

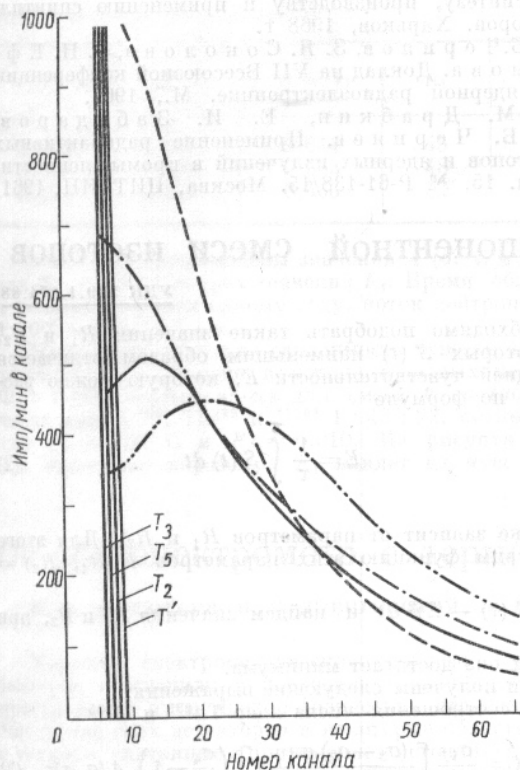


Рис. 2. Дифференциальные амплитудные спектры детекторов от источника γ -излучения препарата Co^{60} (прямые линии) и источника нейтронов $\text{Pu} + \text{Be}$ ($2,5 \cdot 10^3$ нейтр/сек):

— T_2 ; ---- T_3 ; T_5 ; - · - · - T' .

через детектор. Величина $P_{\text{изм}}$ является пределом для эффективности регистрации нейтронов (ϵ). В действительности ϵ меньше вследствие неактивного поглощения доли энергии продуктов ядерных реакций до их попадания в $\text{ZnS}(\text{Ag})$, а также вследствие поглощения и рассеяния света в веществе сцинтиллятора.

Различие этих факторов для разных сцинтилляторов проявляется в характере дифференциальных амплитудных спектров детекторов (рис. 2).

Из сравнения спектров можно заключить:

сцинтиллятор T' обладает наилучшим амплитудным спектром импульсов за счет большего светового выхода;

спектр сцинтиллятора T_5 занимает промежуточное положение, несмотря на то что энергия реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)T$ почти в 2 раза больше, чем в реакции $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$. Это объясняется значительным поглощением энергии продуктов реакции в полиметилметакрилате, вынужденно введенном в состав сцинтиллятора T_5 для обеспечения механической прочности;

спектр сцинтиллятора T_3 смещен в сторону малых амплитуд импульсов из-за относительно большого содержания в нем борной кислоты, дополнительно поглощающей энергию продуктов реакции $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$.

Существенной характеристикой детекторов является чувствительность к γ -излучению, которая для дан-

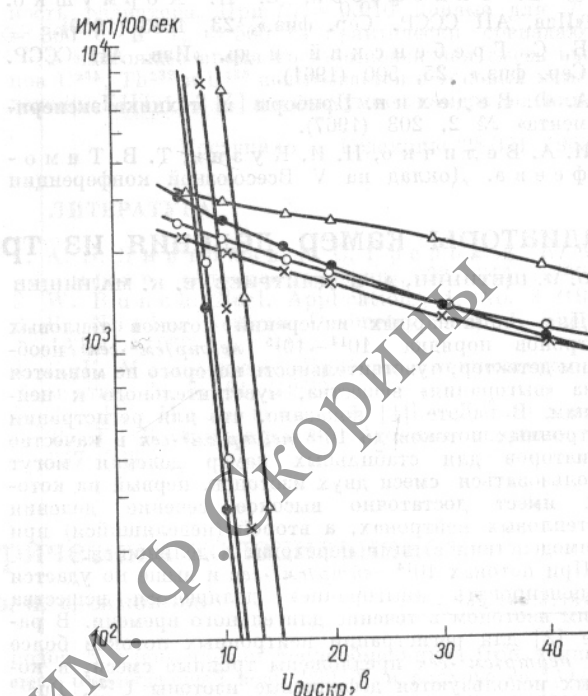


Рис. 3. Интегральные амплитудные спектры детекторов от источников нейтронов и γ -излучения: $\times$ — T_2 ; $\bullet$ — T_3 ; $\circ$ — T_5 ; Δ — T' .

ных сцинтилляторов зависит от содержания сернистого цинка и величины светового выхода.

Вследствие сплошного амплитудного спектра импульсов детекторов эффективность регистрации нейтронов и γ -чувствительность детекторов зависит от уровня дискриминации, который, как правило, выбирается из условий допустимого γ -фона (рис. 3).

В нашем опыте измерение эффективности регистрации нейтронов детекторов с разными сцинтилляторами проводилось на уровнях дискриминации, соответствующих счету $0,1$ имп/сек от γ -излучения источника Co^{60} с мощностью дозы 100 мкр/сек. Наибольшее значение эффективности получено для детектора со сцинтиллятором T' (см. таблицу). Величина $\epsilon/P_{\text{изм}}$ характеризует долю нейтронов, зарегистрированных детектором на данном уровне дискриминации, от числа поглощенных сцинтиллятором и имеет наибольшее значение также для сцинтиллятора T' .

Сопоставление указанных параметров детекторов и их амплитудных спектров позволяет сделать выбор сцинтилляторов в зависимости от требований и условий эксперимента.

Поступило в Редакцию 1/IV 1969 г.
В окончательной редакции 14/VII 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. В. Тимофеева. «Атомная энергия», т. III, 156 (1957).

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. Драбкин, 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/см²·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/см²·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/см²·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/см²·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^{238} , Pu^{239} соответственно; σ_{1f} , σ_{4f} , σ_{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} .

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

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

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

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

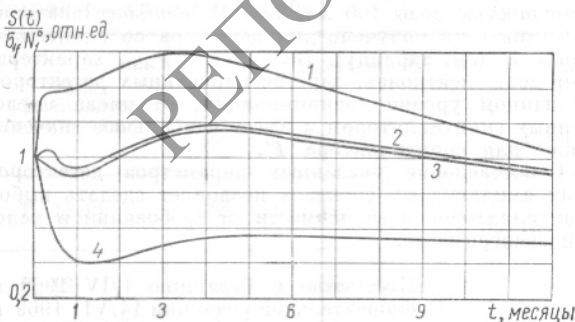
для соотношения числа ядер U^{238} и U^{235}

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

для оптимальной чувствительности радиатора

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

В этих выражениях σ_i — сечение поглощения тепловых нейтронов i -го изотопа; индексы $i = 1 \div 6$ относятся соответственно к изотопам U^{235} , Th^{232} , Pa^{233} , U^{238} , Pu^{239} ; λ_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 τ и сечениями взаимодействия с нейтронами; Φ — поток нейтронов. При расчете спектр нейтронов характеризовался двумя параметрами: температурой нейтронов T_n и надтепловым параметром F_1 [3].



Зависимость чувствительности радиатора от времени в потоке тепловых нейтронов $\Phi = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр/см²·сек для смеси с соотношением числа ядер $U^{235} : Th^{232} : U^{238} = 1 : 48 : 22$.

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