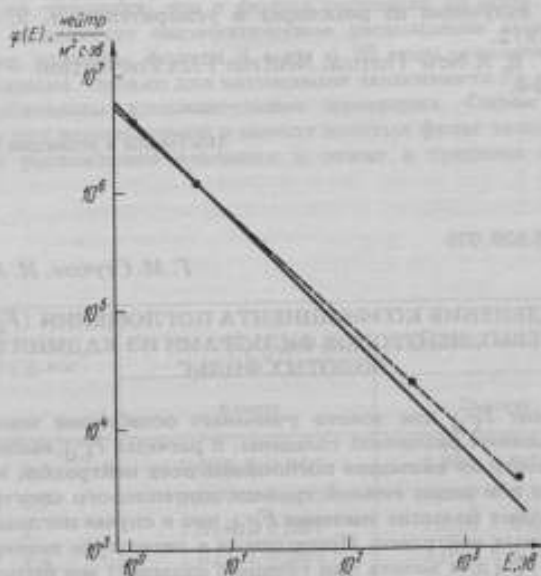


Рис. 3. Спектр поля нейтронов в рабочей полости установки. Сплошная линия — теоретический спектр $1/E$; пунктирная линия — реальный спектр $1/E^{0,94}$; точки — измеренные значения плотности потока нейтронов $\Phi(E)$

Созданная установка воспроизводит единицу плотности потока нейтронов в диапазоне энергии 0,5 эВ — 3 кэВ в изотропном поле с непрерывным спектром нейтронов замедления. В данном поле проведены абсолютные измерения плотности потока нейтронов резонансными детекторами из индия-115, золота-197, марганца-55 и натрия-23.

Плотность дифференциального потока нейтронов при энергии резонанса золота ($E_R = 4,906$ эВ) составляет $1,285 \cdot 10^6$ нейтр/($m^2 \cdot c \cdot эВ$) со средним квадратическим отклонением результата измерения $\pm 3\%$ при доверительной вероятности 0,95.

Созданная установка служит для воспроизведения, хранения и передачи размера единицы плотности потока нейтронов другим детекторам и полям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аваев В. Н., Егоров Ю. А. Методика измерения спектров нейтронов в надтепловой области энергий с помощью резонансных индикаторов. — Вопросы дозиметрии и защиты от излучений, вып. 4, М.: Атомиздат, 1965.

2. Методика восстановления спектра надтепловых нейтронов / Васильев Р. Д., Григорьев Е. И., Тарновский Г. Б., Ярына В. П. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях, т. 2, М.: Изд-во стандартов, 1972.

3. Ryves T. B. A New Thermal Neutron Flux Convention. — Metrologia, 1969, v. 5, No 4.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

УДК 621.039.5:539.076

Г. М. Стуков, И. А. Ярицына

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ (F_{Cd}) ЭПИКАДМИЕВЫХ НЕЙТРОНОВ ФИЛЬТРАМИ ИЗ КАДМИЯ В МЕТОДЕ ЗОЛОТЫХ ФОЛЬГ

Коэффициент F_{Cd} для золота учитывает ослабление эпикадмиевых нейтронов кадмием различной толщины. В расчетах F_{Cd} , выполненных в [1], принимается во внимание поглощение всех нейтронов, энергии которых больше или равна нижней границе эпитеплового спектра (в μK), поэтому они дают большие значения F_{Cd} , чем в случае поглощения только эпикадмиевых нейтронов. Приводимые в литературе экспериментальные значения F_{Cd} для золота при толщине кадмия 1 мм имеют большой разброс от $1,01 \pm 0,01$ [2] до $1,04 \pm 0,01$ [3] и определены для изотропного потока надтепловых нейтронов.

Целью данной работы является определение F_{Cd} для случая анизотропного потока надтепловых нейтронов, создаваемого в установке УЭН-3, методом золотых фольг (источник располагается в центре бака с водой, золотые фольги — по радиусу) и снижение погрешности определения этого коэффициента.

Фольги из золота толщиной 25 мкм облучались на установке УЭН-3 и кадмиевых чехлах толщиной: 0,5 мм, 0,7 мм, 1 мм, 1,4 мм, 1,8 мм, 2,2 мм. Наведенная активность определялась методом β - γ -совпадений. Для кадмия толщиной 0,5 мм на ЭВМ "Мир" была рассчитана поправка к активности, связанная с тем, что кадмий толщиной 0,5 мм

пропускает некоторое количество тепловых нейтронов. Далее методом наименьших квадратов обрабатывались логарифмы удельных активностей A_{Cd} в функции толщины кадмия и, таким образом, было получено значение логарифма удельной активности A_{Cd}^0 при нулевой толщине кадмия. Тогда

$$F_{Cd} = \frac{A_{Cd}^0}{A_{Cd}}$$



Результаты эксперимента представлены на рисунке и в таблице. В этой же таблице даны значения F_{Cd} , рассчитанные по изложенной выше методике для золотой фольги толщиной 6 мкм, которая облучалась в тех же условиях, что и фольга толщиной 25 мкм. Из таблицы видно, что существует систематическое расхождение между значениями F_{Cd} для толщины фольги 6 мкм и 25 мкм, увеличивающееся с толщиной кадмия. Однако для нахождения зависимости F_{Cd} от толщины фольги необходимы дополнительные измерения. Сейчас же можно сказать, что для используемой в методе золотых фольг толщиной кадмия 0,7 мм это расхождение невелико и лежит в пределах погрешности измерений.

$l_{Cd}, \text{мм}$	F_{Cd} для фольг толщиной	
	6 мкм	25 мкм
0,5	$1,005 \pm 0,007$	$1,008 \pm 0,004$
0,7	$1,007 \pm 0,007$	$1,010 \pm 0,004$
1	$1,010 \pm 0,007$	$1,016 \pm 0,004$
1,4	$1,014 \pm 0,007$	$1,023 \pm 0,004$
1,8	$1,019 \pm 0,007$	$1,029 \pm 0,004$
2,2	$1,023 \pm 0,007$	$1,036 \pm 0,004$

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено значение коэффициента поглощения эпикадмиевых нейтронов кадмием для установки УЭН-3, которое составляет $1,010 \pm 0,004$. При этом погрешность определения этого коэффициента снижена более чем в два раза по сравнению с погрешностями результатов, опубликованных ранее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mueck K., Bensch F. Cadmium correction factors of several thermal neutron foil detectors. — J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, No 9.
2. Hargrove C. K., Geiger K. W. A new thermal neutron flux density standard. — Canad. J. Phys., 1964, v. 42, No 8.
3. Powell J. E., Beck C. L. Cadmium Correction Factors for Iodine, Indium and Gold Foils. — Nucl. Sci. Eng., 1966, v. 25, No 2.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

●УДК 621.039.5.088.6

В. А. Тумольский, И. А. Ярицына

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПРАВКИ НА УТЕЧКУ НЕЙТРОНОВ В УСТАНОВКЕ УЭН-2

В настоящее время метод активации марганца является наиболее точным методом измерения полных потоков нейтронов, испускаемых нейтронными источниками. При измерениях с помощью установки УЭН-2, включающей в свой состав бак с раствором сульфата марганца, полный поток нейтронов источника рассчитывается по формуле:

$$Q = \frac{N_0 F}{\epsilon} (1 + l)(1 + m)(1 + k), \quad (1)$$

где N_0 — "насыщенная" скорость счета детектора; F — коэффициент, учитывающий долю ядер марганца в растворе; ϵ — эффективность измерительной аппаратуры; l — поправка на утечку нейтронов за пределы бака; m — поправка на самопоглощение нейтронов источником; k — поправка на захват быстрых нейтронов ядрами кислорода и серы. Из формулы (1) видно, что перечисленные поправки прямым образом влияют на результат измерения полного потока нейтронов.

В данной работе приводятся результаты измерения утечки нейтронов за пределы бака с раствором сульфата марганца. С помощью всеволнового счетчика, установленного с внешней стороны бака на высоте источника, измерялся поток нейтронов от различных нейтронных источников, помещаемых в центр пустого бака. Для учета рассеянного нейтронного излучения применялся усеченный парафиновый конус, поскольку размеры бака не позволяли использовать в данных измерениях обычно применяемый со всеволновым счетчиком конус полного поглощения нейтронов. После завершения измерений с конусом бак был заполнен раствором $MnSO_4$, после чего измерилась утечка нейтронов для тех же источников. При измерении источники, окруженные воздушной полостью, образованной тонкостенной алюминиевой сферой диаметром 15 см, помещались в центре бака. Утечка нейтронов за пределы бака определялась по формуле:

$$l' = \frac{N_{Mn} - N_{\Phi}}{N - N_{рас} - N_{\Phi}}, \quad (2)$$

где l' — утечка нейтронов в относительных единицах; N_{Mn} — скорость счета при измерении утечки из бака с раствором $MnSO_4$; N_{Φ} — скорость счета фона; N — скорость счета при измерении потока нейтронов от источника из пустого бака; $N_{рас}$ — скорость счета рассеянных нейтронов.

При измерении с усеченным конусом имеем:

$$N_{кон} = \delta N + N_{рас} + N_{\Phi}. \quad (3)$$

где δ — доля нейтронов, проходящих через усеченный конус. Из (2) и (3) получаем

$$l' = \frac{N_{Mn} - N_{\Phi}}{N(1 + \delta) - N_{кон}}. \quad (4)$$

При расчете l' по формуле (4) все скорости счета скорректированы на "мертвое" время измерительной аппаратуры. Предполагается, что при измерении с источником, помещенным в центре бака с раствором, рассеянное излучение пренебрежимо мало. Доля нейтронов, проходящих через усеченный конус, была определена путем измерения потоков нейтронов от тех же источников в открытой геометрии.

В установке УЭН-2 бак с раствором $MnSO_4$ имеет форму правильного цилиндра, утечка l' измерялась в середине его образующей. Для определения величины истинной утечки нейтронов l , величина l' должна быть умножена на коэффициент, зависящий от формы поверхности бака. Для расчета этого коэффициента необходимо допустить, что в цилиндре, как и в сфере, плотность потока пропорциональна $(1/r^2) e^{-r/\lambda}$, где r — радиус, а λ — длина релаксации. Это допущение вполне оправдано тем, что в установке УЭН-2 цилиндр имеет правильную форму с радиусом, во много превышающим длину замедления.

Известно, что поток через поверхность, ограничивающую данный объем, т. е. утечка нейтронов, определяется формулой:

$$I_S = A \iint_S \vec{\varphi} \vec{n} dS,$$

где $\vec{\varphi}$ — вектор распределения плотности потока внутри объема; \vec{n} — нормаль к поверхности; S — поверхность интегрирования; A — постоянная, зависящая от условий измерения.

Если рассматривать эквивалентные сферу и цилиндр, то можно записать:

$$I_{ц} = I_{сф} \frac{\iint_{S_{ц}} \frac{1}{r^2} e^{-r/\lambda} \vec{n} dS_{ц}}{\iint_{S_{сф}} \frac{1}{r^2} e^{-r/\lambda} \vec{n} dS_{сф}}$$

где $l_u, l_{c\Phi}$ — утечка нейтронов из цилиндра и сферы; $S_u, S_{c\Phi}$ — соответствующие поверхности.

$$J_1 = \iint_{S_{c\Phi}} \frac{1}{r^2} e^{-r/\lambda} r n dS_{c\Phi} = 4\pi e^{-\frac{R_{c\Phi}}{\lambda}};$$

$$J_2 = \iint_{S_u} \frac{1}{r^2} e^{-r/\lambda} r n dS_u = 4\pi R_u^2 \int_0^{R_u} \frac{e^{-\frac{\sqrt{R_u^2+z^2}}{\lambda}}}{(R_u^2+z^2)\sqrt{R_u^2+z^2}} dz +$$

$$+ 4\pi R_u \int_0^{R_u} \frac{e^{-\frac{\sqrt{R_u^2+r^2}}{\lambda}}}{(R_u^2+r^2)\sqrt{R_u^2+r^2}} r dr.$$

Два слагаемых интеграла J_2 обусловлены тем, что интегрирование ведется отдельно по боковой поверхности цилиндра и по основаниям. Так как радиус марганцевого бака $R_u = 42$ см, то из условия эквивалентности радиус сферы $R_{c\Phi} = 48$ см. Интеграл рассчитывался по формуле Симпсона на ЭЦВМ "МИР-1".

Величина утечки нейтронов из сферы связана с измеренной величиной следующим соотношением:

$$l_{c\Phi} = l' e^{-\frac{\Delta r}{\lambda}},$$

где

$$\Delta r = R_{c\Phi} - R_u.$$

Таким образом, корректирующий коэффициент для определения утечки нейтронов из данного цилиндрического бака:

$$K = e^{-\frac{\Delta r}{\lambda}} \frac{J_2}{J_1}$$

и

$$l = l' K.$$

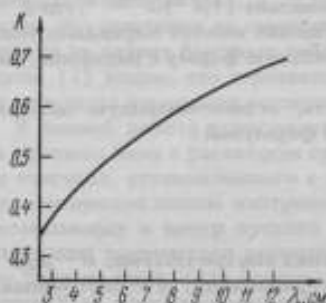


График функции $K = f(\lambda)$

ного источника. График функции $K = f(\lambda)$ приведен на рисунке.

При расчете утечки из цилиндрического бака установки УЭН-2 были использованы значения длин релаксации, измеренные в воде, так как они весьма незначительно отличаются от длин релаксации в водном растворе марганца. Полученные значения поправки l на утечку нейтронов за пре-

делы бака установки УЭН-2 для различных типов нейтронных источников приведены в таблице.

Источник	λ , см	K	l
Ra - Be (α , n)	9,6	0,632	0,03
Po - Be	10,2	0,645	0,048
Pu - Be	9,7	0,635	0,032
Cf	7,21	0,565	0,01

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

УДК 621.039.55.08

Ю. С. Силин, И. А. Ярицына

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ

Созданный во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева государственный первичный эталон единицы потока нейтронов позволяет воспроизводить единицу потока нейтронов в диапазоне от 10^4 до 10^9 нейтр/с. Однако при лабораторных исследованиях для контроля некоторых технологических процессов и измерения продуктов, получающихся в результате тех или других ядерных реакций, находят применение нейтронные источники, испускающие в угле 4л от нескольких десятков нейтр/с до 10^4 нейтр/с.

В настоящее время ни в нашей стране, ни за рубежом нельзя встретить описание методов абсолютных измерений потоков нейтронных источников, испускающих менее 10^4 нейтр/с. Это легко объяснить тем, что практически во всех известных методах измерения полного потока нейтронов используют замедление испускаемых источником быстрых нейтронов каким-либо замедлителем до тепловых энергий. В применяемых замедлителях (вода, парафин) коэффициент, связывающий полный поток нейтронного источника с плотностью потока нейтронов в месте возможного расположения детектора нейтронов, составляет $10^{-3} - 10^{-4}$. Это ограничивает возможность измерения абсолютными методами потоков нейтронных источников, испускающих в угле 4л менее 10^4 нейтр/с.

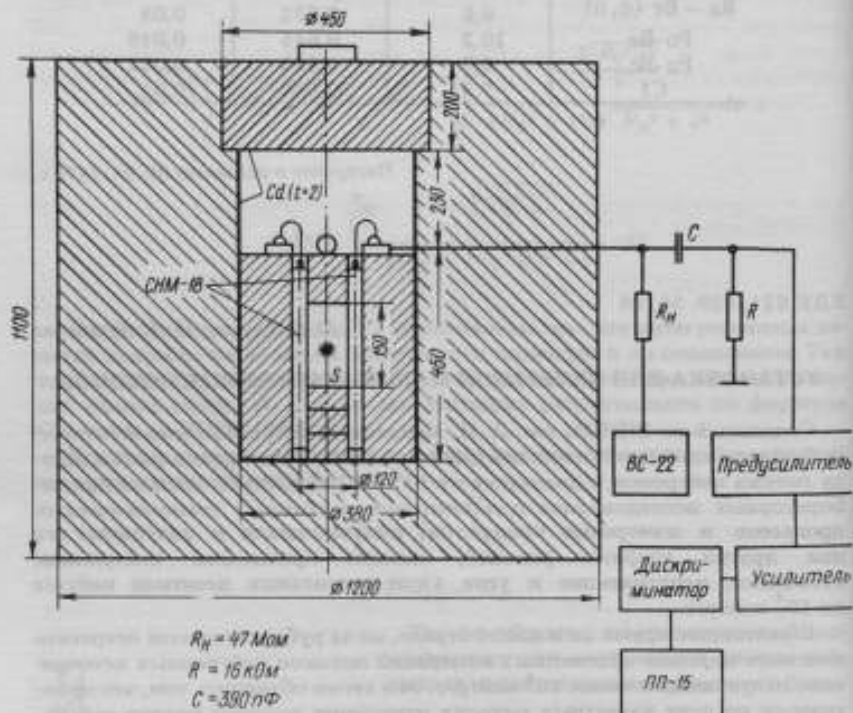
Для измерения потоков нейтронов источников, испускающих менее 10^4 нейтр/с, создана установка для измерения отношения исследуемого источника к реперному, удовлетворяющая требованиям высокой стабильности и эффективности, а также минимальности фона.

Конструкция установки представлена на рисунке.

Цилиндрический блок из полиэтилена диаметром 210 и высотой 450 мм имеет центральную полость диаметром 120 и высотой 150 мм. Двумя concentрическими слоями расположены шесть гелиевых счетчиков СМ-18, соединенных параллельно и работающих в пропорциональном режиме.

Для защиты от внешнего излучения установка окружена слоем парафина толщиной 90 мм, слоем кадмия толщиной 2 мм и дополнительно слоем парафина толщиной 400 мм.

Фон батареи из шести счетчиков составляет 0,8 имп/с, эффективность установки к нейтронам спектра деления 12%, разрешающее время (9 ± 1) мкс. Аппаратура работает достаточно стабильно в течение 10 ч



Установка для измерения малых нейтронных потоков

S — нейтронный источник; BC-22 — источник высокого напряжения; ПП — пересчетный прибор ($R_N = 47 \text{ Мом}$; $R = 16 \text{ кОм}$; $C = 390 \text{ пФ}$)

без перерыва. По контрольному источнику счет изменится не более чем на 0,1 %.

С помощью данной установки аттестовывались источники с потоком нейтронов от нескольких десятков нейтр/с до 10^4 нейтр/с, при этом все измерения проводились относительно. По источнику 10^4 нейтр/с, поток которого был измерен абсолютным методом, аттестовывался источник 10^3 нейтр/с, затем 10^2 и т. д.

Установка позволяет достаточно быстро и надежно проводить измерения однотипных источников, испускающих до $5 \cdot 10^5$ нейтр/с. Измеряемый источник при этом следует помещать не в измерительную полость установки, а в открытой геометрии на строго фиксированном расстоянии. Эффективность установки при этом составляет для нейтронов спектра

деления около 4% [соответствующая величина для образцового всеволонового счетчика (ОВС) — 0,8%].

Таким образом, наличие в лаборатории двух установок — ОВС и данной позволяет проводить аттестацию нейтронных источников в диапазоне от 25 до 10^8 нейтр/с, причем время на сравнение источников 10^3 нейтр/с на данной установке, так же как и источников 10^8 нейтр/с на ОВС, занимает не более двух часов. Среднее квадратическое отклонение при этом не превышает 1%.

Поступила в редакцию 05.09. 1978 г.

УДК 539.17

З. А. Рамендик, В. Т. Щеголева

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $D(d, n)^3\text{He}$

Ядерная реакция $D(d, n)^3\text{He}$ широко используется для создания полей быстрых моноэнергетических нейтронов с энергией $\approx 2,5$ МэВ и в качестве источника энергии в реакторах синтеза.

В ходе разработки эталона единиц плотности потока и потока нейтронов в диапазоне энергий (2,3 ÷ 2,8) МэВ проведено исследование характеристик этой реакции — функции возбуждения и пространственного распределения нейтронов.

При осуществлении D - D реакции угловое распределение ее продуктов (или дифференциальное сечение) при низких (до 500 кэВ) энергиях взаимодействующих частиц можно выразить через четные члены полиномов Лежандра:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega} = \frac{d\sigma(90^\circ)}{d\omega} [1 + A \cos^2 \theta + B \cos^4 \theta + \dots]$$

Симметрия распределения относительно 90° обусловлена идентичностью взаимодействующих частиц.

Угловое распределение нейтронов измерялось сцинтилляционным спектрометром с кристаллом стибьена и нейтронным детектором, представляющим собой полиэтиленовую сферу диаметром 15,6 см с пропорциональным $B F_3$ -счетчиком в центре. Для исключения влияния небольших вариаций нейтронного потока вследствие изменения тока генератора использовались два монитора — счетчик протонов из конкурирующей $D(d, p)T$ реакции и сцинтилляционный детектор тепловых нейтронов в полиэтиленовом блоке.

Экспериментальные кривые углового распределения нейтронов были исправлены с учетом вклада рассеянных нейтронов, эффективности регистрации нейтронов детекторами и рассчитанного из кинематических соотношений реакции коэффициента трансформации системы координат. Учитывалась также поправка на ослабление нейтронного потока из-за неравномерного распределения материала мишенной камеры.

Методом наименьших квадратов получены значения коэффициентов анизотропии углового распределения в системе центра инерции (СЦИ): $A = 0,905 \pm 0,040$; $B = 0,005 \pm 0,004$.

На рис. 1 приведено угловое распределение нейтронов в СЦИ и результаты, полученные другими авторами [1-3]. Различие в распределениях для углов $> 80^\circ$, по-видимому, является следствием влияния "вторичного источника" нейтронов, образующегося вследствие набивки ионов в конструкционные элементы ионопровода.

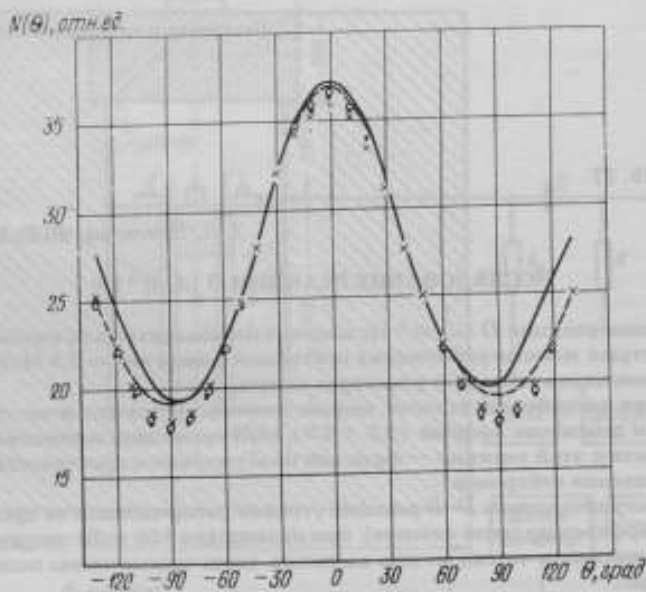


Рис. 1. Угловое распределение нейтронов, образующихся в результате реакции $D(d, n)^3\text{He}$

— эксперимент; - - - - - расчет; ● — данные из работы [1]; ○ — данные из работы [2]; x — данные из работы [3]

Кривая возбуждения реакции определялась как изменение выхода (потока) нейтронов в зависимости от энергии ускоряемых дейтронов. При этом ток ионов поддерживался постоянным с помощью растрового магнитного устройства. Выход реакции измерялся стильбеновым спектрометром под углом 8° и 90° и нейтронным монитором с введением соответствующих поправок, учитывающих кинематические соотношения. Одновременно с этим регистрировались протоны из $D(d, p)^3\text{He}$ реакции с последующим пересчетом на соотношение вероятностей обеих ветвей реакции σ_n/σ_p . Результаты, полученные этими методами, согласуются в пределах оценки экспериментальных ошибок. На рис. 2 приведены полученные результаты в сравнении с данными работ [1-3]. Некоторое различие в области низких энергий может быть связано с неточностью учета энергетических потерь дейтронов в толстой мишени. Детальный анализ

этого расхождения затруднен из-за отсутствия в публикациях сведений о типе применяемой мишени и методе расчета эффективной энергии.

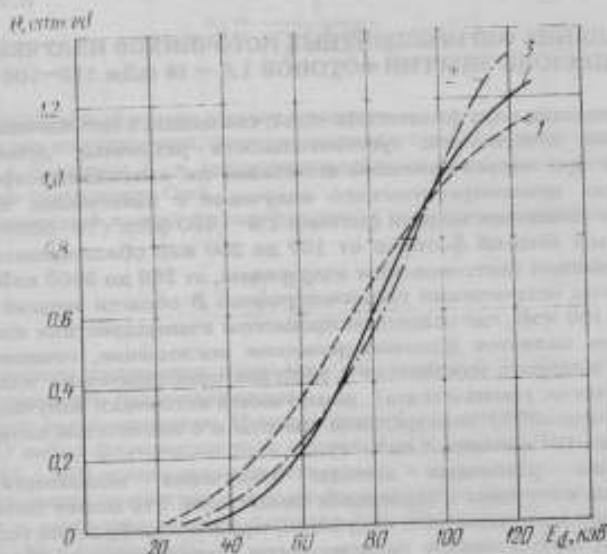


Рис. 2. Функция возбуждения реакции $D(d, n)^3\text{He}$. E_d — энергия дейтронов. 1 — данные из работ [2] и [3]; 2 — данные из работы [1]; 3 — данные из настоящей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Определение выхода реакций $D(d, n)^3\text{He}$ и $T(d, n)^4\text{He}$ в толстых мишенях при энергии до 100 кэВ/ Р. Д. Васильев, Г. А. Дорофеев, В. И. Петров и др. — Труды Соединного научно-исследовательского института приборостроения, 1966, № 11.
2. Theus R., Mc Garry W., Beach L. Angular distributions and cross-section ratios for the reactions $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ and $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ below 500 keV. — Nuclear Phys. cs, 1966, v. 80, No 2.
3. Ryves T. B., Sharpe D. An unassociated-particle method for producing of standard neutron flux from the $D-D$ -reaction. — Nuclear Instruments and Methods, 1975, v. 128, No 3.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

СОЗДАНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В
ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ 1,6 — 16 фДж (10—100 кэВ)

При решении ряда физических задач, связанных с исследованием энергетической зависимости чувствительности различных детекторов и приборов при метрологической аттестации их, возникает потребность в источниках моноэнергетического излучения с известными характеристиками в диапазоне энергий фотонов 1,6 — 480 фДж (10—3000 кэВ).

Диапазон энергий фотонов от 100 до 250 кэВ обеспечивается сильно фильтрованным рентгеновским излучением, от 250 до 3000 кэВ — радиоизотопными источниками гамма-излучения. В области энергий фотонов от 10 до 100 кэВ, где основным процессом взаимодействия излучения с веществом является фотоэлектрическое поглощение, сечение взаимодействия которого изменяется с энергией приблизительно как $(h\nu)^{-3}$ ($h\nu$ — энергия гамма-кванта), важно иметь источники излучения достаточной (выше 90%) спектральной чистоты и с плотностью потока фотонов больше 10^3 фотонов/(см² · с).

Известны различные методы получения моноэнергетических источников излучения с заданными свойствами. Это может быть сильная фильтрация рентгеновского излучения, кристалл-дифракция тормозного излучения, использование радиоизотопов, электронное возбуждение К-уровней атомов. Наиболее предпочтительным является метод получения моноэнергетических источников излучения при использовании флуоресцентного излучения, возникающего при взаимодействии рентгеновского излучения с атомами вещества, так как другие методы либо не обеспечивают достаточной спектральной чистоты, либо созданные на их основе источники излучения малы по интенсивности или неудобны для работы ввиду малого периода полураспада и малой удельной активности (для радиоизотопов в области энергии фотонов 10—100 кэВ).

Создание флуоресцентных источников излучения основано на возбуждении атомов различных элементов, когда энергия воздействующего излучения (электронного или электромагнитного) больше энергии кванта характеристического излучения. Как известно, характеристическое излучение — излучение, возникающее при переходе атома данного элемента из одного энергетического состояния в другое и состоящее из дискретного ряда частот колебаний. Наибольшую чистоту характеристического спектра можно получить, используя возбуждение атомов элемента фотонным, а не электронным излучением, энергия которого больше энергии связи электронов с ядром атома элемента. При этом часть энергии падающего фотона расходуется на сообщение кинетической энергии электрону — фотоэлектрону, а оставшая часть переходит в энергию флуоресцентного излучения. Конкурирующим с процессом испускания флуоресцентного излучения является процесс вырывания электронов Оже. Относительная вероятность этих двух эффектов оценивается отношением числа атомов, испускающих флуоресцентное излучение при возбуждении атомов (N_f), к полному числу атомов, участвующих в фотоэлектрическом взаимодействии: $u_f = N_f/N$, которое называется квантовым выходом флуоресцентного (характеристического) излучения.

Приблизительная оценка выхода флуоресценции в *K*-оболочке может быть выражена уравнением

$$u_s = \frac{1}{1 + \frac{1,2 \cdot 10^6}{Z^4}} \quad (1)$$

где *Z* — порядковый номер атомов вещества.

Как видно из уравнения, флуоресцентное излучение наблюдается в материалах с большим *Z*, в тканеэквивалентных материалах преобладает испускание электронов Оже.

Энергетический выход флуоресцентного излучения оценивается выражением

$$r_s = \frac{N_s}{N} \frac{h\nu_s}{h\nu} = u_s \frac{\nu_s}{\nu} \quad (2)$$

где ν — частота падающего излучения; ν_s — частота возбуждаемого характеристического излучения атома.

Согласно рекомендациям Международной организации по стандартизации ISO набор флуоресцентных источников в диапазоне энергий фотонов 8,6—98,4 кэВ предполагается аттестовать в качестве эталонных источников излучения совместно с сильно фильтрованным рентгеновским излучением в диапазоне энергий фотонов 100—250 кэВ и гамма-источниками цезия-137 и кобальта-60.

Набор флуоресцентных источников в принципе позволяет получить большое количество калибровочных точек по энергии, довольно высокую чистоту спектра и широкий диапазон плотностей потока фотонов, что важно при метрологической аттестации различных приборов и детекторов.

Рассмотрим конструкцию установки для получения флуоресцентного моноэнергетического рентгеновского излучения (см. рисунок). В качестве первичного излучения, возбуждающего флуоресцентное излучение в флуоресцентном излучателе, используется рентгеновское излучение с граничными энергиями 60 и 220 кэВ, испускаемое рентгеновскими трубками с вольфрамовыми анодами и бериллиевыми окнами. Высокое напряжение, подаваемое на аноды трубок, может регулироваться. Максимальный ток через трубку достигает 15 мА. Рентгеновское излучение, пройдя фильтр из алюминия, ослабляющий низкоэнергетическую компоненту первичного излучения (не вносящую вклада в создание флуоресцентного излучения), через диафрагму попадает на излучатель. На расстоянии 3—5 см от выходного окна рентгеновского аппарата располагается свинцовая диафрагма, служащая для формирования пучка возбуждающего излучения, чтобы уменьшить рассеяние от подложки излучателя и стенок устройства.

Флуоресцентный излучатель располагается под углом 45° к направлению пучка первичного излучения. Рекомендованный ISO набор излучателей приводится в таблице. Требования, предъявляемые к излучателям: химическая чистота материалов не менее 99,8%; излучатели могут быть выполнены либо в виде тонких металлических фольг, либо в виде соединений (оксида, сульфата или карбоната) напылены (осаждены) на пластическую основу, не содержащую элементов, имеющих

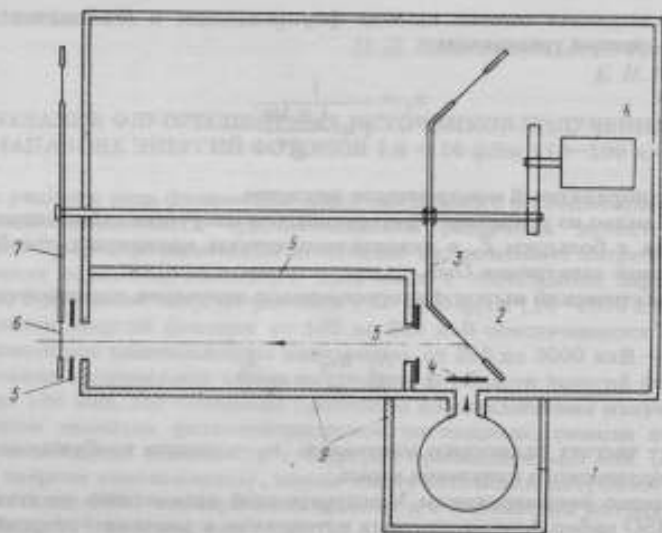


Рис. Структурная схема устройства для получения моноэнергетического рентгеновского излучения

1 — рентгеновская трубка; 2 — флуоресцентный излучатель; 3 — вращающийся диск, на котором размещены излучатели; 4 — фильтр из алюминия; 5 — коллиматор; 6 — фильтр для ослабления $K\beta$ -линий; 7 — вращающийся диск, на котором размещены фильтры; 8 — электрический двигатель с редуктором для синхронного поворота дисков; 9 — свинцовые стенки

характеристическое излучение больше 1 кэВ. Толщина подложки не более $2,5 \cdot 10^{-3}$ см, толщины излучателей слишком малы, чтобы уменьшить самопоглощение собственного характеристического излучения и не увеличивать рассеяние, но достаточны для получения необходимого выхода флуоресцентного излучения.

Флуоресцентное излучение, выходящее под углом 90° к первичному излучению, проходит через систему двух коллиматоров и попадает на фильтр, поглощающий L -излучение и уменьшающий плотность потока излучения $K\beta$ -линий относительно излучения $K\alpha$ -линий до 2%.

Фильтры, ослабляющие излучение $K\beta$ -линий флуоресцентных источников, изготавливаются из материалов, края поглощенных сечений фотоэлектрического поглощения которых лежат по энергии между $K\alpha$ - и $K\beta$ -линиями соответствующих излучателей. В установке используются коллиматоры из вольфрама с отверстиями диаметром 1,5 см и 2,2 см, толщиной не более 0,2 см, чтобы уменьшить рассеяние K -излучения от краев коллиматора. Коллиматоры располагаются вблизи флуоресцентных излучателей на расстоянии 2 и 20 см соответственно. Система коллиматоров, излучатели, первичный фильтр и диафрагма заключены в свинцовый блок, толщина стенок которого 0,5 см.

Набор флуоресцентных излучателей, рекомендованный Международной организацией по стандартизации

Энергия K_{G_1} линий, кэВ	Излучатель		Первичный фильтр из Al	Вторичный фильтр для ослабления L - и K_{β} излучения		
	Материал	Рекомендуемая химическая формула		Масса химического соед. на ед. площади, г/см ²	Минимальная толщина, г/см ²	Рекомендуемая химическая формула
9,89	Германий	GcO_2	0,135	—	$SiCO_3$	—
15,8	Цирконий	Zr	0,180	0,053	Ag	0,053
23,2	Кадмий	Cd	0,150	0,132	TcO_2	0,132
31,0	Цезий	Cs_2SO_4	0,190	0,195	CeO_2	0,195
40,1	Самарий	Sm_2O_3	0,175	0,263	Gd_2O_3	0,263
49,1	Эрбий	Er_2O_3	0,230	0,358	Yb_2O_3	0,358
59,3	Вольфрам	W	0,600	0,433	W	0,433
65,8	Золото	Au	0,600	0,476	Au	0,476
75,0	Свинец	Pb	0,700	0,776	Th	0,776
98,4	Уран	U	0,800	—	—	—

Созданное устройство позволит получить источник моноэнергетического излучения в диапазоне энергий фотонов от 8,9 до 98,4 кэВ, при выходе фотонов $10^{10} - 10^{11}$ фот/с при спектральной чистоте не ниже 90%.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

УДК 621.3.029.78:539.172.3

М. П. Кочина, М. Ф. Юдин

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВОБОДНОВОЗДУШНОЙ КАМЕРЫ КЭП-400 ДЛЯ АТТЕСТАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ ФОТОНОВ 40—400 кэВ

В связи с применением радиоактивных источников гамма-излучения из нуклидов туллия-170, селена-75, иридия-192, гадолиния-153 и др. при проверке и градуировке дозиметрических приборов по мощности экспозиционной дозы встал вопрос об аттестации этих источников в качестве образцовых мер экспозиционной дозы фотонного излучения.

Для аттестации использовалась свободновоздушная ионизационная камера КЭП-400, позволяющая воспроизводить размер единиц экспозиционной дозы и мощности экспозиционной дозы в диапазоне энергий фотонов 40—400 кэВ. Измерение мощности экспозиционной дозы проводилось в узком коллимированном пучке излучения по методике, описанной в работе [1]. Источники в специальных держателях с цапгой помещались в коллимационный узел, представленный на рис. 1. Для уменьшения проникновения гамма-излучения через края ограничивающей диафрагмы и рассеянного излучения через переднюю стенку бака камеры КЭП-400 между входной диафрагмой на камере и коллимационным узлом устанавливалась дополнительная диафрагма, ограничивающая пучок излучения.

При определении мощности экспозиционной дозы от источников гамма-излучения с энергией до 400 кэВ основные трудности были связаны с измерением тока насыщения и поправочного коэффициента, учитывающего рекомбинацию ионов в камере. Как известно, ненасыщение наблюдается вследствие наличия объемной рекомбинации при нормальном атмосферном давлении воздуха и возникновения колонной рекомбинации при повышении давления воздуха в камере.

При экспериментальной оценке тока насыщения по методу Кара-Михайловой и Лео [2] было показано, что напряженность поля 150 В/см достаточна для получения тока при мощности экспозиционной дозы до 0,5 Р/с при нормальном атмосферном давлении воздуха в камере для источников гамма-излучения с энергией до 200 кэВ. При измерении мощности экспозиционной дозы источников гамма-излучения с энергией фотонов более 200 кэВ давление воздуха в камере повышается до 500 кПа.

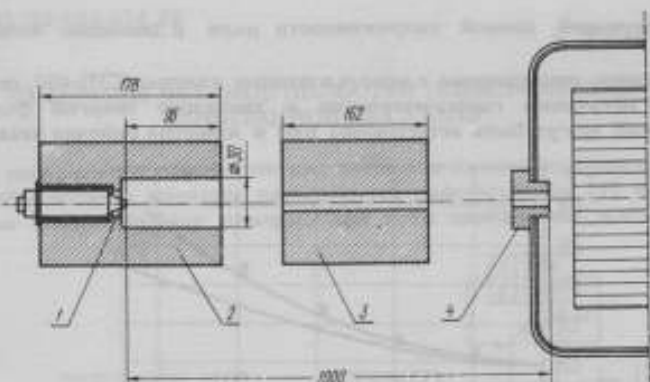


Рис. 1. Схема диафрагмирования пучка излучения при измерении гамма-излучения источников из цезия-137, иридия-192, золота-198, гадолиний-153

- 1 — источник гамма-излучения в типовом держателе; 2 — коллимационный узел с диаметром цилиндрического отверстия 30 мм; 3 — дополнительная диафрагма; 4 — ограничивающая входная диафрагма ионизационной камеры КЭП-400

В этом случае при определении тока насыщения вводится поправка на отсутствие насыщения из-за возрастающего влияния колонной рекомбинации, так как с увеличением давления в камере растет плотность ионизации вдоль пробега электронов. Начиная с давления 300 кПа, колонная рекомбинация возрастает и практически становится невозможным получить ток насыщения. Поэтому он определяется экстраполяционным методом [3]. Авторами экспериментально был определен поправочный коэффициент, учитывающий рекомбинацию ионов, для источников гамма-излучения из селена-75 и иридия-192. Значение поправочного коэффициента зависит от напряженности поля и давления воздуха в камере и не зависит от энергии излучения. В этом можно убедиться, проследив зависимость коэффициента от давления воздуха в камере при напряженности поля 200 и 300 В/см для источников гамма-излучения из селена-75 и иридия-192. Как видно из рис. 2, экспериментальные точки для источников из селена-75 (обозначены кружком) и иридия-192 (обозначены точкой) лежат на одной кривой при одной и той же напряженности поля в камере.

Экспериментальная оценка поправочного коэффициента, учитывающего рекомбинацию ионов, для различных давлений воздуха и напряженности поля в камере позволяет в дальнейшем при аттестации источников гамма-излучения по мощности экспозиционной дозы использовать его значение при определении тока насыщения, минуя метод экстраполяции. Это заметно сокращает время измерений, так как величина тока насыщения определяется умножением измеренного значения ионизационного тока на коэффициент,

соответствующий данной напряженности поля и давлению воздуха в камере.

Измерения, проведенные с использованием камеры КЭП-400, показали, что источники гамма-излучения в диапазоне энергий фотонов 40–400 кэВ могут быть аттестованы как в качестве рабочих эталонов,

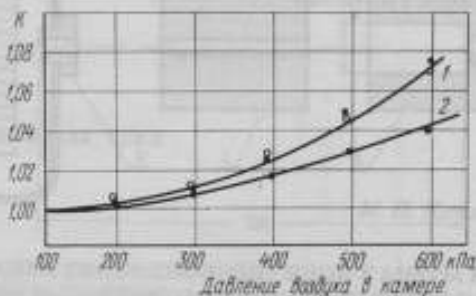


Рис. 2. Зависимость поправочного коэффициента K , учитывающего рекомбинацию ионов, от давления воздуха в камере при напряженности поля 200 и 300 В/см (кривые 1 и 2 соответственно)

и в качестве образцовых мер первого разряда. Предел допускаемой погрешности для доверительной вероятности 0,99 для рабочих эталонов не превышает 1,5%, а для образцовых источников гамма-излучения 1-го разряда при доверительной вероятности 0,95 не превышает 3%.

Дальнейшее применение источников гамма-излучения, аттестованных по мощности экспозиционной дозы с помощью камеры КЭП-400, для проверки и градуировки дозиметрической аппаратуры позволит повысить качество и надежность измерений в диапазоне энергий фотонов 40–400 кэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кочина М. П., Юдин М. Ф. Эталонная ионизационная камера для воспроизведения единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения с энергией фотонов 60–400 кэВ. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 124 (184), 1970.
2. Kara-Michailova P., Leo D. E. Ionisation measurements in gases at high pressures. — Cambridge Phil. Soc. Proc., 1940, 36, 101.
3. Scott P. B., Greening J. R. The determination of saturation current in free-air ionisation chambers by extrapolation methods. Phys. Med. Biol., 1963, 8, 51.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ОБЪЕМОВ ПОЛОСТЕЙ (ВМЕСТИМОСТЕЙ) ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР

Для измерения плотности потока энергии в пучках тормозного излучения абсолютным методом применяются толстостенные [1] и многослойные ионизационные камеры. При этом необходимо знать объем

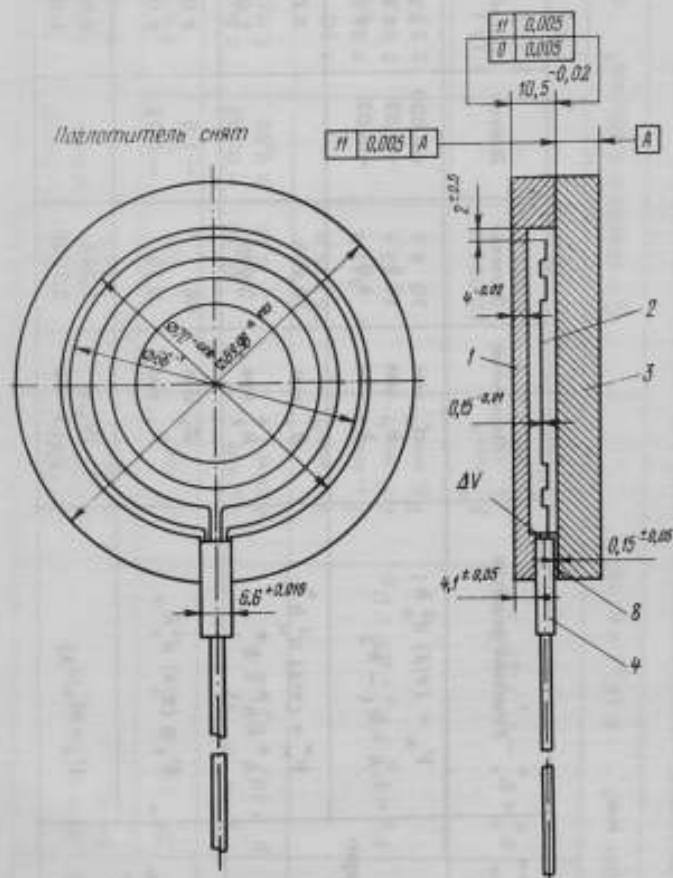


Рис. 1. Конструкция ионизационной камеры

ионизационной полости. Цилиндрический по форме объем полости каждой камеры (см. рисунок) ограничен корпусом 1, поглотителем 2 и собирающим электродом 3. Электрод закреплен в полистироловом изоляторе прямоугольного сечения 4, который вклеен в корпус камеры.

Таблица 1

Наименование и обозначение составляющих	Расчетная формула	Обозначение	Значение	Допуск	Погрешность	Значение составляющей объема
Объем цилиндрической полости корпуса, V_k	$V_k = (\pi/4) d_k^2 h$; $h = h_1 - h_2$	d_k , мм h_1 , мм h_2 , мм	70 10,5 4,0	+0,030 -0,02 -0,02	$\pm 0,015$ $\pm 0,01$ $\pm 0,01$	25 015,0
	$V_k^* = (\pi/4) d_k^2 h^*$; $h^* = h_1^* - h_2^*$	h_1^* , мм h_2^* , мм	10,495 3,990		$\pm 0,001$ $\pm 0,001$	25 034,2
Объем собирающего электрода, V_3	$V_3 = (\pi/4) d_3^2 h_3$	d_3 , мм h_3 , мм	66 0,15	-1,0 -0,01	$\pm 0,5$ $\pm 0,005$	512,8
	$V_3 = \bar{m}_3 / \rho_{Al}$	\bar{m}_3 , г ρ_{Al} , г·см ⁻³	1,382 2,7000		$\pm 0,053$ $\pm 0,0001$	511,8

Окончание табл. 1

Дополнительный объем крепления электрода, ΔV	$\Delta V = a \cdot b \cdot c$; $b = h_1 - f$	a , мм f , мм c , мм	6,6 4,1 1,5	+0,016 $\pm 0,05$ —	$\pm 0,008$ $\pm 0,05$ $\pm 0,5$	63,4
	$\Delta V^* = a \cdot b \cdot c^*$	c^* , мм	1,8	—	$\pm 0,15$	76,0
Объем зазора δ , V_δ	$V_\delta = a \cdot b \cdot \delta$; $b = (d_0 - d_k) / 2 - c$	d_0 , мм δ , мм	89,98 0,15	-0,023 $\pm 0,05$	$\pm 0,012$ $\pm 0,05$	8,4
	$V_0 = V_k - V_3 + \Delta V + V_\delta$	V_k , мм ³ V_3 , мм ³ ΔV , мм ³ V_δ , мм ³	25 015,0 512,8 63,4 8,4	— — — —	± 50 $\pm 24,6$ $\pm 21,8$ $\pm 2,8$	24 574,0
Объем полости камеры, V_0	$V_0^* = V_k^* - V_3^* + \Delta V^* + V_\delta$	V_k^* , мм ³ V_3^* , мм ³ ΔV^* , мм ³	25 034,2 511,8 76,0	— — —	$\pm 18,5$ $\pm 19,0$ $\pm 8,0$	24 606,8
	$V_0 = (24574,0 \pm 100) \text{ мм}^3$ $\theta (V_0) = 4 \cdot 10^{-3}$				$V_0^* = (24606,0 \pm 48) \text{ мм}^3$ $\theta (V_0^*) = 1,9 \cdot 10^{-3}$	

Примечание. Значения в скобках — погрешности, полученные в результате дополнительных измерений.

Между изолятором и поглотителем имеется щелевой зазор δ , глубиной $\approx 0,15$ мм для откачки и наполнения полости газом. Торец изолятора отстоит от внутренней цилиндрической поверхности на 1,5 мм, что приближает к цилиндрическому объему камеры объем ΔV .

Размеры и допуски деталей указаны на рисунке. В табл. 1 приведены составляющие объема полости камеры и погрешности их расчета. Там же даны значение δV_0 с учетом допусков и погрешности расчета объема V_k в том случае, если высота корпуса камеры определяется не из допуска, а в результате измерений при помощи индикаторной стойки с плоским столом и индикатором типа ИГП с ценой деления 0,1 мкм.

Для более точного определения объема был применен метод взвешивания жидкости, заполняющей полость камеры. Масса жидкости m_k определялась как разность масс наполненной m_n и сухой камер m_c :

$$m_k = m_n - m_c \quad (1)$$

Объем полости получим из формулы:

$$V_0 = \frac{m_k}{\rho_k} = \frac{m_n - m_c}{\rho_k} \quad (2)$$

Заполнение камеры выполнялось под вакуумом обезгаженной дистиллированной водой. Систематическая погрешность измерения объема составила: $\theta(V_0) = 3,4 \cdot 10^{-4}$; случайная составляющая погрешности измерения $\delta V_0 = 2 \cdot 10^{-4}$. В табл. 2 приводятся результаты измерения объема полости методом взвешивания заполняющей жидкости.

Таблица 2

T, K	ρ_k , г/мл	m_n , г	m_c , г	m_k , г	V_0 , см ³	V_{293} , см ³
291	0,99862	317,780	293,236	24,570	24,605	24,608
291	0,99862	317,747	293,226	24,559	24,594	24,597
289	0,99897	318,262	293,724	24,564	24,590	24,597
292	0,99842	318,270	293,719	24,577	24,617	24,619

$$V_{293} = (24,605 \pm 0,005) \text{ см}^3$$

$$\delta V_0 = 2,0 \cdot 10^{-4}$$

Примечание: V_{293} — объемы, приведенные к температуре 293 К.

По мнению автора, метод взвешивания с использованием дистиллированной обезгаженной воды в качестве заполняющей жидкости может быть применен для точных определений объемов ионизационных камер без нарушения их рабочих характеристик, особенно для полостей сложной формы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lax M. The absolute sensitivity of the graphit ionisation chamber. — Phys. Rev., 1947, v. 72.
2. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., ГИФМЛ, 1962.

Поступила в редакцию 05.02.1979 г.

УДК 536.62.088.6

Р. Ф. Кононова, А. П. Себекин

К РАСЧЕТУ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ДВОЙНОГО КАЛОРИМЕТРА С ТЕРМОРЕЗИСТОРАМИ

Для измерения малых значений тепловых мощностей в двойных калориметрах часто используют мосты постоянного тока, два плеча в которых составляют терморезисторы. Последние тщательно подбираются по номинальному сопротивлению и температурному коэффициенту сопротивления. Такая схема включения детекторов, имеющих близкие по величине параметры, позволяет не только скомпенсировать изменение внешних условий, но и, уменьшая погрешность, увеличить чувствительность установки.

Мостовые методы измерений в настоящее время хорошо разработаны и достаточно полно изложены в монографии К. Б. Карандеева*. Однако до сих пор при расчете мостовых схем мало внимания обращается на связь между чувствительностью измерительной установки и погрешностью измерения, которая возникает вследствие паразитного непроизвольного изменения параметров схемы.

В калориметрах с терморезисторами существенное значение имеет рабочий ток мостовой схемы, который, протекая по терморезисторам, вызывает их паразитный нагрев и тем самым ограничивает чувствительность установки и увеличивает погрешность измерений.

Поэтому критерием правильности расчета мостовых схем с терморезисторами является соблюдение условий получения не только наибольшего значения чувствительности, но и наименьшего значения погрешности измерения, вызванной прохождением по терморезисторам рабочих токов.

Обычно калориметрическая измерительная установка, в которой используется мостовая схема с терморезисторами, состоит из первичного преобразователя, которым является собственно калориметр, моста постоянного тока, служащего для преобразования изменения сопротивления терморезистора в электрический сигнал, усилителя и показывающего или самопишущего измерительного прибора.

Анализ работы такой установки позволяет получить следующие выражения для ее чувствительности (S) по измеряемой тепловой мощности (P_n) и относительной погрешности измерения (δ), возникающей за счет паразитного нагрева терморезисторов рабочим током схемы:

* Карандеев К. Б. Мостовые методы измерений, Гостехиздат, УССР, 1953.

$$S = \frac{\alpha_1 U_0}{4C_1 (R_{T_1}^0 + R)} K_{yc} S_{ин} \quad (1)$$

$$\delta = \frac{U_0^2}{4R_{T_1}^0} \frac{1}{P_n} \left[1 - \frac{C_1 \alpha_2}{C_2 \alpha_1} \left(\frac{R_{T_1}^0}{R_{T_2}^0} \right)^2 \right] \quad (2)$$

где α_1, α_2 — температурные коэффициенты сопротивления терморезисторов, K^{-1} ; C_1, C_2 — теплоемкости измерительного и контрольного поглотителей двойного калориметра, Дж $\cdot K^{-1}$; U_0 — напряжение источника питания мостовой схемы, В; $R_{T_1}^0, R_{T_2}^0$ — сопротивления терморезисторов при отсутствии напряжения на мосте, Ом; R — сопротивления плеч моста, противолежащих терморезисторам, Ом; K_{yc} — коэффициент усиления усилителя; $S_{ин}$ — чувствительность измерительного прибора, дел $\cdot A^{-1}$.

При выводе формул использовалось выражение для чувствительности мостовой схемы по току при условии, что внутренние сопротивления индикатора и источника питания схемы близки к нулю, а также предполагалось, что за время измерения температура поглотителя изменится незначительно. Эти условия, как правило, легко выполняются при практических измерениях малых значений тепловых мощностей. Сопоставляя оба выражения, видно, что увеличивая S за счет повышения напряжения источника питания U_0 схемы и уменьшения сопротивления терморезистора $R_{T_1}^0$, мы тем самым увеличиваем погрешность измерения, причем последняя растет быстрее, чем чувствительность.

В двойном калориметре можно подобрать параметры установки так, что в формуле (2) выражение в квадратных скобках обратится в нуль. Это позволяет исключить погрешность измерения, возникающую за счет прохождения по терморезисторам рабочих токов, и тем самым повысить чувствительность установки за счет увеличения напряжения источника питания схемы и уменьшения сопротивления терморезистора. В этом случае увеличение чувствительности установки будет ограничиваться только допустимой мощностью рассеяния терморезисторов.

Следует отметить также, что выражение, находящееся в скобках формулы (2), позволяет правильно выбрать параметры установки с целью получения наименьшей погрешности и наибольшей чувствительности. Действительно, приравняв скобку к нулю, получаем

$$\frac{C_1 \alpha_2}{C_2 \alpha_1} = \left(\frac{R_{T_1}^0}{R_{T_2}^0} \right)^2 \quad (3)$$

Из этого видно, что нужно подбирать терморезисторы не только с учетом соотношения их параметров, но и с учетом теплоемкостей поглотителей.

Таким образом, полученные выражения позволяют правильно произвести расчет измерительной системы двойного калориметра с терморезисторами.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ МАССОВЫХ ТОЛЩИН В ТОЛСТОСТЕННЫХ И МНОГОЩЕЛЕВЫХ КАМЕРАХ

В качестве средств абсолютных измерений плотности потока энергии тормозного излучения обычно применяют толстостенную и многощелевую камеры, изготавливаемые из чистых материалов с малым атомным номером [1-3]. Основными параметрами камер, которые должны определяться с высокой точностью, являются массовая толщина передней стенки камеры, за которой располагается ионизационная полость, и объем полости.

Во ВНИИМ спроектирована и изготовлена установка типа КТМ-50 (толстостенные и многощелевые камеры для граничных энергий спектра фотонов до 50 МэВ) для измерения плотности потока энергии тормозного излучения в диапазоне от 10^{-1} до $2,0 \text{ Вт/м}^2$. Камеры изготовлены из особо чистых материалов: алюминия А-995 (примеси 0,005%) и графита МПГ-8 (примеси 0,01%). Каждый из блоков содержит 20 ионизационных полостей, чередующихся с поглотителями. Конструкция блоков обеспечивает строгую соосность и параллельность деталей сборки, а также плотное прилегание контактных поверхностей. При общей длине графитового блока 411 мм суммарная непараллельность сборки составляет около 5 мкм, а в алюминиевом блоке длиной 495 мм — около 30 мкм. Измерения выполнены при диаметре 120 мм. Контактные поверхности обработаны без применения абразивных порошков по 9-му классу точности.

Массовая толщина материалов $X_m^{(n)}$ (г/см²), через которую проходит фотонный пучок, т. е. глубина расположения полости с номером $(n+1)$, в материале поглотителя определяется по формуле:

$$X_m^{(n)} = \rho X_0 + \sum_{i=0}^n (\rho t_i + \rho_3 \eta_i) + \rho r \left[X_n - \sum_{i=0}^n (t_i + \eta_i) \right], \quad (1)$$

где ρ — плотность материала поглотителя, г/см³; ρ_3 — плотность материала электрода, г/см³; ρ_r — плотность газа, приведенная к нормальным условиям, г/см³; X_0 — толщина дна корпуса, см; t_i — толщина i -го поглотителя или дна i -й камеры; η_i — толщина электрода в i -камере, см; X_n — измеренная высота сборки из n элементов, см; $X_m^{(n)}$ — массовая толщина передней стенки камеры с номером $(n+1)$, г/см².

Средние квадратические отклонения $S_{\bar{t}_i}$, $S_{\bar{\eta}_i}$ от среднего арифметического толщины t_i i -го элемента сборки и толщины сборки \bar{X}_n из n элементов, полученные по пяти измерениям, составляют: для алюминиевого блока $S_{\bar{t}_i} = 0,005\%$; $S_{\bar{\eta}_i} = 0,005\%$; для графитового блока $S_{\bar{t}_i} = 0,005\%$; $S_{\bar{\eta}_i} = 0,05\%$.

Среднее квадратическое отклонение $S_{\bar{t}_i}$ от среднего арифметического толщины электрода $\bar{\eta}$ составляет 0,5%. Составляющая систематической погрешности θ при измерении толщины элементов сборки оценена из вариаций показаний микронного индикатора — 0,05% и максимального допустимого отклонения концевых мер 1-го класса точности — 0,025% и составляет 0,055% при доверительной вероятности 0,99.

Результаты измерений показывают, что суммарная толщина сборки отличается от суммы толщин элементов сборки. Так, сумма толщин 14 первых элементов сборки равна 189,40 мм, а измеренное значение 189,69 мм, в то время как средние квадратические отклонения от среднего размера примерно одинаковы для одного элемента и сборки из n элементов и составляют $\approx 0,002$ мм и $\approx 0,0025$ мм.

Результаты сравнения погрешности суммы толщин элементов и сборки из n элементов показали, что погрешность при большом количестве элементов в сборке не увеличивается, а наоборот, уменьшается. Приводим общую формулу для оценки погрешности измерения массовой толщины:

$$\begin{aligned} \delta X_m^{(n)} = \frac{\Delta X_m^{(n)}}{X_m^{(n)}} = & \tau_1 \delta \rho + \tau_2 \delta X_0 + \sum_{i=1}^n \tau_3^{(t_i)} \delta t_i + \\ & + \tau_4 \delta \rho_p + \sum_{i=1}^n \tau_5^{(\eta_i)} \delta \eta_i + \tau_6 \delta p_T + \tau_7 \delta X_M + \sum_{i=1}^n \tau_8^{(t_i)} \delta t_i + \sum_{i=1}^n \tau_9^{(\eta_i)} \delta \eta_i \end{aligned} \quad (2)$$

Числовые оценки относительных коэффициентов влияния показали, что следует учитывать только пять членов из общей формулы для $\delta X_m^{(n)}$, а именно:

$$\delta X_m^{(n)} = \tau_1 \delta \rho + \tau_2 \delta X_0 + \sum_{i=1}^n \tau_3 \delta t_i + \tau_4 \delta \rho_p + \sum_{i=1}^n \tau_5 \delta \eta_i, \quad (3)$$

где

$$\tau_1 = \frac{1}{\rho_p \sum_{i=1}^n \eta_i + 1 + \frac{\rho X_0 + \sum_{i=1}^n t_i}{\rho}}, \quad (4)$$

$$\tau_2 = \frac{1}{1 + \frac{1}{X_0} \sum_{i=1}^n \left(t_i + \frac{\rho_p}{\rho} \eta_i \right)}, \quad (5)$$

$$\tau_3 = \frac{1}{\frac{X_0}{t_i} + \sum_{i=1}^n \left(1 + \frac{\rho_p}{\rho} \frac{\eta_i}{t_i} \right)}, \quad (6)$$

$$\tau_4 = \frac{1}{1 + \frac{X_0}{\frac{p_2}{p} \sum_{i=1}^n \tau_i} + \frac{\sum_{i=1}^n t_i}{\frac{p_2}{p} \eta_i}} \quad (7)$$

$$\tau_5 = \frac{1}{\frac{X_0}{\frac{p_2}{p} \eta_i} + \sum_{i=1}^n \left(1 + \frac{t_i}{\frac{p_2}{p} \eta_i} \right)} \quad (8)$$

При определении $X_m^{(n)}$ в настоящей работе плотности материала и электродов непосредственно не измерялись, поэтому здесь члены τ_1, δ, ρ и τ_4, δ, ρ образуют систематическую составляющую погрешности $\delta X_m^{(n)}$, остальные же приводят к случайной составляющей. Учитывая, что δX_0 и δt_i близки по значению, а также, что значения δt_i и $\delta \eta_i$ практически не зависят от i и $\delta \rho \approx \delta \rho_1$, получим

$$\delta X_m^{(n)} = (\tau_1 + \tau_4) \delta \rho + \delta t \left(\tau_2 + \sum_{i=1}^n \tau_3^{(i)} \right) + \delta \eta \sum_{i=1}^n \tau_5^{(i)} \quad (9)$$

Кроме того, τ_1 близок к единице, а τ_4 — мал и составляет менее 0,1; поэтому

$$\delta X_m^{(n)} \approx \delta \rho + \delta t \left(\tau_2 + \sum_{i=1}^n \tau_3^{(i)} \right) + \delta \eta \sum_{i=1}^n \tau_5 \quad (10)$$

где сумма $(\tau_2 + \sum_{i=1}^n \tau_3^{(i)})$ с точностью до 5% равна 1, а

$$\sum_{i=1}^n \tau_5^{(i)} = \frac{p_2}{p} \frac{1}{X_0 + \sum_{i=1}^n \left(t_i + \frac{p_2}{p} \eta_i \right)} \sum_{i=1}^n \eta_i = k(n).$$

тогда

$$\delta X_m^{(n)} \approx \delta \rho + \delta t + k(n) \delta \eta. \quad (11)$$

После вычисления

$$k(n) = \frac{\frac{p_2}{p} n \eta}{X_0 + \frac{p_2}{p} n \eta + \sum_{i=1}^n t_i} = \frac{1}{1 + \frac{\sum_{i=1}^n t_i}{\frac{p_2}{p} \eta}} \quad (12)$$

где $\sum_{i=1}^n \eta_i = n\eta$ и в $\sum_{i=1}^n t_i$ включено и X_0 .

Для первой части сборки, составленной только из элементов, образующих ионизационные полости $\sum_{i=1}^n t_i = X_0 + n\eta$, в дальнейшем $\sum_{i=1}^n t_i = X_0 + \rho t + \sum_{i=1}^n t_i$, где в сумме учитываются только толщины поглотителей. Тогда для первой части сборки

$$k(n) = \frac{1}{1 + \frac{n\eta}{\eta} \frac{\rho}{\rho_0}} = \frac{1}{1 + \frac{t}{\eta} \frac{\rho}{\rho_0}} = k_1 \quad (13)$$

и не зависит от n . При больших толщинах графита для сборки, в которой за каждой ионизационной полостью следует поглотитель, $k(n) < k$. Оценивая погрешности при максимальном $k(n)$, примем $k(n) = k_1$ для всех участков сборки. Для алюминиевой сборки $k_1 = 0,0385$, для графитовой сборки $k_1 = 0,0396$, поэтому примем $k_1 = 0,04$ для обоих случаев.

Находим случайную составляющую

$$S_{\bar{X}_m^{(n)}} = \sqrt{S_t^2 + S_a^2} = 7 \cdot 10^{-3}, \quad (14)$$

где $S_{\bar{t}} = k(n) \delta t = 0,04 \cdot 0,18 = 0,007$; $S_{\bar{\eta}} = k(n) \delta \eta = 0,04 \cdot 0,005 = 2 \cdot 10^{-4}$.

Систематическая погрешность измерения массовой толщины камер определяется следующими составляющими: погрешностью измерительного прибора "Индикатор микронный" — 0,055%; погрешностью определения плотности графита ($\rho = 1,7 \text{ г/см}^3$) — 0,4%; погрешностью определения плотности алюминия ($\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$) — 0,4%.

Граница систематической погрешности: $\theta = 0,62\%$ (0,99); доля массовой толщины газового слоя в суммарной толщине сборки из 12 элементов составляет 0,015 — 0,068% для алюминиевого блока и 0,029 — 0,065% для графитового блока.

Из анализа составляющих систематической погрешности измерения θ массовой толщины $X_m^{(n)}$ видно, что для уменьшения границ систематической погрешности необходимо более точное определение плотности графита и алюминия, в результате чего точность определения плотности потока энергии тормозного излучения увеличится.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lax M. The absolute sensitivity of the graphit ionisation chamber. — Phys. Rev., 1947, 72, 61.
2. Фролов В. В., Череватенко Г. А. Расчет графитовой ионизационной камеры для измерения интенсивности тормозного излучения в диапазоне энергий от 1 до 100 МэВ. — Приборы анализа излучений, М., Госатомиздат, 1962, вып. 3.
3. Каминский А. К., Лонский Э. С. Чувствительность толстостенных ионизационных камер к тормозному излучению из ускорителя с энергией фотонов до 100 МэВ. — Вестник МГУ, 1964, 9, 38.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ ОБРАЗЦОВОЙ МЕРЫ НА ПОГРЕШНОСТЬ ГРАДУИРОВКИ И ПОВЕРКИ РАДИОИЗОТОПНЫХ ТОЛЩИНОМЕРОВ (ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ)

В настоящее время для поверки и градуировки радиоизотопных толщиномеров (измерителей поверхностной плотности) используются образцовые меры поверхностной плотности [1]. Меры поверхностной плотности аттестуются по среднему значению поверхностной плотности и относительной неравномерности.

Для определения среднего значения поверхностной плотности используют метод взвешивания и измерения линейных размеров меры, по результатам которых вычисляют поверхностную плотность:

$$q = \frac{m}{S}, \quad (1)$$

где m — масса меры; S — площадь меры; q — поверхностная плотность меры.

Однако при градуировке и поверке радиоизотопных толщиномеров может вноситься погрешность вследствие неравномерности распределения поверхностной плотности меры (неравномерность по толщине при постоянной плотности, неравномерность по плотности при постоянной толщине, наличие микродыр в материале меры и др.) [2, 3]. Покажем это на следующем примере.

подавляющее большинство радиоизотопных толщиномеров работают с использованием источников бета-излучения либо рентгеновского и гамма-излучения. Рабочий участок на градуировочной характеристике выбирают в границах, в которых соблюдается экспоненциальный закон прохождения частиц или фотонов через поглотитель. Поэтому в расчетах следует использовать экспоненциальную зависимость.

Пусть моноэнергетический пучок рентгеновского излучения с площадью сечения s просвечивает равномерную меру площадью S . Тогда скорость счета импульсов от рентгеновских фотонов, прошедших через данную меру, будет определяться известной зависимостью:

$$N_n = N_0 e^{-\mu q}, \quad (2)$$

Преобразуем эту формулу, введя площадь сечения пучка и площадь меры:

$$N_n = \frac{N_0}{s} S e^{-\mu q}, \quad (3)$$

где N_n — скорость счета числа импульсов от рентгеновских фотонов, прошедших через меру; N_0 — скорость счета числа импульсов от рентгеновских фотонов, испускаемых источником; μ — массовый коэффициент ослабления; q — поверхностная плотность меры; S — площадь меры, которая равна площади сечения просвечивающего меру пучка моноэнергетического рентгеновского излучения.

Затем искусственно создадим неравномерность меры, вырубив участок меры площадью S_1 и наложив его на плоскость меры (рис. 1). При такой операции масса меры остается постоянной, но она будет обладать

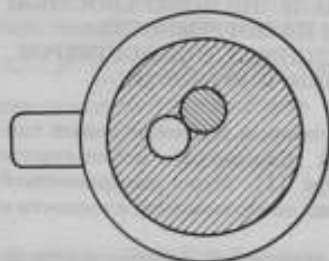


Рис. 1. Мера поверхностной плотности с искусственно созданной неравномерностью

неравномерностью, поскольку ее поверхностная плотность имеет три разных значения на участках: 0; q ; $2q$. Тогда скорость счета импульсов от рентгеновских фотонов, прошедших через всю площадь меры, будет определяться соотношением:

$$N_n = \frac{N_0}{S} (S - 2S_1) e^{-\mu q} + \frac{N_0}{S} S_1 + \frac{N_0}{S} S_1 e^{-2\mu q}, \quad (1)$$

где S_1 — площадь вырубленного участка меры. Алгебраическая разность скоростей счета импульсов от рентгеновских фотонов, прошедших через меру равномерную и "неравномерную" будет иметь следующий вид:

$$N_n' - N_n = \Delta N = N_0 \frac{S_1}{S} (1 - e^{-\mu q})^2, \quad (5)$$

Поэтому действительное значение поверхностной плотности меры, имеющей подобную неравномерность, будет определяться по градуировочной зависимости с учетом приведенной поправки:

$$N_n = N_n' - \Delta N, \quad (6)$$

где $N_n = f(q)$.

В настоящей работе полученные экспериментальные данные сравниваются с представленным расчетом. В качестве источника ионизирующего излучения использовался источник бета-излучения ^{147}Pm с площадью активной поверхности 120 см^2 . Для регистрации бета-частиц использовался проточный пропорциональный счетчик, работающий с усилителем типа УШ-2 и пересчетным прибором типа ПП-12. "Мертвое" время регистрирующей аппаратуры составляло $4 \cdot 10^{-6}$ с. Экспериментальная установка позволяла практически исключить влияние рассеянных электронов на детали конструкции.

Для выполнения работы были изготовлены меры поверхностной плотности из алюминия с различными значениями поверхностной плотности. Среднее значение поверхностной плотности определялось посредством взвешивания образца и измерения его линейных размеров. Указанные меры поверхностной плотности использовались для измерения зависимости степени ослабления плотности потока бета-излучения ^{147}Pm от поверхностной плотности. На рис. 2 представлен график этой зависимости в полулогарифмическом масштабе, по оси ординат которого отложены в относительных единицах отношения скоростей счета импульсов R с мерой, находящейся в поле излучения, и без меры. Значение R вычислялось по формуле:

$$R = \frac{N_n(1 - N_0\tau)}{N_0(1 - N_n\tau)} \quad (7)$$

здесь τ — "мертвое" время установки.

На графике также представлены значения отношения скоростей счета R' , полученные для этих же мер, но с образованной неравномерностью.

Из рассмотрения полученных R и R' можно сказать, что средние значения поверхностной плотности для мер равномерных и неравномерных при измерении радиоизотопным методом имеют расхождение из-за неравномерности. Для исключения этого расхождения вводится поправка по формуле (5) и новые значения с учетом поправки вычисляются по формуле (6) (см. таблицу).

Данные таблицы показывают, что при измерении среднего значения поверхностной плотности мер, имеющих неравномерность вида $(0; q; 2q)$, можно получить действительное значение поверхностной плотности (q'') введением поправки по формуле (5), совпадающее со значением, найденным весовым методом в пределах погрешности измерений.

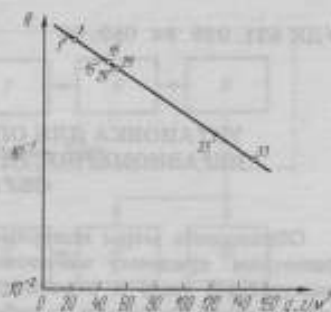


Рис. 2. Зависимость степени ослабления бета-излучения ^{147}Pm от величины поверхностной плотности для алюминия.

○ — равномерные меры поверхностной плотности; ● — меры поверхностной плотности с искусственно созданной неравномерностью.

$q, \text{г/м}^2$ (весовой метод)	$R, \text{отн. ед.}$	$q', \text{г/м}^2$ (из графика рис. 2)	$R', \text{отн. ед.}$	ΔR [по формуле (5)]	R'' [по формуле (6)]	$q'', \text{г/м}^2$ (из графика рис. 2)
20,89	0,726	19,8	0,733	0,005	0,728	20,2
46,44	0,485	43,5	0,505	0,016	0,489	45,6
52,70	0,434	49,9	0,457	0,019	0,438	52,6
151,1	0,088	125	0,141	0,050	0,091	152

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Федорков В. Г., Федотов И. А., Цымлов Д. М., Цалитис В. А. Радиоизотопные толщинометры листовых и ленточных материалов. — Рига, Латвийский республиканский институт научно-технической информации и пропаганды, 1972.
- Perel J. The determination of x-ray absorption coefficients and the thickness of nonun. form thin samples. — *J. Phys. E: Sci. Inst.*, 1970, v. 3.

3. Boster T. A. Source of error in foil thickness calibration by x-ray transmission. — J. Appl. Phys., 1973, v. 44, No 8.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

УДК 621.039.84.089.68

*Н. И. Кармалицын, А. А. Макович,
И. М. Басаргина*

УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ ОБРАЗЦОВОЙ МЕРЫ

Образцовые меры поверхностной плотности аттестуются по двум параметрам: среднему значению поверхностной плотности в граммах на квадратный метр и относительной неравномерности распределения поверхностной плотности по рабочей площади меры.

Мера поверхностной плотности изготавливается из листового или ленточного материала в форме диска или прямоугольника.

Относительная неравномерность поверхностной плотности образцовой меры характеризует качество выбранного для изготовления меры материала и является одной из важнейших характеристик, влияющей на точность градуировки радиоизотопных толщиномеров, особенно когда площадь просвечивающего пучка ионизирующего излучения значительно меньше рабочей площади меры. Аттестация мер поверхностной плотности по относительной неравномерности может служить одним из способов отбраковки мер при их изготовлении.

Поскольку меры поверхностной плотности предназначены для градуировки и проверки радиоизотопных толщиномеров, то относительная неравномерность меры определяется радиоизотопным методом, позволяющим найти этот параметр в зависимости как от изменения толщины на различных участках меры, так и от неоднородности химического состава материала меры.

Разработанная установка для аттестации мер поверхностной плотности по относительной неравномерности основана на принципе, заключающемся в измерении изменения ослабления плотности потока бета-излучения в зависимости от поверхностной плотности просвечиваемой меры.

Конструктивно установка выполнена в виде двух блоков: регистрирующего блока и стойки с электронной аппаратурой.

Регистрирующий блок (рис. 1) состоит из сцинтилляционного счетчика для регистрации бета-излучения, устройства для крепления и перемещения меры поверхностной плотности в двух взаимно перпендикулярных направлениях, устройства для крепления источника бета-излучения и защитного кожуха. В блоке предусмотрена возможность изменения расстояния от установленной меры до счетчика, а также до источника в пределах 30 мм с погрешностью $\pm 0,1$ мм. Регистрирующий блок рассчитан на работу сцинтилляционного счетчика с открытым сцинтиллятором. В счетчике применен фотозлектронный умножитель ФЭУ-13, а в качестве сцинтиллятора используется сцинтилляционная пластмасса на основе полистирола с добавками РОРОР и *п*-терфенила. Сцинтилляционный счетчик с предусилителем установлен в верхней части кожуха.

Для размещения меры поверхностной плотности имеется съемная рамка и пружинный прижим. В нижней части кожуха на специальном столике закреплен источник. Перемещение меры поверхностной плотности в двух взаимно перпендикулярных направлениях осуществляется с помощью двух рукояток с барабанами, выведенными на боковую поверхность кожуха, либо с помощью электродвигателей. Каретка, на которой

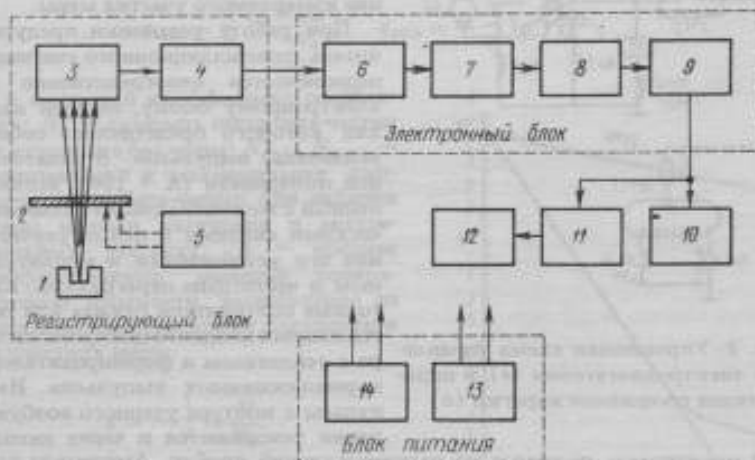


Рис. 1. Функциональная схема установки для измерения поверхностной плотности образцовых мер

1 — источник бета-излучения; 2 — мера поверхностной плотности; 3 — сцинтилляционный счетчик; 4 — катодный повторитель; 5 — устройство для перемещения меры поверхностной плотности; 6 — усилитель; 7 — ограничитель нижнего уровня; 8 — формирователь импульсов; 9 — катодный повторитель; 10 — пересчетный прибор типа ПП-12; 11 — измеритель скорости счета типа ИСС-6; 12 — электронный потенциометр типа ЭПП-09; 13 — высоковольтный стабилизированный источник питания типа ВС-22; 14 — стабилизированный источник питания БЗ-3

располагается мера, может перемещаться по двум взаимно перпендикулярным направляющим полужакрытого типа с помощью двух винтовых пар, гайки которых жестко связаны с кареткой. Движение винтам передается от электродвигателей через понижающие редукторы и зубчатые муфты.

Запуск электродвигателей осуществляется с помощью кнопки $K_{н1}$ (рис. 2). При этом срабатывает реле $P1$, которое своими контактами 1, 2 включает цепь питания электродвигателя (включение второго электродвигателя аналогично). Положение тумблера $B_{к1}$ определяет направление вращения двигателя и направление движения каретки с измеряемой мерой. Остановка электродвигателя осуществляется либо $K_{н2}$, при нажатии которой обесточивается реле $P1$ и разрывается цепь питания электродвигателя, либо $K_{н3}$ или $K_{н4}$, которые разрывают цепь питания при достижении кареткой одного из концов интервала перемещения. Для определения положения каретки вдоль ее движения через каждые 10 мм

располагаются микровыключатели: $K_{н3} - K_{н4}$ (рис. 2б). При замыкании контактной планкой, жестко связанной с кареткой, одного из микровыключателей загорается соответствующая цифра индикаторной лампы

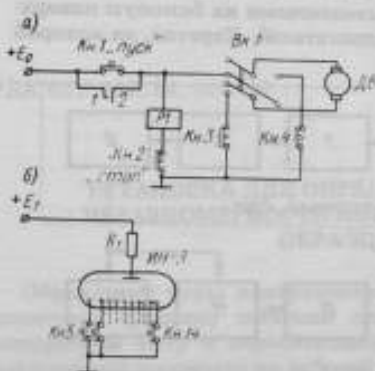


Рис. 2. Упрощенная схема управления электродвигателем (а) и индикации положения каретки (б)

ИИ-3, являющейся указателем положения каретки. Таким образом можно определить любое положение измеряемого участка меры.

При работе установки преусилитель сцинтилляционного счетчика подключается непосредственно к электронному блоку, первый каскад которого представляет собой усилитель импульсов отрицательной полярности ($K = 150$), выполненный с межкаскадными гальваническими связями с целью улучшения его устойчивости к амплитудным и частотным перегрузкам. Катодные повторители служат для согласования диодного дискриминатора с усилителем и формирователем нормализованных импульсов. Импульсы с контура ударного возбуждения усиливаются и через катодный повторитель подаются на регистрирующий прибор. Амплитуда выходных импульсов 15 В, длительность — 0,5 мкс, полярность — отрицательная.

Измерения относительной неравномерности мер поверхностной плотности проводились относительным методом: измерялась скорость счета числа бета-частиц от источника без меры и скорость счета числа бета-частиц при наличии в поле излучения меры. Имеющееся отношение скоростей счета и является измеряемой характеристикой.

На данной установке проводились измерения относительной неравномерности мер поверхностной плотности в диапазоне $20 - 300 \text{ г/м}^2$ с помощью коллимированного пучка бета-излучения от радионуклидов ^{147}Pm и ^{204}Tl . Правильность выбора радионуклидов для измерения относительной неравномерности в данном диапазоне подтверждается графиком на рис. 3, показывающим зависимость степени ослабления бета-излучения от поверхностной плотности. По виду графиков, построенных в полупологарифмическом масштабе, можно сказать, что ослабление плотности потока бета-частиц ^{147}Pm и ^{204}Tl в указанном диапазоне подчиняется экспоненциальной зависимости. Поэтому при определении относительной неравномерности мер поверхностной плотности исходили из экспоненциальной зависимости степени ослабления бета-излучения в материале меры.

Под неравномерностью поверхностной плотности меры подразумевают максимальное отклонение по абсолютной величине значения поверхностной плотности в 1 м участке меры от среднего арифметического значения поверхностной плотности, вычисленного из значений поверхностной плотности в M участках, равномерно распределенных по всей площади:

$$\left| \frac{q_{\max} - \bar{q}}{q} \right|$$

где q_{\max} — минимальное или максимальное значение поверхностной плотности;

$$q_{\max} = \frac{1}{\mu} \ln \frac{N_{\min}}{N_0}, \quad q_{\min} = -\frac{1}{\mu} \ln \frac{N_{\max}}{N_0};$$

μ — массовый коэффициент ослабления; N_0 — скорость счета бета-частиц от источника без меры; N_{\min}, N_{\max} — минимальная и максимальная скорость счета бета-частиц при наличии меры в поле излучения в экстремальных участках; \bar{q} — среднее арифметическое значение поверхностной плотности, вычисленное из значений поверхностной плотности в m участках меры.

$$q = -\frac{1}{\mu} \ln \frac{\bar{N}}{N_0},$$

где

$$\bar{N} \approx \frac{1}{n} (N_0 e^{-\mu q_1} + N_0 e^{-\mu q_2} + \dots + N_0 e^{-\mu q_m}) = N_0 \frac{\sum_{i=1}^m e^{-\mu q_i}}{n} = N_0 e^{-\mu \bar{q}}.$$

Тогда относительная неравномерность меры поверхностной плотности будет иметь следующий вид:

$$K_t = \frac{\left| \frac{q_{\max} - \bar{q}}{q} \right|}{1} 100\% = \frac{\left| -\ln \left(1 + \frac{N_{\max} - \bar{N}}{N} \right) \right|}{-\ln \frac{\bar{N}}{N_0}} 100\% \quad (1)$$

Использование формулы (1) при расчетах дает характеристику распределения поверхностной плотности относительно экстремального участка измерения. Чтобы выразить влияние всех отклонений от среднего значения, предлагается формула вида:

$$K_t' = \frac{1}{\ln \frac{\bar{N}}{N_0}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m \left(-\ln \frac{N_i}{N} \right)^2}{(m-1)}} 100\% \quad (2)$$

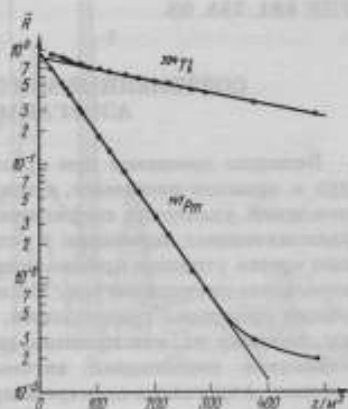


Рис. 3. Зависимость степени ослабления бета-излучения от поверхностной плотности для алюминия ($S_{\text{коллиматора}} = 1 \text{ см}^2$): R — отношение скорости счета от источника с пирой и без нее

На разработанной установке проводились измерения относительной неравномерности мер поверхностной плотности, изготовленных из алюминиевых фольг в виде дисков с рабочей площадью 80 см^2 . Меры поверхностной плотности, не превышающие $K_1 = 2\%$ и $K_2 = 1\%$, были аттестованы в качестве образцовых.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

УДК 681.785.08

Кравченко С. С.

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ПОЛЕВОЙ И АЭРОГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ

Большое внимание при прогнозировании и разведке радиоактивных руд и ореолов рассеяния, а также при поисках нерадиоактивных месторождений уделяется оперативным методам определения концентраций радиоактивных элементов в условиях естественного залегания. В настоящее время успешно применяются и совершенствуются методы полевой и аэрогамма-спектрометрии. Методы полевой гамма-спектрометрии имеют общие принципы градуировки, контроля аппаратуры, физические основы, поэтому их, как правило, рассматривают совместно. К этим методам относятся: пешеходная, автомобильная и скиважинная гамма-спектрометрия. Аэрогамма-спектрометрический метод относится к дистанционным геофизическим методам, так как исследуемая порода и детектор спектрометра значительно разобщены в пространстве.

Физические основы

Гамма-спектрометрический метод определения содержания урана, тория и калия в горных породах основан на измерении энергии и плотности потока гамма-квантов характерных спектральных линий излучения нуклидов: висмут-214 (1,12 – 1,76 МэВ), галлий-208 (2,62 МэВ) и калий-40 (1,46 МэВ). Анализ спектрального состава рассеянного гамма-излучения в области низких и средних энергий (500 – 700 кэВ) показал сложную зависимость спектрального состава гамма-излучения от состава среды, от внешних условий; кроме того, результаты измерений зависят от материала и размера детектора и т. д. [1]. В связи с этим используют область высокоэнергетического гамма-излучения (более 1 МэВ), где влияние состава среды на регистрируемое гамма-излучение практически отсутствует [2].

При определении концентрации урана, тория и калия гамма-спектрометром со сцинтилляционным детектором наиболее благоприятные условия обеспечиваются при дифференциальных измерениях гамма-излучения в интервалах энергий: 1,35 – 1,55, 1,65 – 1,85 и 2,50 – 2,80 МэВ. При выборе положения и ширины рассматриваемых интервалов энергетического спектра необходимо обеспечить наиболее благоприятное соотношение гамма-излучения одного из определяемых элементов, являющегося основным в данном интервале, и излучения двух других элементов, т. е. обеспечить высокий коэффициент разделения. Обычно первый

интервал с линией 1,45 МэВ называют "калийным", второй — 1,76 МэВ — "урановым" и третий — 2,62 МэВ — "ториевым" (рис. 1).

Для определения концентраций урана, тория и калия измеряют интенсивность гамма-излучения, т. е. скорость счета импульсов, не менее чем в трех спектральных интервалах, которые соответствуют характерным линиям определяемых изотопов. Концентрация определяется путем решения системы линейных уравнений:

$$q_j = P_{ji} [a_{ji} (N_1 - N_1^{\Phi}) + a_{j2} [(N_2 - N_2^{\Phi}) + x_j (N_4 - N_4^{\Phi})] + a_{j3} (N_3 - N_3^{\Phi})], \quad (1)$$

где q_j — концентрация j -го изотопа ($j = U, Th, K$); P_{ji} — коэффициент, учитывающий ослабление излучения атмосферой; N_i — скорость счета в i -м интервале (дифференциальном канале), $i = 1, 2, 3, 4$; N_i^{Φ} — остаточный фон; x_j — весовой коэффициент предварительного суммирования; a_{ji} — элементы матрицы, обратной матрице исходной системы*.

Следует отметить, что точность определения концентрации урана, тория и калия в естественном залегании пород зависит от многих природных факторов: влажности, плотности среды, геометрии измерений и т. д.** Существенные помехи при проведении гамма-спектральной съемки создаются активными осадками, выпадающими с дождем [3].

Полевая гамма-спектральная и аэрогамма-спектрометрическая аппаратура

Основными узлами полевой гамма-спектральной аппаратуры являются блоки детектирования, выполняющие функцию преобразования энергий гамма-излучения в электрические сигналы; устройство отбора сигналов, осуществляющее анализ сигналов по измеряемому параметру и их распределение по измерительным каналам; измерительное устройство, служащее для количественных измерений сигналов в каналах; блоки питания, снабжающие все узлы энергией.

* Техническая инструкция по аэрогамма-спектрометрической съемке. М., Мин. Гео СССР, 1977.

** Методическое руководство по пешеходной, автомобильной и скважинной гамма-спектральной съемке. М., 1975.

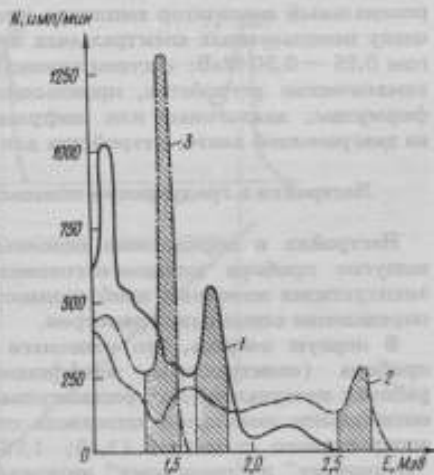


Рис. 1. Аппаратурные спектры гамма-излучения урана (1) и тория (2) в равновесии с продуктами их распада и калия (3)

В настоящее время разработаны и эксплуатируются такие отечественные полевые гамма-спектрометры, как СП-3, СП-3М, СП-4, АГС-3, АГС-4 и т. д.

В состав каждого типового аэрогамма-спектрометра входят: высокочувствительный сцинтилляционный детектор гамма-излучения; дифференциальный анализатор амплитуд импульсов с числом каналов, равным числу используемых спектральных линий; интегральный канал с порогом 0,25 — 0,30 МэВ; система автоматической стабилизации шкалы; автоматические устройства, производящие вычислительные операции по формулам; аналоговый или цифроаналоговый регистратор с записью на диаграммной ленте; устройства для регистрации высоты полета.

Настройка и градуировка полевых и аэрогамма-спектрометров

Настройка и определение основных параметров производится при выпуске прибора заводом-изготовителем, однако часто в процессе эксплуатации возникает необходимость корректировки или повторного определения основных параметров.

В первую очередь, это относится к определению чувствительности прибора (спектральных коэффициентов) и выбору оптимальных рабочих интервалов. Для рассматриваемых типов гамма-спектрометров оптимальное положение интервала соответствует середине максимума аппаратного фотопика (1,45; 1,76; 2,62 МэВ), т. е. "калийному", "урановому" и "ториевому" интервалам, а ширина дифференциальных интервалов определяется величиной энергетического разрешения детектора в области энергий 1 — 3 МэВ.

Линейность энергетической шкалы спектрометра определяют снятием положений фотопиков источников гамма-излучения (ртуть-203, цезий-137, цинк-65, калий-40, висмут-214, таллий-208). Практически снимают положение трех источников (цезий-137, цинк-65, таллий-208) и строят прямую (рис. 2).

Градуировку прибора проводят на специальных градуировочных моделях урана, тория и калия, которые представляют собой герметичные металлические контейнеры цилиндрической или кубической формы ($d = 1,2$, $h = 1,4$ м) с известным содержанием в них радиоактивных элементов. Помимо градуировочных моделей необходимо иметь "фоновую" модель точно такого же размера, заполненную неактивным материалом. "Фоновая" модель позволяет учесть составляющие фона.

Градуировку осуществляют путем последовательного измерения на каждой модели скорости счета в рабочих интервалах. Зная значения скоростей счета (N_i) и значения концентрации радионуклидов в моделях (q^U , q^{Th} и q^K), вычисляют спектральные коэффициенты. Определив спектральные коэффициенты, получают выражение для концентраций урана, тория и калия в естественном залегании.

Для сокращения времени на обработку при гамма-спектральных измерениях пользуются номограммами (палетками) и электронными калькуляторами (ЭЛКА-22, ЭЛКА-25), а при больших объемах информации используют ЭВМ.

В связи с тем, что в настоящее время не существует государственных образцовых мер весовых концентраций урана, тория и калия, с помощью которых можно было бы градуировать аэрогамма-спектрометры, аэрогамма-спектрометрический метод является качественным методом.

Аэрогамма-спектрометры, по согласованию с органами Госстандарта, рассматриваются как спектрометры энергии гамма-излучения.

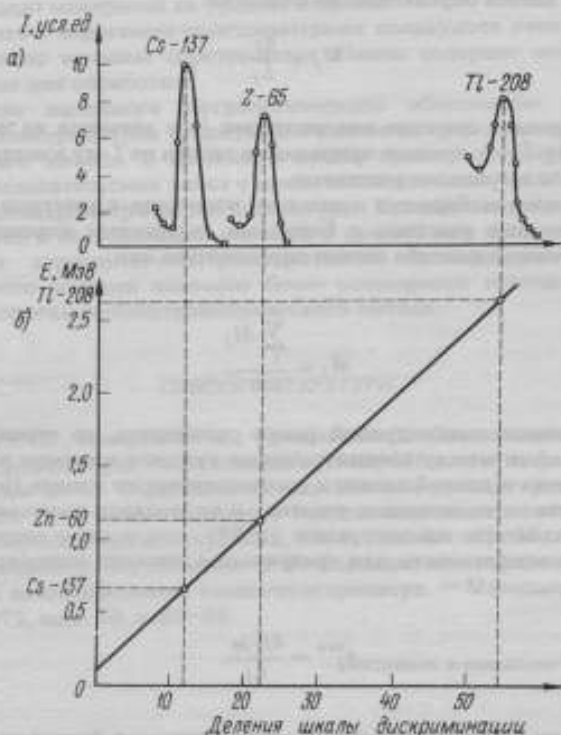


Рис. 2. Дифференциальные аппаратные спектры отдельных источников гамма-излучения (а) и их использование для построения калибровочного графика (б)

Входные каналы аэрогамма-спектрометра в единицах урана, тория и калия градуируются с помощью переносных моделей, входящих в комплект прибора. Переход от моделей к реальным условиям производится при полетах над естественными полигонными участками. Участки предварительно разбивают на пять профилей, на каждом из которых устанавливаются пикеты. По разбитой сети проводят наземные гамма-спектрометрические измерения и опробования.

Определение концентрации радионуклидов в рудных моделях и горных породах проводят по единой методике. Периодичность измерений на полигонных участках составляет 1-2 раза за полевой сезон, при этом производится тщательная настройка спектрометра по рудным моделям.

Особое внимание уделяется настройке АПВ (автоматическая поправка на высоту), максимальной близости усиления к номинальному и точной компенсации остаточного фона.

По данным измерений для полигонного участка определяют среднее значение концентраций с приращением над остаточным фоном.

Масштаб записи определяют по формуле:

$$M_j = \frac{q_j}{L_j}, \quad (2)$$

где q_j — среднее значение концентрации j -го элемента на полигонном участке (%); L_j — среднее приращение записи по j -му каналу при измерениях над полигоновыми участками.

Как правило, выбирается несколько полигонных участков. Если имеем n полигонных участков с близкими значениями концентраций, то среднее значение масштаба записи определяется как:

$$\bar{M}_j = \frac{\sum_1^n M_j}{n}. \quad (3)$$

Если значения концентраций резко отличаются, то строят корреляционный график между концентрациями каждого элемента в % на полигонном участке и длиной записи в соответствующем канале (в мм).

Измерения на полигонных участках и на моделях позволяют определить эквивалентную концентрацию ($q_j^{\text{экв}}$), что, в свою очередь, делает возможным использовать для градуировки каналов концентраций рудные модели:

$$q_j^{\text{экв}} = \frac{q_j L_{jm}}{L_j}, \quad (4)$$

где L_{jm} — среднее значение приращения записи над фоном по j -му каналу при измерениях на j -й модели.

Масштаб записи определяют как:

$$M_j = \frac{q_j^{\text{экв}}}{L_{jm}}. \quad (5)$$

Интегральный канал спектрометра градуируют на земле с помощью образцового источника гамма-излучения (радия). Мощность дозы рассчитывают по формуле:

$$P_R = \frac{P_0}{R^2} e^{-\mu(R-1)}, \quad (6)$$

где P_0 — мощность экспозиционной дозы гамма-излучения (из свидетельства); μ — линейный коэффициент ослабления гамма-излучения в воздухе.

При градуировочных измерениях образцового источника гамма-излучения регистрируют на различных расстояниях от детектора (5-6 интервалов). Для устранения рассеянного излучения детектор экранируют свинцовым экраном толщиной 5-10 мм.

По результатам измерений строит график, угол наклона которого характеризует чувствительность интегрального канала. Для оперативного контроля стабильности интегрального канала перед градуировкой и после нее проводят измерения на рудных моделях.

При работе с аэрогамма-спектрометрами пользуются лентами записи информации по каналам спектрометра. Ленты содержат все сведения, необходимые для обработки.

Отсутствие надежного метрологического обеспечения в области аэрогамма-спектрометрии существенно влияет на эффективность использования этого метода. В настоящее время проводится широкий круг научно-исследовательских работ с целью повысить качество и надежность аэрогамма-спектрометрической аппаратуры. Большое внимание уделяется разработке и исследованию методов и средств для метрологического обеспечения аэрогамма-спектрометрической аппаратуры. Успешное решение этого вопроса позволит более всесторонне использовать возможности аэрогамма-спектрометрического метода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коган Р. М., Назаров И. М., Фридман Ш. Д. Основы гамма-спектрометрии природных сред. М., Атомиздат, 1969; 468 с.
2. Соколов М. М. О раздельном определении урана, тория и калия в естественном залегании с помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра. — Вопросы рудной геофизики, 1964, вып. 4, с. 48—57.
3. Филимонов В. В., Данилов В. С. Вариации атмосферной составляющей фона автомобильного гамма-спектрометра. — Методы рудной геофизики, 1972, вып. 10, с. 82—86.

Поступила в редакцию 05.09.1978 г.

* Воробьев В. П., Ефимов А. В., Альшулер М. И. и др. Аэрогамма-спектрометрический метод поисков рудных месторождений. Л., "Недра", 1977.

СОДЕРЖАНИЕ

Е. А. Хольнова, Л. П. Кулькова, М. П. Базова. Калориметрическая установка для воспроизведения единицы активности альфа- и бета-излучающих нуклидов	3
Ф. М. Караваев, В. Я. Алексеев, А. Ф. Дричко, А. Е. Кочин, Л. П. Кулькова, С. А. Русинова, Р. М. Служнева, Е. А. Хольнова. Рабочие эталоны единицы активности нуклидов	7
Ф. М. Караваев, А. Ф. Дричко, Е. С. Губкин, Р. М. Служнева. Две систематические погрешности воспроизведения единицы активности ионизационным методом	10
И. М. Басаргина, А. А. Макович. Комплекс средств для автоматизации счетных методов измерения активности нуклидов	13
А. А. Константинов, Т. Е. Сазонова, С. В. Сэпман, Анд. А. Константинов. Измерение удельной активности ^{139}Ce при международных сличениях	15
А. А. Константинов, Н. А. Ануфриев, Анд. А. Константинов. Относительные измерения активности кобальта-60 в источниках различной конфигурации методом гамма-гамма-совпадений	17
Ю. В. Иванов, Р. П. Кресс, С. И. Ткаченко. Воспроизведение единицы плотности потока нейтронов промежуточных энергий в диапазоне 0,5 эВ — 3 кэВ	20
Г. М. Стуков, И. А. Ярицына. Определение коэффициента поглощения эпикадмиевых нейтронов фильтрами из кадмия в методе золотых фольг	24
В. А. Тумольский, И. А. Ярицына. Определение поправки на утечку нейтронов в установке УЭН-2	26
Ю. С. Силин, И. А. Ярицына. Установка для измерения малых нейтронных потоков	29
З. А. Рамендис, В. Т. Шеболев. Исследование реакции $D(d, n)^3\text{He}$	31
Н. Д. Виллевалде, В. И. Фоминых, Е. Н. Юртини. Создание флуоресцентных источников излучения в диапазоне энергий фотонов 1,6—16 фДж (10 — 100 кэВ)	34
М. П. Кочина, М. Ф. Юдин. Использование свободновоздушной камеры КЭП-400 для аттестации источников гамма-излучения с энергией фотонов 40 — 400 кэВ	38
В. В. Скотников. Измерение объемов полостей (вместимостей) ионизационных камер	41
Р. Ф. Кононова, А. П. Себекин. К расчету измерительной схемы двойного калориметра с терморезисторами	45

Т. Н. Новоселова, В. В. Скотников. Оценка погрешностей измерений массовых толщин в толстостенных и многощелевых камерах	47
А. А. Константинов, И. И. Кармалицын. Влияние неравномерности поверхностной плотности образцовой меры на погрешность градуировки и поверки радиоизотопных толщиномеров	51
Н. И. Кармалицын, А. А. Макович, И. М. Басаргина. Установка для определения относительной неравномерности поверхностной плотности образцовых мер	54
С. С. Кравченко. Современные методы и средства полевой и азотгамма-спектрометрии	58
Рефераты публикуемых статей	66

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

Краткое содержание статьи: В работе рассмотрены методы измерения массовых толщин в толстостенных и многощелевых камерах. Показано, что погрешности измерений зависят от многих факторов, в том числе от неравномерности поверхностной плотности образцовой меры. Предложены методы и средства полевой и азотгамма-спектрометрии для определения относительной неравномерности поверхностной плотности образцовых мер.

А. А. Константинов, И. И. Кармалицын. Влияние неравномерности поверхностной плотности образцовой меры на погрешность градуировки и поверки радиоизотопных толщиномеров. В работе рассмотрены методы измерения массовых толщин в толстостенных и многощелевых камерах. Показано, что погрешности измерений зависят от многих факторов, в том числе от неравномерности поверхностной плотности образцовой меры. Предложены методы и средства полевой и азотгамма-спектрометрии для определения относительной неравномерности поверхностной плотности образцовых мер.

Н. И. Кармалицын, А. А. Макович, И. М. Басаргина. Установка для определения относительной неравномерности поверхностной плотности образцовых мер. В работе описана установка для определения относительной неравномерности поверхностной плотности образцовых мер. Показано, что установка позволяет измерять относительную неравномерность с высокой точностью.

С. С. Кравченко. Современные методы и средства полевой и азотгамма-спектрометрии. В работе рассмотрены современные методы и средства полевой и азотгамма-спектрометрии. Показано, что эти методы позволяют измерять массовые толщины в полевых условиях с высокой точностью.

Рефераты публикуемых статей. В этом разделе приведены краткие содержания статей, опубликованных в журнале.

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 536.62.081

Калориметрическая установка для воспроизведения единицы активности альфа- и бета-излучающих нуклидов. Хольцова Е. А., Кулькова Л. П., Базова М. П. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 3—7.

Описывается установка с калориметрами повышенной чувствительности, позволяющая воспроизводить единицу активности альфа- и бета-излучающих нуклидов калориметрическим методом, начиная с 10^7 Бк, т. е. на порядок ниже по сравнению с установкой УЭА-5, входящей в состав государственного первичного эталона единицы активности нуклидов. Табл. 1. Ил. 1. Библ. 3.

УДК. 539.169.089.68

Рабочие эталоны единицы активности радионуклидов. Караваяев Ф. М., Алексеев В. А., Дричко А. Ф., Кочин А. Е., Кулькова Л. П., Русинова С. А., Служнева Р. М., Хольцова Е. А. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 7—10.

Приводится краткое описание созданных рабочих эталонов единицы активности радионуклидов в виде эталонных наборов источников излучений, применяемых в НПО "ВНИИМ" и во ВНИИФТРИ, и эталонных измерительных установок, применяемых во ВНИИФТРИ и в Радиовом институте им. В. Г. Хлопина. Табл. 1.

УДК 539.169.088:539.1.074.22

Две систематические погрешности воспроизведения единицы активности нуклидов ионизационным методом. Караваяев Ф. М., Дричко А. Ф., Губкин Е. С., Служнева Р. М. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 10—13.

Рассматривается влияние на точность воспроизведения единицы активности гамма-излучающих радионуклидов ионизационным методом двух факторов: случайного смещения аттестуемого источника относительно центра ионизационной камеры и возможного эксцентриситета сферических электродов камеры. Получены аналитические выражения для зависимости ионизационного тока камеры от упомянутых факторов и оценены границы допустимых смещений источников и электродов, при которых возможно пренебречь возникающими изменениями ионизационного тока. Табл. 1. Библ. 3.

УДК 53.087.4:(539.1.074.2:539.169)

Комплексе средств для автоматизации счетных методов измерения активности нуклидов. Басаргина И. М., Макович А. А. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 13—14.

Описывается автоматизированная система исследования характеристик счетчиков ионизирующих излучений и измерения внешнего излучения и активности нуклидов. Система предназначена для включения ее в состав эталонных установок. Разработан комплекс программ, используемых для обработки результатов наблюдений на ЭЦВМ "МИР-1". Ил. 1.

УДК 539.16.088

Измерение удельной активности ^{139}Ce при международных сличениях. Константинов А. А., Сазонова Т. Е., Сэйман С. В., Константинов Анд. А. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 15—16.

Описываются методы измерения удельной активности церия-139 в растворе, применявшиеся при международных сличениях во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева. Полученное значение удельной активности ^{139}Ce совпало, в пределах оцененных погрешностей, с результатами ведущих метрологических институтов Европы, США и Канады. Табл. 1. Библ. 3.

УДК 539.1.074

Относительные измерения активности кобальта-60 в источниках различной конфигурации методом гамма-гамма-совпадений. Константинов А. А., Ануфриев С. Н., Константинов Анд. А. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 17—19.

Описывается метод гамма-гамма-совпадений для относительного определения активности кобальта-60 в диапазоне $10^4 - 10^7$ Бк в источниках различной конфигурации, т. е. с различным самопоглощением излучения. Показано, что данный метод может быть использован для относительных измерений активности в источниках различной конфигурации и для других радионуклидов, имеющих каскад гамма-излучения, как, например, ^{46}Sc , ^{88}Y , ^{134}Cs , ^{207}Bi и др. Библ. 2.

УДК 621.039.5.089.68

Воспроизведение единицы плотности потока нейтронов промежуточных энергий в диапазоне 0,5 эВ—3 кэВ. Иванов Ю. В., Кресе Р. П., Ткаченко С. И. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 20—24.

Описывается метод воспроизведения единицы плотности потока нейтронов промежуточных энергий. Эта область энергий нейтронов воспроизводится в воздушной полости графитового замедлителя, окруженного отражателем из полиэтилена. Исследована плотность потока тепловых и промежуточных нейтронов в этой полости. Приведены результаты абсолютных измерений дифференциальной плотности потока нейтронов, выполненных активационными резонансными детекторами из ^{115}In , ^{197}Au , ^{55}Mn и ^{23}Na методом вычитания $1/\nu$ -вклада. Табл. 2. Ил. 3. Библ. 3.

УДК 621.039.5:539.076

Определение коэффициента поглощения эпикадмиевых нейтронов фильтрами из кадмия для метода золотых фольг. Стуков Г. М., Ярицына И. А. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 24—26.

Описывается способ определения коэффициента поглощения эпикадмиевых нейтронов F_{Cd} для золота в анизотропном потоке для шести толщин кадмиевых чехлов. Получена зависимость F_{Cd} от толщины кадмиевого чехла, которая позволяет находить значение этого коэффициента для любой используемой толщины кадмия со средней квадратической погрешностью 0,4%, что дает возможность снижения общей погрешности определения потока нейтронов методом золотых фольг. Табл. 1. Библ. 6. Ил. 1.

УДК 621.039.5.088.6

Определение поправки на утечку нейтронов в установке УЭН-2. Тумольский В. А., Ярицына И. А. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 26—29.

Описывается методика определения поправки на утечку нейтронов в установке УЭН-2, предназначенной для измерения полного потока нейтронов методом активации марганца. Рассчитан коэффициент, учитывающий несферичность применяемого бака. Приводятся поправки на утечку нейтронов для установки УЭН-2 для четырех типов нейтронных источников. Табл. 1. Ил. 1.

УДК 621.039.55.08

Установка для измерения малых нейтронных потоков. Силин Ю. С., Ярицына И. А. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 29—31.

Описывается установка для относительного измерения полных потоков изотопных нейтронных источников, испускающих менее 10^4 нейтр/с. Приводятся размеры и технические характеристики установки. Установка позволяет измерить источники с полным потоком от 50 нейтр/с до $5 \cdot 10^5$ нейтр/с. Ил. 1.

УДК 539.17

Исследование реакции $D(d, n)^3\text{He}$. Рамендик З. А., Шеболев В. Т. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 31—33.

Приводятся результаты исследования энергетических и пространственных характеристик продуктов ядерной реакции $D(d, n)^3\text{He}$. Экспериментально определена функция возбуждения реакции и получено угловое распределение нейтронов в системе центра инерции. Проведено сравнение результатов, полученных в настоящей работе, с данными других авторов. Ил. 2. Библ. 3.

УДК 539.122.08

Создание флуоресцентных источников излучения в диапазоне энергии фотонов 1,6—16 фДж (10—100 кэВ). Виллевалде Н. Д., Фоминых В. И., Юртин Е. Н. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 34—38.

Описывается разработанная конструкция установки для получения флуоресцентного моноэнергетического рентгеновского излучения в диапазоне энергий фотонов от 8,9 до 98,4 кэВ. Предполагаемый выход фотонов до 10^{10} — 10^{11} фот/с при спектральной чистоте не меньше 90%. Табл. 1. Ил. 1.

УДК 621.3.029.78:539.172.3

Использование свободновоздушной камеры КЭП-400 для аттестации источников гамма-излучения с энергией фотонов 40—400 кэВ. Кочина М. П., Юдин М. Ф. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 38—40.

Рассматривается методика аттестации в качестве образцовых мер источников гамма-излучения с энергией фотонов 40—400 кэВ с использованием свободновоздушной камеры КЭП-400. Приводятся результаты экспериментального определения поправочного коэффициента, учитывающего рекомбинацию ионов для различных давлений воздуха и напряженности поля в камере для источников гамма-излучения селена-75 и иридия-192.

Показано, что погрешность аттестации источников гамма-излучения с энергией фотонов 40—400 кэВ не превышает 1,5% (0,99) для рабочих эталонов и 3% (0,95) для образцовых источников 1-го разряда. Ил. 2. Библ. 3.

УДК 531.73:539.074.22

Измерения объемов полостей (вместимостей) ионизационных камер. Скотников В. В. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 41—45.

Описывается измерение объемов полостей ионизационных камер, входящих в состав исходного образцового средства измерений плотности потока энергии тормозного излучения с максимальной энергией фотонов от 0,8 до 8,0 пДж (5—50 МэВ) методом взвешивания. Погрешность определения объемов полостей не превышает 0,05%. Табл. 2. Ил. 1. Библ. 3.

УДК 536.62.088.6

Расчет измерительной системы двойного калориметра с терморезисторами. Кононова Р. Ф., Себекин А. П. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 45—46.

Приводятся выражения для чувствительности калориметрической измерительной установки и ее погрешности измерения, возникающей за счет паразитного нагрева терморезисторов рабочим током установки.

Проведен анализ этих выражений и даны рекомендации по расчету измерительной системы двойного калориметра с терморезисторами.

УДК 621.039.84.088

Оценка погрешностей измерений массовых толщин в толстостенных и многощелевых камерах. Новоселова Т. Н., Скотников В. В. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 47—50.

Рассматриваются составляющие погрешности, связанные с точностью изготовления и сборки камер, предназначенных для измерения плотности потока энергии тормозного излучения в диапазоне энергий фотонов от 0,8 до 8,0 пДж. Показано, что случайная составляющая погрешности измерения глубин расположения полостей в графитовом и алюминиевом блоках составляет не более 0,08% при доверительной вероятности 0,99. Граница систематической погрешности $\theta = 0,6\%$ (0,99). Библ. 2.

УДК 621.039.55.089.68:(621.039.84.089.6.088)

Влияние неравномерности распределения поверхностной плотности образцовой меры на погрешность градуировки и поверки радионуклонных толщиномеров (измерителей поверхностной плотности). Консгантинов А. А., Кармалицын Н. И. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 51—54.

Рассматривается влияние неравномерности распределения поверхностной плотности образцовой меры на градуировку и поверку радионуклонных толщиномеров (измерителей поверхностной плотности). Рассмотрен частный случай для значений поверхностной плотности на различных участках: 0; q ; q . Приводятся результаты расчета и данные

эксперимента по измерению поверхностной плотности мер с указанной неравномерностью с использованием источника бета-излучения ^{147}Pm . Табл. 1. Ил. 2. Библ. 3.

УДК 621.039.84.089.68

Установка для определения относительной неравномерности поверхностной плотности образцовых мер. Кармалицын Н.И., Мачкович А.А., Басаргина И.М. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 54—58.

Описывается установка для аттестации мер поверхностной плотности в диапазоне 20—300 г/м², предназначенных для градуировки и проверки радиоизотопных толщиномеров. Предлагается метод измерения поверхностной плотности и критерии оценки неравномерности ее распределения по поверхности меры. Ил. 3.

УДК 681.785.08

Современные методы и средства полевой и аэрогамма-спектрометрии. Кравченко С.С. — "Исследования в области измерений ионизирующих излучений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 239 (299), 1980, с. 58—63.

Приводится обзор современных методов настройки и градуировки полевых и аэрогамма-спектрометров, применяющихся для определения концентраций радиоактивных элементов в естественном залегании. Рассматриваются физические основы гамма-спектрометрической аппаратуры. Отмечаются недостатки в метрологическом обеспечении аэрогамма-спектрометрического метода. Ил. 2. Библ. 3.

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 239 (299)

Редактор Г. А. Митарчук
Художественный редактор Д. Р. Степанович
Технический редактор С. П. Ленкович
Корректор С. С. Полиготова

Подписано в печать 27.03.80. М-32659. Формат 60x90/16.
Бумага офсетная № 2. Печ. л. 4,5. Уч.-изд. л. 4,49. Ти-
раж 500 экз. Заказ 279. Цена 45 к.

Ленинградское отделение издательства "Энергия". 191041,
Ленинград, Марсово поле, 1.

Типография ВНИИГ имени Б. Е. Веденеева. 195220,
Ленинград, Гжатская ул., 21.

