

УДК 539.107.43

Об эффективности регистрации гамма-излучения шаровым детектором

КОНСТАНТИНОВ Д. И.

При расчетах эффективности и чувствительности сцинтилляционных детекторов, регистрирующих гамма-излучение больших объемных источников, цилиндрические детекторы с высотой, равной диаметру, заменяют шаровыми детекторами того же объема [1—4]. В работах [2, 4] приведены разные выражения для эффективности регистрации излучения шаровым детектором в изотропной среде с равномерно распределенной активностью. Для получения корректной формулы определим эффективность регистрации в два этапа. Сначала, следуя работе [5], перейдем от объемного источника к эквивалентному поверхностному, затем вычислим эффективность регистрации излучения полученного поверхностного источника. Выделим в точке A на поверхности детектора элементарную площадку dS (рис. 1) и найдем функцию распределения γ -квантов по направлениям $N_{A,E}(\Omega)$. Излучение, выходящее из элемента объема dV , который находится на расстоянии r от точки A , дает вклад в функцию распределения $dN_{A,E}(\Omega)$, определяемый соотношением

$$dN_{A,E}(\Omega) dS d\Omega = a\eta dV (dS \cos \theta / 4\pi r^2) \exp(-\mu r), \quad (1)$$

где a — объемная активность источника; E — энергия испускаемых γ -квантов; η — количество γ -квантов, испускаемых в одном акте распада (квантовый выход); μ — линейный коэффициент ослабления γ -излучения в среде.

Интегрируя соотношение (1) по r от 0 до ∞ , получим

$$N_{A,E}(\Omega) dS d\Omega = (a\eta / 4\pi\mu) \cos \theta dS d\Omega.$$

Отсюда следует, что удельная активность эквивалентного поверхностного источника равна $a/4\mu$, нормированное угловое распределение γ -квантов $\Phi(\Omega)$, выходящих из элемента dS поверхностного источника, косинусоидальное:

$$\Phi(\Omega) d\Omega = (1/\pi) \cos \theta d\Omega.$$

Поскольку в каждой точке поверхности детектора γ -кванты испускаются источником в полупространство, полное их количество, пересекающее поверхность детектора в единицу времени, выражается произведением площади поверхности детектора на удельную активность источника и квантовый выход, т. е.

$$N_{\text{полн}} = (1/\mu) \pi R^2 a \eta,$$

где R — радиус шарового детектора.

Определим количество γ -квантов, регистрируемых детектором в единицу времени. Толщина детектора $m(\theta, R)$ в направлении прохождения γ -кванта, попадающего в детектор в окрестности точки A под углом θ к внутренней нормали, будет равна $2R \cos \theta$. Вероятность взаимодей-

ствия γ -квантов с веществом детектора определяется по формуле

$$\epsilon_{E,R} = 1 - \exp(-2\mu_0 R \cos \theta),$$

где μ_0 — линейный коэффициент ослабления γ -излучения веществом детектора. Интегрируя $\epsilon_{E,R}$ по Ω , найдем количество регистрируемых детектором в единицу времени γ -квантов, попадающих в детектор в окрестности точки A :

$$dN_{\text{рег}} = (a\eta dS / 4\mu) - (a\eta dS / 2\mu) \left[\frac{1}{(2\mu_0 R)^2} - (1 + 2\mu_0 R) / (2\mu_0 R)^2 \exp(-2\mu_0 R) \right]. \quad (2)$$

Интегрируя выражение (2) по поверхности детектора и разделив результат на $N_{\text{полн}}$, получим формулу эффективности регистрации γ -излучения шаровым детектором в однородной изотропной среде с равномерно распределенной активностью:

$$\epsilon = (N_{\text{рег}} / N_{\text{полн}}) = 1 - (1/2) (\mu_0 R)^2 + [(1 + 2\mu_0 R) / 2\mu_0 R]^2 \exp(-2\mu_0 R). \quad (3)$$

Это выражение отличается от соответствующей формулы, приведенной в работе [4]. Расхождение объясняется тем, что в указанной работе неявно принято угловое распределение излучения на поверхности детектора изотропным, а это, как видно из рассмотренного, неверно.

Определим эффективность регистрации шаровым детектором γ -излучения плоского источника с произвольным угловым распределением излучения, одинаковым в каждой точке источника. Очевидно, такой источник можно представить как суперпозицию плоских мононаправленных источников. Во многих практических задачах можно пренебречь ослаблением излучения в среде между источником и детектором. В этом случае вследствие шаровой формы детектора эффективность регистрации будет одной и той же при определении излучения любого из мононаправленных источников, составляющих плоский источник. Поэтому достаточно рассмотреть регистрацию излучения плоского мононаправленного источника. Отметим, что задачу определения эффективности регистрации γ -излучения шаровым детектором в изотропной среде с равномерно распределенной активностью также можно свести к нахождению эффективности регистрации в поле плоского мононаправленного источника [2].

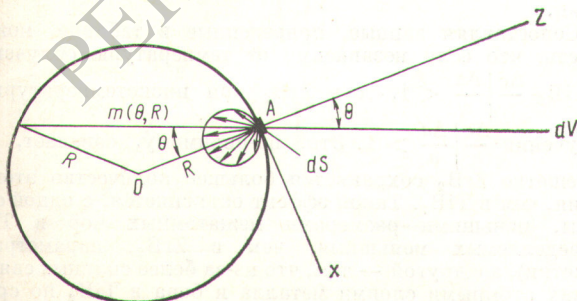


Рис. 1. Регистрация γ -излучения шаровым детектором в однородной изотропной среде с равномерно распределенной активностью

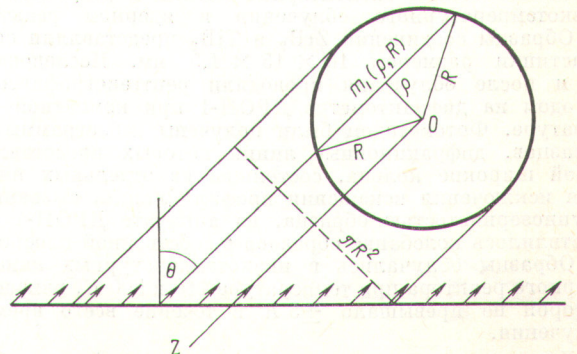


Рис. 2. Регистрация γ -излучения плоского источника шаровым детектором

Введем цилиндрическую систему координат с началом в центре детектора и с осью z , параллельной направлению излучения мононаправленного источника (рис. 2). Полное число γ -квантов, пересекающих поверхность детектора в единицу времени, определяется соотношением

$$N'_{\text{полн}} = \pi R^2 a_1 \eta_1 [\varphi(\theta)/\cos \theta],$$

где θ — угол между осью z и нормалью к плоскости источника; a_1 — удельная активность; η_1 — квантовый выход.

Толщина детектора m_1 (ρ , R) в направлении прохождения γ -кванта на расстоянии ρ от оси z будет равна $2\sqrt{R^2 - \rho^2}$. Вычисляя эффективность регистрации γ -излучения, получим

$$\begin{aligned} \varepsilon &= (N_{\text{рег}}/N'_{\text{полн}}) = (1/\pi R^2) \int_0^R \int_0^{2\pi} \times \\ &\times [1 - \exp(-2\mu_0 \sqrt{R^2 - \rho^2})] \rho d\rho d\psi = \\ &= 1 - \frac{1}{2(\mu_0 R)^2} + \frac{[1 + 2\mu_0 R]}{2(\mu_0 R)^2} \exp(-2\mu_0 R), \end{aligned} \quad (4)$$

что, как и следовало ожидать, совпадает с формулой (3). Неточность, допущенная в работе [2], вызвана ошибкой в вычислении интеграла в выражении (4).

В работе [3] численным интегрированием определялась эффективность регистрации шаровым детектором в поле γ -излучения плоского косинусоидального источника про-

извольных размеров. Значение эффективности регистрации, приведенное в работе [3] для случая бесконечно протяженного источника, совпадает с результатами расчета по формуле (3) в пределах погрешности численного интегрирования.

Полученная формула эффективности регистрации γ -излучения шаровым детектором может быть использована при расчетах чувствительности радиометра, фотоэффективности детектора, а также при определении активности объемных источников.

В заключение приношу благодарность проф. д-ру техн. наук В. В. Матвееву за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sybesma C. Measurements of continuous energy distribution gamma-rays in a scattering medium. Amsterdam, 1961.
2. Егоров Ю. А. Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов. М., Госатомиздат, 1963.
3. Константинов Д. И. и др. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 6. М., Атомиздат, 1967, с. 121.
4. Сапожников Ю. А., Лопатин В. А., Овчаренко В. П. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 3, с. 246.
5. Гурвиц Г., Ро Ж., Сторм М. В кн.: Физика промежуточных реакторов. Пер. с англ. М., Госатомиздат, 1961, с. 382.

Поступило в Редакцию 02.11.77

УДК 154—162 : 539.16.04

Рентгенографическое исследование облученных диборидов металлов

МАЙЛЕ Х. Э., НАСКИДАШВИЛИ И. А., БЕРДЗЕНИШВИЛИ Т. Ш.

Ранее было показано [1—4], что дибориды металлов, будучи облученными высокими флюенсами тепловых нейтронов ($\sim 10^{20}$ нейтр./см²), претерпевают значительные изменения вплоть до разрушения образцов. Причиной таких изменений, по мнению авторов, являются образующиеся атомы гелия, которые, уходя из матрицы кристалла, накапливаются в межзеренных порах. Однако понижение температуры облучения до 15 K приводит к существенному (до 100 раз) понижению флюенса нейтронов, вызывающего разрушение образцов диборидов металлов [5]. Этот результат нельзя объяснить вышеприведенным механизмом разрушения диборидов, так как маловероятно, чтобы с понижением температуры облучения ускорялся выход гелия из матрицы кристалла в межзеренные поры.

В связи с этим было исследовано изменение параметров решетки диборидов титана и циркония и соответствующее изменение объема элементарной ячейки в результате их низкотемпературного облучения в ядерном реакторе.

Образцы соединений ZrB_2 и TiB_2 представляли собой пластинки размером $10 \times 15 \times 1,5$ мм. Исследования до и после облучения проводили рентгенографическим методом на дифрактометре ДРОН-1 при комнатной температуре. Фотометодом были получены дебаграммы тех образцов, дифракционные линии которых представляли собой широкие кольца, состоящие из отдельных пятен. Для исключения искажения профиля линий, вызванного крупнозернистостью образца, на аппарате ДРОН-1 осуществлялось колебание образцов в собственной плоскости.

Образцы облучались в низкотемпературных каналах ядерного реактора при температуре 110 и 300 K, изменение которой не превышало ± 5 K в течение всего времени облучения.

Данные, полученные при исследовании образцов ZrB_2 и TiB_2 , приведены на рис. 1—3 и в таблице, в которой,

кромe значений изменения параметров решетки $\frac{\Delta a}{a_{исх}}$ и $\frac{\Delta c}{c_{исх}}$, приведены значения изменений объема элементарной ячейки $\frac{\Delta V}{V_{исх}}$. Смещение дифракционных рефлексов

облученных образцов в сторону меньших углов (тем больше, чем выше флюенс нейтронов) свидетельствует об увеличении параметров решетки, которое вызывается обычно присутствием межзеренных атомов или их комплексов. Поскольку измерение параметров решетки проводили при комнатной температуре (хотя образцы облучались при 110 K), из всех возможных свободных межзеренных атомов, генерированных в процессе облучения, могли сохраниться в основном лишь атомы гелия (продукт деления ^{10}B). Поэтому наблюдаемое увеличение параметров решетки и в особенности параметра c должно быть вызвано преимущественно наличием в решетке межзеренных атомов гелия.

Сопоставляя данные, приведенные в таблице, можно видеть, что если независимо от температуры облучения в TiB_2 $\frac{\Delta c}{c} \left| \frac{\Delta a}{a} \right| < 1$, то в ZrB_2 при низкотемпературном облучении $\frac{\Delta c}{c} \left| \frac{\Delta a}{a} \right| > 1$. Это, по-видимому, означает, что в решетке ZrB_2 сохраняется большее количество атомов гелия, чем в TiB_2 . Такой эффект объясняется, с одной стороны, меньшими размерами межатомных пор в TiB_2 (определяемых меньшими, чем в ZrB_2 , параметрами решетки), а с другой — тем, что из-за более сильных связей между атомными слоями металла и бора в TiB_2 по сравнению с ZrB_2 [1, 3, 6] вытеснение атомов гелия из матрицы TiB_2 происходит более эффективно, чем из матрицы