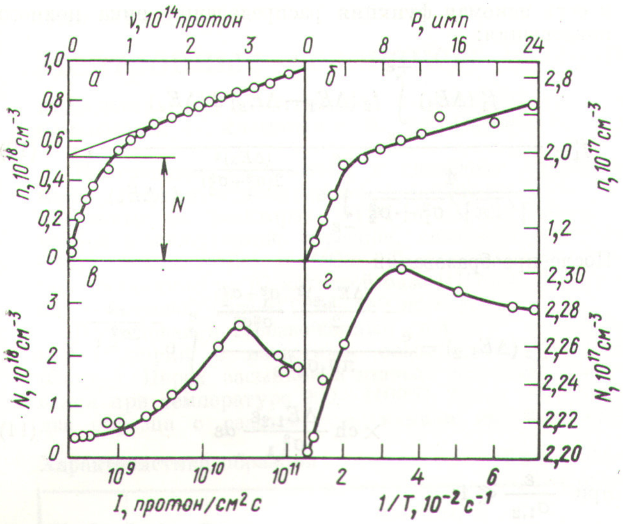

Облучение кристаллов NaF протонами с энергией 3,5 МэВ: *а, б* — зависимости концентрации *F*-центров (n) от плотности треков протонов ν и от числа импульсов облучения P; *в, г* — зависимости уровня насыщения быстрой стадии накопления *F*-центров (N) от интенсивности пучка протонов I и от частоты поступления импульсов облучения $1/T$

В первой серии изучалось накопление дефектов с дозой (см. рисунок, *а*) и зависимость их выхода от интенсивности пучка протонов $g(I)$. Интенсивность определяет среднюю частоту перекрывания треков. Предполагая пуассоново распределение временных интервалов между последовательными наложениями треков в данной точке кристалла, получаем

$$g(I)=\int\limits_0^\infty f(t)\, I\sigma \exp(-I\sigma t)\, dt,$$

где $f(t)$ — закон временной релаксации числа дефектов в отдельном треке; σ — эффективное поперечное сечение трека. Из формулы видно, что по экспериментальной зависимости выхода радиационных дефектов от интенсивности пучка можно определить временную релаксацию числа дефектов в отдельном треке. Однако эта задача относится к числу некорректных и решается методом регуляризации А. Н. Тихонова [4]. Средний период перекрывания треков $T=1/I\sigma$. Если пренебречь статистическими флюктуациями времен перекрывания треков и предположить, что их наложения следуют строго периодически, то вместо пуассонова распределения можно использовать δ-распределение: $\delta(t-T)\,dt$. При этом из уравнения получаем $g(1/I\sigma)=f(T)$, т. е. зависимость выхода радиационных дефектов от среднего периода перекрывания треков есть эффективный закон временной релаксации числа дефектов в треке (см. рисунок, *в*).

Во второй серии экспериментов кристаллы облучались на наносекундном ускорителе электронов импульсами, которые следовали с фиксированным периодом. Длительность импульса 5 нс, амплитуда плотности тока пучка электронов (140 А/см²) выбрана ниже порога хрупкого разрушения [2]. Рисунок (*а, б*) показывает, что зависимости концентрации накопленных дефектов от плотности треков протонов и числа импульсов электронного облучения аналогичны. На рисунке (*в, г*) сравниваются зависимости выхода дефектов от интенсивности пучка протонов и частоты поступления импульсов электронного облучения. Они подобны и обладают характерным максимумом. Таким образом, периодическое облучение короткими импульсами мощных электронных пучков моделирует процесс временно́го перекрывания треков, а зависимость выхода радиационных дефектов от периода поступления импульсов облучения позволяет воспроизвести временну́ю релаксацию числа дефектов в отдельном треке.

Поступило в Редакцию 13/II 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Вайсбурд Д. И., Воробьев А. А., Меликян Л. А.** «Атомная энергия», 1971, т. 30, вып. 6, с. 538.
2. **Вайсбурд Д. И., Балычев И. Н.** Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, № 9, с. 537.
3. **Вайсбурд Д. И. и др.** «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, № 6, с. 1281.
4. **Вайсбурд Д. И., Кузнецов В. П.** «Изв. вузов СССР. Физика», 1974, № 5, с. 155, 159.

УДК 621.387.464.004.13

К вопросу о разрешении сцинтилляционного спектрометра суммарных совпадений

ШЕВЧЕНКО С. В.

Метод суммарных совпадений, предложенный в работе [1], широко применяется при установлении схем распадов ядер и активационном анализе. Предлагаемое [1—3] статистическое описание метода суммарных совпадений состоит в следующем:

если
$$f_{1,2}=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_{1,2}}\,e^{-\frac{(\Delta E_{1,2})^2}{2\sigma_{1,2}^2}} \quad (1)$$

и
$$f_s=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_s}\,e^{-\frac{(\Delta E_s)^2}{2\sigma_s^2}} \quad (2)$$

— функции распределения пиков полного поглощения каскада двух γ-квантов и их суммы, то

$$f'_{1,2}(\Delta E_{1,2})=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} f_1(\Delta E_1)\, f_2(\Delta E_2)\, f_s(\Delta E_s)\, d(\Delta E_{2,1}) \quad (3)$$

и

$$f'_{1,2}(\Delta E_{1,2}) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_{1,2}\sqrt{\sigma_{2,1}^2+\sigma_s^2}}\, e^{-\frac{1}{2}\frac{(\Delta E_{1,2})^2}{\left(\frac{\sigma_{1,2}\sqrt{\sigma_{2,1}^2+\sigma_s^2}}{\sqrt{\sigma_{1,2}^2+\sigma_{2,1}^2+\sigma_s^2}}\right)}}. \quad (4)$$

На этом основании делается вывод об улучшении спектрометрических характеристик установки без потери эффективности регистрации совпадений. Остается недостаточно ясным подынтегральное выражение в формуле (3), поскольку f_s не является функцией независимой величины.

Полученные $f'_{1,2}$ не нормированы на единицу, а вероятность получает размерность $1/E$. Неочевиден также вывод об улучшении разрешения без потери эффективности.

В настоящей работе предлагается метод расчета, в котором указанные неясности устраняются. Если

$$f_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_{1,2}}\, e^{-\frac{(\Delta E_{1,2})^2}{2\sigma_{1,2}^2}}, \quad (5)$$

то очевидно

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(\Delta E_1)^2}{2\sigma_1^2}}\, e^{-\frac{(\Delta E_1-\Delta E_s)^2}{2\sigma_2^2}}\, d(\Delta E_1), \quad (6)$$

где $\Delta E_1 = E_1 - E_{01}$; $\Delta E_2 = E_2 - E_{02}$; $\Delta E_s = E_s - E_{0s}$.

После простых преобразований получаем

$$f_s = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_1^2-\sigma_2^2}}\, e^{-\frac{1}{2}\frac{(\Delta E_s)^2}{\sigma_1^2+\sigma_2^2}}. \quad (7)$$

Введение в схему дифференциального дискриминатора с шириной окна 2ε, настроенного на полную энергию каскада, описывается математически:

$$P_\varepsilon(\varepsilon) = \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} f_s(\Delta E_s)\, d(\Delta E_s) =$$

$$= \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} d(\Delta E_s)\int_{-\infty}^{+\infty} f_1(\Delta E_1)\, f_2(\Delta E_1 - \Delta E_s)\, d(\Delta E_1) =$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} d(\Delta E_1)\, f(\Delta E_1)\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} f_2(\Delta E_1 - \Delta E_s)\, d(\Delta E_s); \quad (8)$$

тогда функция

$$f'_1 = \frac{1}{P_\varepsilon}\, f_1(\Delta E_1)\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} f_2(\Delta E_1 - \Delta E_s)\, d(\Delta E_s) \quad (9)$$

и есть искомая функция распределения пика полного поглощения:

$$f'_1 = \frac{f'_1(\Delta E_1)\displaystyle\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} f_2(\Delta E_1 - \Delta E_s)\, d(\Delta E_s)}{\dfrac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2}}\displaystyle\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} e^{-\frac{(\Delta E_s)^2}{2(\sigma_1^2+\sigma_2^2)}}\, d(\Delta E_s)}. \quad (10)$$

После преобразований

$$f'_{1,2}(\Delta E_{1,2}) = \frac{e^{-\frac{(\Delta E_{1,2})^2}{2}\frac{\sigma_1^2+\sigma_2^2}{\sigma_1^2\sigma_2^2}}}{\pi\sigma_1\sigma_2 P_\varepsilon}\int_0^\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon^2}{2\sigma_{2,1}^2}} \times$$

$$\times \operatorname{ch}\frac{\Delta E_{1,2}\varepsilon}{\sigma_{2,1}^2}\, d\varepsilon \quad (11)$$

при $\dfrac{\varepsilon}{\sigma_{1,2}} \ll 1$;

$$f'_{01;\,02}(\Delta E_{1,2}) \approx \frac{\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2}}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_1^2\sigma_2^2}\, e^{-\frac{(\Delta E_{1,2})^2(\sigma_1^2+\sigma_2^2)}{2\sigma_1^2\sigma_2^2}}, \quad (12)$$

т. е. $f'_{1,2}$ приближенно описывается гауссовой функцией и

$$\sigma'_1 \approx \sigma'_2 = \frac{\sigma_1\sigma_2}{\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2}} \leqslant \frac{\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2}}{2} \text{ при } \sigma_1 \approx \sigma_2\text{: } \sigma'_{1,2} \approx$$

$$\approx \frac{\sigma_{1,2}}{\sqrt{2}} \text{ при } \frac{\varepsilon}{\sigma_{1,2}} < 1;$$

$$f'_{1,2}(\Delta E_{1,2}) \sim f'_{01,\,02}(\Delta E_{1,2})\,\frac{\sigma_{2,1}^2}{\Delta E_{1,2}}\,\operatorname{sh}\frac{\Delta E_{1,2}\varepsilon}{\sigma_{2,1}^2}. \quad (13)$$

Следовательно, для некоторой комбинации σ_1, σ_2, ε в наблюдаемом спектре должны содержаться дополнительные пики, симметричные пикам полного поглощения. Таким образом, для любых σ_1 и σ_2 при увеличении ширины окна дискриминатора ε распределения для E_{γ^1}, E_{γ^2} вначале отклоняются от нормального, переходя в пределе $\varepsilon \to 0$ в распределения (5) для отдельного детектора.

Поступило в Редакцию 24/III 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hoogenboom A.** «Nucl. Instrum. and Methods», 1958, v. 3, p. 256.
2. **Альфа-,** бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 1. М., Атомиздат, 1969.
3. **Вартанов Н. А., Самойлов П. С.** Прикладная сцинтилляционная гамма-спектрометрия. М., Атомиздат, 1969.