

2. Т. В. Тимофеева, С. П. Хормушко. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 23, 1283 (1959).
3. Б. С. Гребенский и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 25, 500 (1961).
4. А. Ф. Ведехин. Приборы и техника эксперимента № 2, 203 (1967).
5. И. А. Величко, Н. И. Кузин, Т. В. Тимофеева. Доклад на V Всесоюзной конференции

- по синтезу, производству и применению сцинтилляторов. Харьков, 1968 г.
6. В. Б. Черняев, З. Я. Соколова, З. Н. Ефремова. Доклад на VII Всесоюзной конференции по ядерной радиоэлектронике. М., 1967.
7. Г. М. Дрabbкин, Е. И. Забидаров, В. Б. Черняев. Применение радиоактивных изотопов и ядерных излучений в промышленности. Вып. 15, № Р-61-138/15. Москва, ЦИТЭИН, 1961.

## Радиаторы камер деления из трехкомпонентной смеси изотопов

О. И. ЩЕТИНИН, А. В. ДМИТРИЕВ, Е. К. МАЛЫШЕВ

УДК 539.1.074.88

Для стационарных измерений потоков тепловых нейтронов порядка  $10^{14}-10^{15}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек необходим детектор, чувствительность которого не меняется из-за «выгорания» вещества, чувствительного к нейтронам. В работе [1] показано, что для регистрации нейтронных потоков до  $10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек в качестве радиаторов для стабильных камер деления могут использоваться смеси двух изотопов, первый из которых имеет достаточно высокое сечение деления на тепловых нейтронах, а второй (неделяющийся) при взаимодействии с ними переходит в делящийся.

При потоках  $10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек и выше не удается компенсировать «выгорание» делящегося вещества одним изотопом в течение длительного времени. В работе [2] для регистрации нейтронных потоков более  $10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек предложены тройные смеси, в которых используются дефицитные изотопы  $U^{234}$ ,  $Pu^{240}$  и  $Pu^{241}$ , что осложняет их практическое применение.

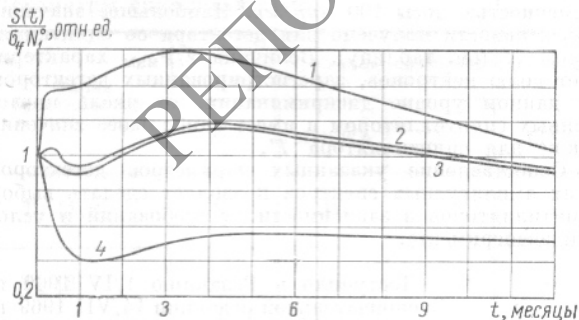
Наиболее удобными радиаторами для детекторов, регистрирующих большие нейтронные потоки, являются смеси изотопов  $U^{235}$ ,  $Th^{232}$  и  $U^{238}$ .

Решив систему уравнений, которыми описывается такая смесь, можно записать выражение для чувствительности радиатора:

$$S(t) = \sigma_{1f} N_1(t) + \sigma_{4f} N_4(t) + \sigma_{6f} N_6(t), \quad (1)$$

где  $N_1(t)$ ,  $N_4(t)$ ,  $N_6(t)$  — число ядер изотопов  $U^{235}$ ,  $U^{233}$ ,  $Pu^{239}$  соответственно;  $\sigma_{1f}$ ,  $\sigma_{4f}$ ,  $\sigma_{6f}$  — соответствующие сечения деления на тепловых нейтронах.

Поведение функции  $S(t)$  на отрезке  $[0, \tau]$  определяется в основном параметрами  $R_1$  и  $R_2$ , выражающими отношения начального числа ядер соответственно  $Th^{232}$  и  $U^{238}$  к начальному числу ядер  $U^{235}$ .



Зависимость чувствительности радиатора от времени в потоке тепловых нейтронов  $\Phi = 1 \cdot 10^{16}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек для смеси с соотношением числа ядер  $U^{235} : Th^{232} : U^{238} = 1 : 48 : 22$ .

1 —  $F_1 = 0,02$ ,  $T_n = 300^\circ C$ ; 2 —  $F_1 = 0,01$ ,  $T_n = 500^\circ C$ ;  
3 —  $F_1 = 0,01$ ,  $T_n = 20^\circ C$ ; 4 —  $F_1 = 0$ ,  $T_n = 300^\circ C$ .

Необходимо подобрать такие значения  $R_1$  и  $R_2$ , при которых  $S(t)$  наименьшим образом отличается от средней чувствительности  $E$ , которую можно считать по формуле

$$E = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} S(t) dt \quad (2)$$

( $E$  также зависит от параметров  $R_1$  и  $R_2$ ). Для этого рассмотрим функцию этих параметров  $F(R_1, R_2) =$

$\int_0^{\tau} [S(t) - E]^2 dt$  и найдем значения  $R_1$  и  $R_2$ , при которых она достигает минимума.

Были получены следующие выражения: для соотношения числа ядер  $Th^{232}$  и  $U^{235}$

$$R_1 = \frac{\sigma_{1f}}{\sigma_{4f}} \left[ \frac{(\sigma_3 - \sigma_2) \Phi}{\lambda_3} + 1 \right] \left( \frac{\sigma_4}{\sigma_2} - 1 \right) A(\sigma, \tau); \quad (3)$$

для соотношения числа ядер  $U^{238}$  и  $U^{235}$

$$R_2 = \frac{\sigma_{1f}}{\sigma_{6f}} \left( \frac{\sigma_6}{\sigma_5} - 1 \right) B(\sigma, \tau); \quad (4)$$

для оптимальной чувствительности радиатора

$$S_{opt}(t) = \sigma_{1f} N_1^0 \left\{ \exp(-\sigma_1 \Phi t) + A(\sigma, \tau) \times \right. \\ \times \left\{ \exp(-\sigma_2 \Phi t) - \exp(-\sigma_4 \Phi t) - \frac{(\sigma_4 - \sigma_2) \Phi}{(\sigma_4 - \sigma_3) \Phi - \lambda_3} [\exp(-\sigma_3 \Phi t + \lambda_3 t) - \right. \\ \left. - \exp(-\sigma_4 \Phi t)] \right\} + B(\sigma, \tau) [\exp(-\sigma_5 \Phi t) - \\ \left. - \exp(-\sigma_6 \Phi t)] \right\}. \quad (5)$$

В этих выражениях  $\sigma_i$  — сечение поглощения тепловых нейтронов  $i$ -го изотопа; индексы  $i = 1 \div 6$  относятся соответственно к изотопам  $U^{235}$ ,  $Th^{232}$ ,  $Pa^{233}$ ,  $U^{233}$ ,  $U^{238}$ ,  $Pu^{239}$ ;  $\lambda_3$  — постоянная распада  $Pa^{233}$ ;  $N_1^0$  — начальное число ядер  $U^{235}$ ;  $A(\sigma, \tau)$ ,  $B(\sigma, \tau)$  — коэффициенты, которые определяются временем облучения радиатора  $\tau$  и сечениями взаимодействия с нейтронами;  $\Phi$  — поток нейтронов. При расчете спектр нейтронов характеризовался двумя параметрами: температурой нейтронов  $T_n$  и надтепловым параметром  $F_1$  [3].

Значения  $A$  ( $\sigma, \tau$ ) и  $B$  ( $\sigma, \tau$ )

$F_1$	$A$ ( $\sigma, \tau$ )	$B$ ( $\sigma, \tau$ )	$R_1$	$R_2$
0,000	0,527	0,644	45	195
0,010	0,869	0,563	48	22
0,020	1,227	0,456	52	10

В таблице представлены значения  $A$  ( $\sigma, \tau$ ) и  $B$  ( $\sigma, \tau$ ) для  $T_n = 300^\circ \text{C}$  и трех значений  $F_1$ . Время облучения  $\tau$  полагали равным одному году, поток нейтронов  $\Phi = 1 \cdot 10^{15}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек.

На рисунке показана зависимость чувствительности радиатора от времени в потоке тепловых нейтронов  $\Phi = 1 \cdot 10^{15}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек для смеси с соотношением числа ядер  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Th}^{232}$  и  $\text{U}^{238}$  1 : 48 : 22, оптимальным для  $T_n = 300^\circ \text{C}$  и  $F_1 = 0,010$ . Из рисунка видно, как изменение параметра  $F_1$  влияет на чувствитель-

ность радиатора. При  $F_1 = 0,010$  кривые для  $T_n = 300^\circ \text{C}$  и  $T_n = 500^\circ \text{C}$  практически совпадают.

В настоящее время трехкомпонентная смесь изотопов  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Th}^{232}$  и  $\text{U}^{238}$  испытывается в токовых камерах деления КНТ-11-2 [4] и в вакуумной камере деления [5].

Поступило в Редакцию 28/III 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Дмитриев, А. С. Греков, Е. К. Малышев. «Атомная энергия», 22, 314 (1967).
2. W. Bunch. Nucl. Applications, 1, No. 3 (1965).
3. R. Nisile. Neutron Dosimetry. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1963, p. 111.
4. Е. К. Малышев. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 61 (1968).
5. Е. К. Малышев, А. Б. Дмитриев, В. Г. Белозеров. «Атомная энергия», 27, 347 (1969).

Ge (Li)-спектрометр с термоэлектрическим холодильником

И. Н. АРСЕНТЬЕВ, И. С. ДНЕПРОВСКИЙ, Л. А. ПОПЕКО, П. С. САМОЙЛОВ

УДК 539.125.5.164.07

Хорошие спектрометрические свойства Ge(Li)-детекторов обеспечили в последние годы широкое распространение их в ядерно-физических исследованиях. Внедрение этих детекторов в некоторые области науки и техники, связанные с применением источников  $\gamma$ -излучения, и прежде всего в атомную промышленность обещает существенное развитие используемых спектрометрических методов и сделает доступным решение большого числа актуальных научно-технических и производственных задач. Главное препятствие для осуществления этих возможностей — необходимость постоянного содержания детекторов при температуре жидкого азота ( $77^\circ \text{K}$ ) в конструктивно сложных криостатах, требующих систематического заполнения их жидким азотом и контроля его уровня.

водой в алюминиевом теплообменнике. При температуре охлаждающей воды  $290^\circ \text{K}$  и расходе ее 1 л/мин через 40 мин на холодной поверхности последнего блока устанавливалась температура  $200^\circ \text{K}$ . Температура детектора в вакуумной камере, которая присоеди-

В этой связи большой интерес представляет возможность реализации спектрометрического режима Ge(Li)-детекторов при температуре, обеспечиваемой холодильными устройствами, основанными на эффекте Пельтье.

Спектрометрические свойства Ge(Li)-детекторов в широком диапазоне температур (не выше  $170^\circ \text{K}$ ) изучались в работах [1, 2]. В данной работе исследованы спектрометрические характеристики при более высоких температурах и рассмотрена возможность охлаждения детекторов с помощью термоэлектрической батареи до температуры, обеспечивающей удовлетворительные значения этих характеристик.

Блок детектирования (рис. 1) образован соединением вакуумной камеры, содержащей детектор, с четырехкаскадной термоэлектрической батареей. Отдельный каскад своей холодной поверхностью поглощал тепло, выделяемое соседним каскадом, размещенным над ним. Число пар термоэлементов в каждом из них: 12, 30, 98 и 352. Каскады и составляющие их элементы образовывали последовательную электрическую цепь, питаемую постоянным током. Оптимальная величина тока 10 а, потребляемая мощность 300 вт. Тепловая изоляция батареи осуществлялась пенопластовым кожухом. Съем тепла с основного блока производился проточной

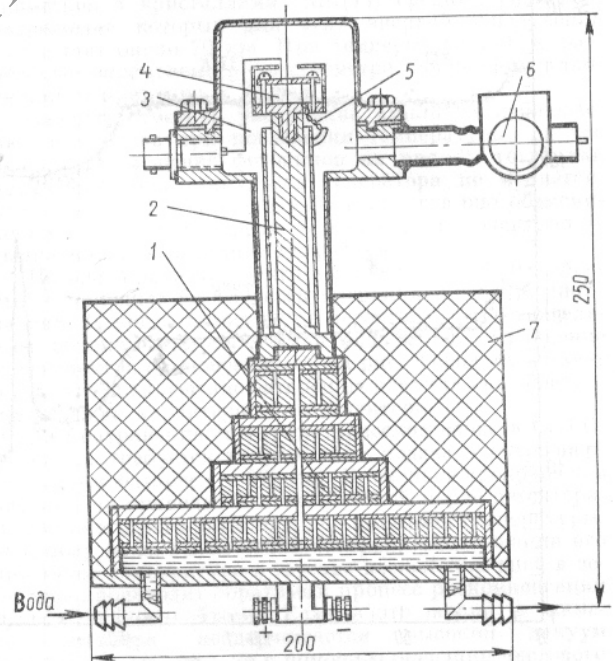


Рис. 1. Конструкция блока детектирования:

- 1 — термоэлектрическая батарея; 2 — холодопровод;
- 3 — вакуумная камера; 4 — Ge(Li)-детектор; 5 — терморпара;
- 6 — магнитный электроразрядный насос типа НЭМ-0,2-3;
- 7 — пенопластовая тепловая изоляция.