

**О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОНСТАНТЫ
ДЕЛЕНИЯ $\bar{\nu}_{\text{SF}}$ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКА ОТКРЫТЫХ
РАДИОНУКЛИДНЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ ^{252}Cf** **А.В. Янушевич, В.Д. Севастьянов**

ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл.
sevast@vniiftri.ru

Рассматривается возможность применения открытого источника деления ^{252}Cf для точного определения потока радионуклидных источников нейтронов.

Способ измерения потока состоит в определении его осколочной активности и умножении её на среднее значение числа нейтронов, вылетающих на один акт спонтанного деления нуклида ^{252}Cf .

Рассмотрены и реализованы на практике методы точного измерения осколочной активности нуклида ^{252}Cf .

Ключевые слова: константа деления, радионуклидные источники нейтронов, деление нуклида, осколочная активность

**ON THE POSSIBILITY OF USING THE $\bar{\nu}_{\text{SF}}$ FISSION
CONSTANT FOR DETERMINING FLOW OF OPEN
RADIONUCLIDE SOURCES OF ^{252}Cf NEUTRONS****A.V. Ianushevich, V.D. Sevastianov**

FSUE "VNIIFTRI", Mendeleevo, Moscow region
sevast@vniiftri.ru

The possibility of application of the open fission source of ^{252}Cf to accurately determine the flux of radionuclide neutron sources is considered.

A method for measuring the flux consists in determining its fission-fragment activity and multiplying it by the average value of the number of neutrons emitted by one act of spontaneous fission of the ^{252}Cf nuclide.

Methods for the accurate measurement of the fragmentation activity of the ^{252}Cf nuclide are considered and put into practice.

Key words: fission constant, radionuclide sources of neutrons, fission of a nuclide, fragmentation activity.

Радионуклидные $\text{Pu}(\alpha, \text{Be})$ источники нейтронов давно нашли широкое применение в атомной науке и технике, например, для градуировки и проверки стабильности радиометрической аппаратуры, применяемой для контроля работы систем управления и защиты ядерных реакторов, биологической защиты ядерных реакторов. Перспективным также становится применение радионуклидных источников ^{252}Cf для лечения онкозаболеваний. Они

всё шире используются в мировой практике нейтронных измерений как источники со стандартными энергетическими спектрами нейтронов для изучения и корректировки сечений дозиметрических ядерных реакций и для исследования энергетических спектров нейтронов разрабатываемых ядерных реакторов [1].

В излагаемой ниже статье авторы рассматривают возможность применения радионуклидного источника ^{252}Cf и для другой цели, а именно — измерения точного значения потока нейтронов в телесный угол 4π . Способ измерения потока нейтронов (Φ), излучаемого открытым радионуклидным источником ^{252}Cf , состоит в определении его осколочной активности (A_F) и умножении её на среднее значение числа нейтронов, вылетающих на один акт спонтанного деления нуклида ^{252}Cf ($\bar{\nu}_{SF}$):

$$\Phi = A_F \bar{\nu}_{SF} \quad (1)$$

Осуществление этого способа определения потока нейтронов источника ^{252}Cf с требуемой метрологической практикой точностью (2–6%) становится возможным только тогда:

- когда константа спонтанного деления нуклида ^{252}Cf $\bar{\nu}_{SF}$ установлена в мировой практике нейтронных измерений с точностью не менее 2%;
- разработаны радиометрические приборы, обеспечивающие измерение осколочной активности открытого источника ^{252}Cf с точностью не менее 2%.

В таблице 1 приведён ряд измеренных в мировой практике значений константы $\bar{\nu}_{SF}$ для нуклида ^{252}Cf [2–15].

Таблица 1

Измеренные значения константы $\bar{\nu}_{SF}$ для нуклида ^{252}Cf

№	Фамилия первого автора публикации	Значение константы $\bar{\nu}_{SF}$ для ^{252}Cf
1	A. Moat	$3,718 \pm 0,056$
2	I. Asplund-Nilsson	$3,721 \pm 0,037$
3	J.C. Hopkins	$3,734 \pm 0,031$
4	D.W. Colvin	$3,705 \pm 0,015$
5	D.W. Colvin	$3,691 \pm 0,031$
6	A. De Volpi	$3,741 \pm 0,028$
7	P.H. White	$3,787 \pm 0,031$
8	E.J. Axton	$3,691 \pm 0,020$
9	A. De Volpi	$3,720 \pm 0,017$
10	Ю.С. Замятин	$3,740 \pm 0,018$
11	Б.М. Александров	$3,770 \pm 0,045$
12	J.W. Boldeman	$3,738 \pm 0,015$
13	H. Condé	$3,766 \pm 0,066$
14	Б.М. Александров	$3,747 \pm 0,036$

Рекомендованное для применения в атомной науке и технике значение константы $\bar{V}_{SF}$ для ^{252}Cf — $3,756 \pm 0,012$ [16]. Из анализа приведённых в таблице данных можно видеть, что константа $\bar{V}_{SF}$ уже установлена с погрешностью менее 2% в доверительном интервале 0,99. Это соответствует указанному выше первому требованию измерения потока быстрых нейтронов в открытых источниках нейтронов ^{252}Cf .

В процессе исследований использовали открытый источник с нуклидом ^{252}Cf , изготовленный Радиевым институтом им. В.Г. Хлопина. Источник имеет форму диска из полированного оргстекла диаметром 24 мм и толщиной 2 мм. Радионуклид ^{252}Cf нанесён на одну из сторон диска. Диаметр активного слоя источника менее 8 мм. Толщина активного слоя делящегося вещества с ^{252}Cf была существенно меньше пробега осколков деления в веществе. Такая незначительная толщина слоя делящегося вещества в источнике делает возможным регистрировать практически каждый акт спонтанного деления при измерении осколочной активности AF открытого источника нейтронов ^{252}Cf и расчёте потока нейтронов по формуле (1).

Ядерно-физические характеристики изотопа ^{252}Cf и сопутствующих ему радионуклидов приведены в таблице 2 [17].

Таблица 2

Ядерно-физические характеристики изотопа ^{252}Cf
и сопутствующих ему радионуклидов

Нук- лид	Тип распада ядра	Период полураспада, лет (погреш- ность)	α -частицы	Удельная активность на 1 мг ^{252}Cf		Кон- станта $\bar{V}_{SF}$
			Энергия α -частиц, кэВ, эмис- сия, %	Спонтанное деление		
				дел/с	нейтр/с	
^{252}Cf	$\alpha + SF$	2,638(12) (эф)	6118,3(84,3)			
	$\alpha(96,9\%)$	2,722(10) (парц)	6075,7(15,5)			
	$SF(3,10\%)$	85,38(39)	5976(0,28)	$6,146(28) \cdot 10^8$	$2,297(12) \cdot 10^9$	3,756
^{250}Cf	$\alpha(96,9\%)$	13,08(9)	6031(84)			
	$SF(3,10\%)$	$1,70(7) \cdot 10^4$	5989(16)	$3,11(13) \cdot 10^6$	$1,09(5) \cdot 10^7$	3,52
^{254}Cf	$\alpha(0,31\%)$	60,3(1) дн.	5834(83)			
	$SF(> 99\%)$	60,5(1) дн.	5792(17)	$3,143(10) \cdot 10^{11}$	$1,22(2) \cdot 10^{12}$	3,89
^{248}Cm	$\alpha(91/4\%)$	$3,703(35) \cdot 10^5$	5078(82)			
	$SF(8,6\%)$	$4,112(41) \cdot 10^6$	5034(18)	$1,30(1) \cdot 10^4$	$4,12(5) \cdot 10^4$	3,173
	$\alpha + SF$	$3,397(32) \cdot 10^5$				

Примечание: α — альфа-распад; SF — спонтанное деление; $(\alpha + SF)$ — эффективный распад ядра в результате двух процессов.

Из таблицы 2 можно сделать вывод, что из слоя делящегося вещества источника ^{252}Cf вылетают не только осколки деления, но и α -частицы с энергией ~ 6 МэВ. Причём количество вылетающих α -частиц в 30 раз превышает количество спонтанных делений в активном слое источника ^{252}Cf . Поэтому приходится принимать специальные меры для надёжного разделения импульсов от осколков деления и α -частиц детектирующей электронной аппаратурой.

Наиболее точные измерения активности источников тяжёлых заряженных частиц (α -частиц, осколков деления ядер) проведены ранее в Национальном бюро стандартов США, во ВНИИМ им. Д.И. Менделеева и во ФГУП «ВНИИФТРИ». При измерении активности низкоактивных источников обычно используют методы со счётчиками с большими телесными углами регистрации α -частиц. В частности, в геометриях -2π , -4π , методы (α , γ) совпадений. Эти методы измерений требуют введения в измеренную активность дополнительных поправок таких, как поправка на самопоглощение α -частиц в активном слое источников, на рассеяние α -частиц от подложек источников и др. Величины указанных поправок также зависят от материала подложек и состояния их поверхностей, что существенно увеличивает погрешность измерений активности. Отдельные методы измерений активности требуют, кроме того, точного знания схем распада α -излучателей.

Для наиболее точных измерений активности источников средней и высокой интенсивности нашли более широкое применение следующие два метода: метод регистрации α -частиц в геометрии определённого телесного угла и метод регистрации α -частиц в геометрии малого телесного угла. Они не требуют введения большого количества поправок в измеряемую активность источника, но требуют точного определения телесного угла регистрации α -частиц, который рассчитывается в настоящее время с погрешностью не более 0,1%. Для первого метода измерений активности, связанного с регистрацией α -частиц источника ^{252}Cf в геометрии определённого телесного угла, очень важно снизить зависимость телесного угла регистрации α -частиц от расстояния между источником и детектором α -частиц. Это удалось сделать автору работы [18], что позволило существенно уменьшить погрешность измерения α -активности источников.

Для измерения α -активности источников вторым методом важно точно измерить диаметры коллимирующих диафрагм, установленных перед детектором α -частиц и активным пятном источника, а также расстояние между коллимирующими диафрагмами. Именно эти два метода и были использованы авторами статьи при разработке двух приборов для измерения осколочной активности источника спонтанного деления ^{252}Cf [19]. Геометрия измерений активности источников в них представлена на рис. 1 и 2.

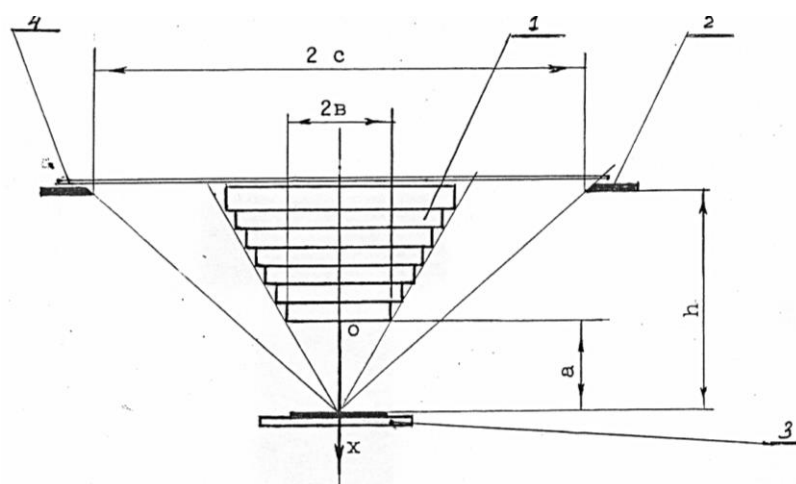


Рис. 1. Геометрия измерительной камеры 1π-счётчика:
1 — экранирующий стопор; 2 — коллимирующая диафрагма; 3 — источник; 4 — детектор

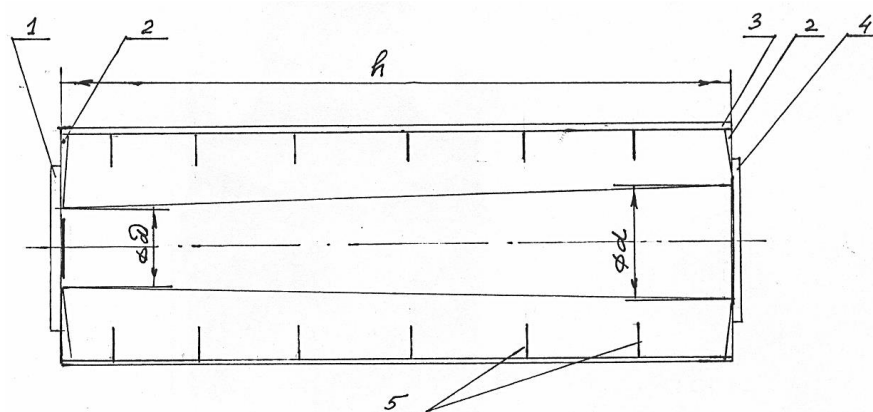


Рис. 2. Геометрия камеры измерительной установки с малым телесным углом:
1 — источник; 2 — корпус измерительной камеры УМТУ; 3 — перегородки из полиэтилена; 4 — коллимирующая диафрагма; 5 — детектор α-частиц

Экранирующий стопор 1 на рис. 1 1π-счётчика служит для исключения большой зависимости геометрического фактора регистрации от положения α-источника 3 относительно диафрагмы 2, находящейся перед сцинтилляционным спектрометрическим детектором CsJ(Tl) 4 толщиной 0,35 мм и диаметром 63 мм. Такая малая толщина сцинтилляционного детектора взята, исходя из условия оптимальной регистрации осколков деления ядер ^{252}Cf и минимального вклада фоновых импульсов при измерении осколочной активности источника. Энергетический аппаратный спектр с 1π-счётчика со сцинтилляционным кристаллом CsJ(Tl) от стандартного α-источника $^{233}\text{U} + ^{238}\text{Pu} + ^{239}\text{Pu}$ (ОСАИ) представлен на рис. 3.

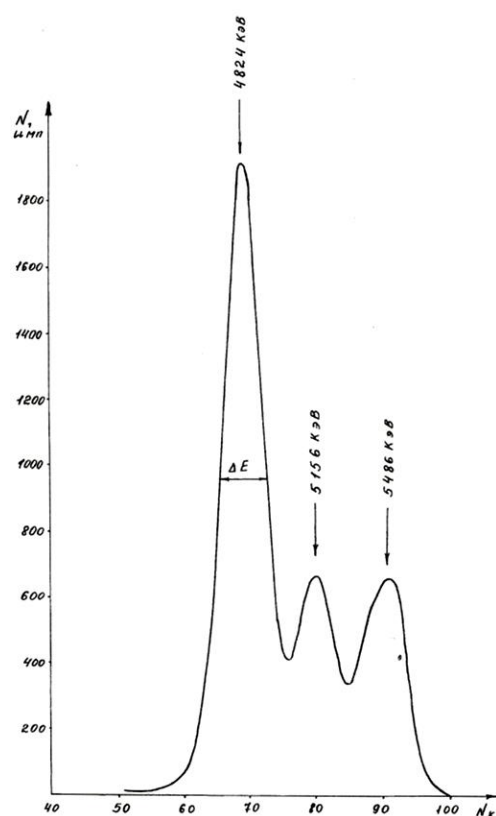


Рис. 3. Аппаратурный энергетический спектр α -излучения источника $^{238}\text{Pu} + ^{239}\text{Pu} + ^{233}\text{U}$ (ОСАИ): N_k — номер канала; N — число импульсов

Из рисунке 3 можно видеть, что пики от α -линий ^{239}Pu и ^{238}Pu с энергиями 5156 и 5486 кэВ, отличающиеся по энергии всего на 336 кэВ, достаточно хорошо разрешаются.

Дискриминационная характеристика 1 π -счётчика со сцинтилляционными детекторами с кристаллом CsJ(Tl) и поликристаллом ZnS(Ag) приведена на рис. 4.

Из рисунка 4 следует, что использование 1 π -счётчика со сцинтилляционным монокристаллом CsJ(Tl) более предпочтительно, чем с поликристаллом ZnS(Ag). Внешняя поверхность сферического экранирующего стопора 1 выполнена ступенчатой с целью снижения требований к точности её изготовления. Геометрический фактор для 1 π -счётчика (G) рассчитывали по формуле, предложенной в работе [18] (в обозначениях рис. 1).

$$G = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2}} - \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{c}{a}\right)^2}} \right) \right). \quad (2)$$

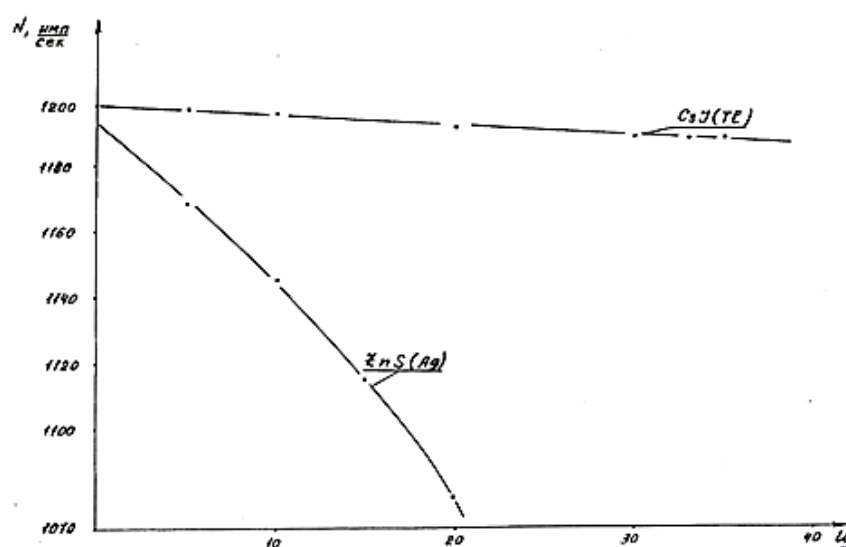


Рис. 4. Дискриминационные характеристики 1 π -счётчика со сцинтилляционным монокристаллом и поликристаллом, с⁻¹; U — порог дискриминации импульсов с 1 π -счётчика

На рисунке 5 показано, как изменяется геометрический фактор (телесный угол) регистрации α -частиц для 1 π -счётчика при смещении α -источника по оси его камеры при наличии экранирующего стопора и без него (в обозначении рис. 1).

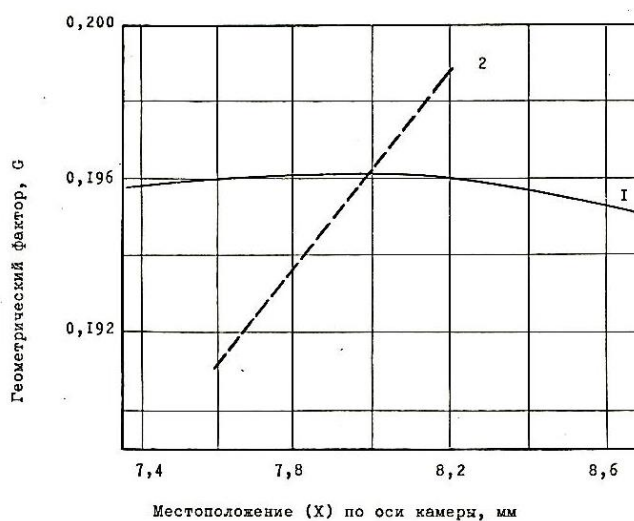


Рис. 5. Изменение геометрического фактора для точечного источника в измерительной камере 1 π -счётчика при его смещении по оси камеры: кривая 1 — с экранирующим стопором; 2 — без экранирующего стопора

Из рисунка 5 видно, что в случае измерения с экранирующим стопором требования к точности определения геометрического фактора G значительно снижены. Из рисунка 6 можно видеть, что геометрический фактор 1π -счётчика остаётся постоянным для случая 1, т.е. для оптимального расположения α -источника относительно детектора по оси камеры $a = 8,081$, $h = 16,488$ (обозначения рис. 6 согласно рис. 1).

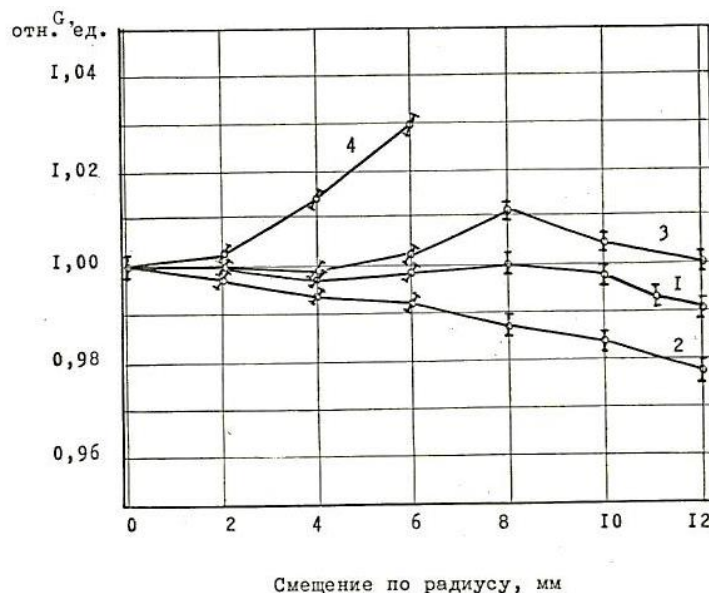


Рис. 6. Изменение геометрического фактора для точечного источника в измерительной камере 1π -счётчика при его смещении по радиусу в плоскости перпендикулярном оси камеры: 1 — $a = 8,081$, $h = 16,488$; 2 — $a = 8,581$, $h = 16,988$; 3 — $a = 7,581$, $h = 15,988$; 4 — $a = 6,631$, $h = 15,038$

Как уже отмечалось выше, геометрия измерений, свойственная второму методу измерений осколочной активности ^{252}Cf , связанному с регистрацией α -частиц (либо осколков деления ядер) в геометрии малого телесного угла регистрации, представлена на рис. 2 и является «жёсткой». Расстояние (h) между источником частиц 1 и детектором 4 фиксировано. Перед источником и детектором установлены коллимирующие диафрагмы 2. Телесный угол регистрации заряженных частиц определяется диаметрами отверстий в коллимирующих диафрагмах 2 и 4 и расстоянием h между ними, которые определены с погрешностью менее одного микрона на измерительных микроскопах. Внутри измерительной камеры установлены кольца 5 из полиэтилена, поглощающие рассеянные от стенок камеры заряженные частицы. На рисунке 7 приведена зависимость вклада рассеянных от стенок камеры α -частиц (жирная линия — расчётная, • — измеренная). Из приведённого рисунка можно видеть, что этот вклад незначителен вплоть до длины камеры менее 150 мм.

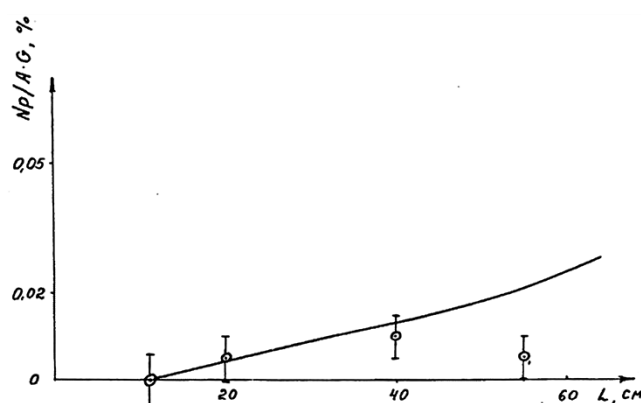


Рис. 7. Зависимость вклада рассеянных α -частиц от длины камеры (L):
/ — рассчитанная; ϕ — измеренная с перегородками

В качестве детектора α -частиц использовали полупроводниковый кремниевый поверхностно-барьерный детектор типа ДКС. Энергетическое разрешение этого детектора позволило полностью разделить импульсы от α -частиц и осколков деления, излучаемых источником спонтанного деления ^{252}Cf .

Геометрический фактор регистрации заряженных частиц G для установки с малым телесным углом рассчитывали по формуле [20]:

$$G = \frac{d^2}{16h^2} \left\{ 1 - \frac{3}{16h^2} (d^2 + D^2) + \frac{5}{128h^4} (d^4 + D^4 + 3d^2D^2) - \frac{35}{4096h^6} (d^6 + D^6 + 6d^4D^2 + 6d^2D^4) \right\} - \frac{d^2}{16h^2} \left[\frac{2}{3} \frac{t}{dD^2h^2} (D^2 - d^2) \right], \quad (3)$$

где d и D — диаметры отверстий в коллимирующих диафрагмах, установленных перед детектором и активным пятном источника заряженных частиц, соответственно; h — расстояние между источником и детектором; t — толщина диафрагмы перед детектором.

Кроме описанных выше основных средств измерений, в исследованиях применялись и вспомогательные средства измерений:

- закрытые серийные источники спонтанного деления ^{252}Cf типов НИК и ИК252М11. Радиоактивное вещество с ^{252}Cf размещалось в них в герметичных двойных оболочках из стали 12Х18М10Т. Внешние габаритные размеры закрытых источников: диаметр 8 мм и высота 10 мм. Следует отметить, что проверка таких источников по потоку нейтронов в телесный угол -4π проводилась во ВНИИМ им. Д.И. Менделеева в разное время. Технические характеристики источников приведены в таблице 3.
- радиометр нейтронов РНЗ с замедляющей сборкой для измерения потоков источников быстрых нейтронов, созданный авторами статьи.

Таблица 3

Технические характеристики закрытых источников ^{252}Cf

№ п/п	Источники нейтронов ^{252}Cf	Заводской номер	Поток нейтронов в телесный угол 4π-стерадиан, с^{-1} , %	Свидетельство (организация, выдававшая свидетельство)	Дата выдачи свидетельства
1	^{252}Cf	64/12	$1,70 \cdot 10^6 (\pm 8)$ $7,18 \cdot 10^5 (2,0)$	П № 36285 СК RU 01 № 250/0403-2018 (ВНИИМ) расширенная неопределённость 2,3 при коэффициенте К = 2	06.08.2015 10.12.2018
2	^{252}Cf	5-6/02	$1,03 \cdot 10^8 (\pm 10)$ $2,85 \cdot 10^5 (\pm 3)$	П СП № 318/98-СИ (НИЦ СНИИП)	07.05.1976 10.11.1998 – 10.11.2001

Результаты измерения осколочной активности открытого источника ^{252}Cf на диске из оргстекла в геометриях определённого угла (1π-счётчик) и малого телесного угла (УМТУ) приведены в таблицах 4 и 5. В таблицах приведены соответственно: дата измерений, число зарегистрированных импульсов от осколков деления, время измерений, скорость счёта импульсов.

Таблица 4

Результаты измерений осколочной активности источника ^{252}Cf на установке в геометрии определённого телесного угла (1π-счётчик)

№ п/п	Дата измерений	Число зарегистрированных импульсов от источника ^{252}Cf , ед.	Время измерений, с	Скорость счёта импульсов, с^{-1}	Скорость счёта импульсов, с^{-1} на 19.03.2002
1	02.10.2002	23719	1200	19,766	28,953
2	19.03.2001	29822	1000	29,822	29,822
3	19.03.2001	107155	3600	29,765	29,765
4	19.03.2001	108689	3958	30,191	30,191
Среднее значение скорости счёта импульсов					29,683

Таблица 5

Результаты измерений осколочной активности источника ^{252}Cf .
Установка с малым телесным углом (УМТУ)

№ п/п	Дата измерений	Число зарегистрированных импульсов от источника, ед.	Время измерений, с	Скорость счёта импульсов от источника, с^{-1}
1	15.10.2002	9080	14000	0,648570
2	15.10.2002	2690	4000	0,672500

Продолжение таблицы 5

№ п/п	Дата измерений	Число зарегистрированных импульсов от источника, ед.	Время измерений, с	Скорость счёта импульсов от источника, с ⁻¹
3	20.10.2002	11970	18000	0,665000
4	20.10.2002	2650	4000	0,662500
5	22.10.2002	7249	10800	0,671204
6	22.10.2002	9799	15000	0,653307
7	22.10.2002	6634	10000	0,663400
8	23.10.2002	6442	10000	0,644200
9	23.10.2002	5078	8000	0,634750
10	24.10.2002	6543	10000	0,654300
11	24.10.2002	5277	8000	0,659625
12	25.10.2002	4636	7000	0,662296
фон	25.10.2002	27	7000	0,003857
Средняя скорость счёта импульсов от источника ²⁵² Cf, с ⁻¹				0,657630

Осколочную активность источника (A_F) рассчитывали по идентичной формуле:

$$A_F = \frac{n}{2G}, \quad (4)$$

где n — среднее значение скорости счёта импульсов от осколков деления за вычитанием фоновых импульсов; G — геометрический фактор регистрации осколков деления той или иной установки. Геометрический фактор регистрации осколков деления для 1π-счётчика — 0,19612, а для установки УМТУ — $6,302 \cdot 10^{-3}$. Получены следующие значения осколочной активности источника ²⁵²Cf:

1π-счётчик	75,676 расп/с на 19.03.2001 49,920 расп/с на 20.10.2002
УМТУ	52,176 расп/с на 20.10.2002

Из приведённых данных на 20.10.2002 видим, что осколочная активность источника ²⁵²Cf, измеренная с помощью 1π-счётчика, на 4,6% меньше, чем на установке УМТУ. Это можно объяснить только тем, что импульсы от осколков деления и α-частиц на 1π-счётчике не полностью разделены в результате меньшего энергетического разрешения сцинтилляционного детектора CsJ(Tl). Из этого можно сделать вывод, что для расчёта потока нейтронов источника ²⁵²Cf следует взять значение осколочной активности на установке с малым телесным углом. $A_F = 52,176$ расп/с. Поток нейтронов источника ²⁵²Cf рассчитываем по формуле (1). Для константы спонтанного деления берём значение $\bar{\nu}_{SF} = 3,756$, рекомендуемое для применения в мировой практике нейтронных измерений [16]. Тогда получаем следующее значение

Альманах современной метрологии, 2020, № 1 (21)

для потока Φ источника ^{252}Cf в телесный угол 4π $\Phi = 195,974$ нейтр/с на 20.10.2002 г.

Используя это значение потока нейтронов для источника нейтронов в форме диска, оценим поток нейтронов вспомогательного закрытого источника нейтронов ^{252}Cf (5-6/02) (см. таблицу 3) на дату аттестации установок для измерения осколочной активности (УМТУ и 1π-счётчик) 20.10.2002 г.

$\Phi(5-6/02) = \Phi \cdot 574,65 = 195,974 \cdot 574,65 = 1,126 \cdot 10^5$ нейтр/с, (5)
где Φ — поток нейтронов источника ^{252}Cf в форме диска; число 574,65 — это отношение скоростей счёта импульсов радиометра нейтронов РНЗ от источников ^{252}Cf (5-6/02) и ^{252}Cf в форме диска. Время выдержки источника ^{252}Cf (5-6/02) после его изготовления до начала времени аттестации установки УМТУ и 1π-счётчика — 26,439 лет. Дата изготовления источника — 07.05.1976 г. Поток нейтронов на дату изготовления и аттестации источника — $1,03 \cdot 10^8$ нейтр/с. Поток нейтронов источника ^{252}Cf на 20.10.2002 г., полученный расчётом с учётом закона радиоактивного распада, будет $0,9904 \cdot 10^5$ расп/с. Из изложенного выше можно заключить, что поток нейтронов источника ^{252}Cf (5-6/02), измеренный с применением установок для измерения осколочной активности и рассчитанный с применением закона радиоактивного распада, отличается на 13,7%.

В таблице 6 приведены измеренные на радиометре нейтронов РНЗ скорости счёта на 22–24.04.2019 г. от вспомогательных закрытых источников ^{252}Cf , изготовленных и аттестованных в разное время.

Таблица 6

Измерение скоростей счёта импульсов от нейтронов
вспомогательных закрытых источников ^{252}Cf

№ п/п	Радиометр нейтронов РНЗ			
	$^{252}\text{Cf}(64/12)$, 22.04.2019		$^{252}\text{Cf}(5-6/02)$, 24.04.2019	
	Количество зарегистрированных импульсов (время измерений, 300 с)	Скорость счёта импульсов, с ⁻¹	Количество зарегистрированных импульсов (время измерений, 3600 с)	Скорость счёта импульсов, с ⁻¹
1	176098	586,99	33515(3600)	9,3097
2	176579	588,60	33355(3600)	9,2653
3	176679	588,93	33471	9,2975
4	176691	588,97	33539	9,3164
5	176329	587,76	33051	9,1808
6	176415	588,05	33321	9,2558
7			33558	9,3217
8			33149	9,2081

Продолжение таблицы 6

№ п/п	Радиометр нейтронов РНЗ			
	$^{252}\text{Cf}(64/12)$, 22.04.2019		$^{252}\text{Cf}(5-6/02)$, 24.04.2019	
	Количество зарегистрированных импульсов (время измерений, 300 с)	Скорость счёта импульсов, с ⁻¹	Количество зарегистрированных импульсов (время измерений, 3600 с)	Скорость счёта импульсов, с ⁻¹
9		Среднее значение 588,22		Среднее значение 9,2694
10		СКО 0,615		СКО 0,04191

Источник ^{252}Cf (5-6/02) от 07.05.1976 г., а источник ^{252}Cf (64/12) от 06.08.2015 г. Время выдержки источников с момента их изготовления до начала времени измерений их скоростей реакций 42,964 и 3,717 года соответственно.

С помощью экспериментальных данных таблицы 6 нетрудно определить поток нейтронов источника ^{252}Cf (5-6/02) на дату измерения скоростей счёта импульсов от закрытых источников нейтронов ^{252}Cf по формуле:

$$\Phi(^{252}\text{Cf}(5-6/02)) = \frac{n^{252}\text{Cf}(5-6/02)}{n^{252}\text{Cf}(64/12)} \Phi^{252}\text{Cf}(64/12), \quad (6)$$

где $\Phi^{252}\text{Cf}(64/12)$ — значение потока, скорректированное на дату измерения 24.09.2019 г. $6,519 \cdot 10^5$ нейтр/с; n — скорости счёта импульсов от источников.

Полученное таким образом значение потока нейтронов составило $1,02 \times 10^4$ нейтр/с, а рассчитанное с учётом закона радиоактивного распада — $1,289 \cdot 10^3$ нейтр/с. Как видим, значения потоков нейтронов отличаются практически на порядок, что можно объяснить только присутствием в составе активного слоя источника ^{252}Cf других спонтанно делящихся нуклидов, такими могут быть:

- спонтанно делящийся нуклид ^{250}Cf , который может нарабатываться одновременно с основным нуклидом источника ^{252}Cf в качестве примеси во время технологического процесса получения ^{250}Cf . Увеличение вклада в поток нейтронов ^{252}Cf может проходить за счёт его большего периода полураспада, по сравнению с периодом полураспада ^{252}Cf (см. таблицу 2);
- спонтанно делящийся нуклид ^{248}Cm , нарабатываемый в результате α -распада основного нуклида ^{252}Cf по реакции $^{252}\text{Cf} \xrightarrow{\alpha} ^{248}\text{Cm}$. Увеличение вклада в поток нейтронов источника за счёт этого процесса происходит по мере α -распада ^{252}Cf и сроков эксплуатации источника.

Так, поток нейтронов источника ^{252}Cf (5-6/02) на дату аттестации установлен для измерения осколочной активности УМТУ и 1п-счётчика 20.10.2002 г.

после выдержки его с момента изготовления в течение 26,439 лет увеличился на 13,7%, а после выдержки его в течение 42,964 лет — на порядок.

После аттестации по потоку нейтронов источника $^{252}\text{Cf}(64/12)$ во ВНИИМ 10.12.2018 г. с погрешностью 2% и сравнительных измерений его по потоку нейтронов с источником $^{252}\text{Cf}(5-6/02)$ 24.04.2019 г. во ВНИИФТРИ была проведена оценка вкладов в поток нейтронов отдельных излучателей в последнем, с учётом выдержки этого источника с момента его изготовления (42,964 лет), которая составила ^{252}Cf (12,5%), ^{250}Cf (69,7%) и ^{248}Cm (18,19%). Отсюда следует заключить, что максимальный вклад в поток нейтронов обусловлен ^{250}Cf , что можно объяснить сравнительной близостью их периодов полураспада (таблица 2) и большим содержанием нуклида ^{250}Cf в активном веществе источника на момент его изготовления ^{252}Cf (~14%).

Основные результаты работы.

1. Впервые реализован предлагаемый нами метод использования константы спонтанного деления $\bar{\nu}_{SF}$ для определения потока открытых радионуклидных источников ^{252}Cf , который обеспечивает требуемую на практике точность измерений.

2. Разработаны два радиометрических прибора для прецизионного определения осколочной активности источника ^{252}Cf , в которых реализованы два метода регистрации осколков деления в геометриях определённого и малого телесных углов.

3. Проведена оценка вкладов нейтронов закрытого источника ^{252}Cf от спонтанного деления основного нуклида ^{252}Cf , примесного нуклида ^{250}Cf и нуклида ^{248}Cm , нарабатываемого в результате α -распада ^{252}Cf после выдержки источника в течение 42,5 лет. Показано, что основной вклад нейтронов в источнике ^{252}Cf 69,6% обусловлен нейтронами примесного нуклида ^{250}Cf , а вклад, равный только 12,6%, обусловлен нейтронами основного нуклида источника ^{252}Cf .

Литература

1. Grudl J., Eisenhauer C. Benchmark neutron fields for reactor dosimetry // Neutron cross sections for reactor dosimetry. V. 1. IAEA-208. Vienna, 1978. P. 53–104.
2. Moat A., Mather D.S., Mc Taggart M.H. // J. Nucl. Energy. 1961. V. 15. P. 102.
3. Asplund-Nilsson I., Condé H., Starfelt N. An absolute measurement of $\bar{\nu}$ of ^{252}Cf // Nuclear Science and Engineering. 1963. V. 16. P. 124.
4. Hopkins J.C., Diven B.C. // Nucl. Phys. 1963. V. 48. P. 433.
5. Colvin D.W., Sowerby M.G. 1963. EANDC (UK)-30 “U”; Proc. IAEA symposium of physics and chemistry of fission. 1965. V. 2. P. 25.
6. Colvin D.W., Sowerby M.G. Nuclear Data for Reactors. Vienna // IAEA. V. 1967. P. 307.

7. De Volpi A., Porges K.G. Nuclear Data for Reactors. Vienna // IAEA. V. 1967. P. 297.
8. White P.H., Axton E.J. // J. Nucl. Energy. 1968. V. 22. P. 73.
9. Axton E.J., Bardell A.G., Audric B.N. EANDC (UK)-110. 1969. P. 70.
10. De Volpi A., Porges K.G. // J. Nucl. Energy. 1972. V. 26. P. 75.
11. Замятин Ю.С., Крошкин Н.И. и др. // Атомная энергия. 1970. Т. 29. С. 95.
12. Александров Б.М., Белов Л.М., Крамаровский Я.М., Петржак К.А., Прусаков А.Г., Шлямин Э.А. // Нейтронная физика. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Т. 4. Киев, 28 мая – 1 июня 1973. Обнинск, 1974. С. 76.
13. Boldeman J.W. // Nucl. Sci. Engng. 1974. V. 55. P. 188.
14. Conde H., Holmerg M. // Нейтронная физика. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Т. 4. Киев, 28 мая – 1 июня 1973. Обнинск, 1974. С. 130.
15. Александров Б.М., Белов Л.М., Драбчинский Л.В., Крамаровский Я.М., Ложкомоев Г.Е., Матюханов В.Г., Петржак К.А., Прусаков А.Г., Сорокина А.В., Шлямин Э.А. // Доклад на 3-й конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.
16. Hanna G.C., Westcott C.H. e.a. // Atomic Energy Rev. 1969. V. 7. No. 4. P. 3.
17. Сурин В.М., Фомушкин Э.Ф. Периоды полураспада долгоживущих изотопов трансактиниевых элементов (от ^{228}Th до ^{257}Fm) // ВАНТ. Серия «Ядерные константы». Научно-технический сборник. Вып. 4 (Н8). Нейтронные константы и параметры. ЦНИИАтоминформ. 1982. С. 3–38.
18. Робинсон Г.П. Метрология ионизирующих излучений. М.: Госатомиздат, 1962.
19. Васильев Р.Д., Севастьянов В.Д., Цой В.С., Давиденко В.А. Образцовая радиометрическая установка типа УОР-1 для измерения активности α -источников. Методика и аппаратура для точных измерений параметров ионизирующих излучений // Труды ВНИИФТРИ. М., 1975. Вып. 22 (52). С. 39–44.
20. Curtis M.L., Heyd J.W., Olt R.G., Eichelberger J.F. // Nucleonics. 13 (No. 5). 1955. 38-UU.