

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТРАСТНОСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ МАТРИЧНОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

ВОЛКОВИЧ А. Г., ЛИКСОНОВ В. И., СМИРНОВ С. В., СТЕПАНОВ В. Е., ФИЛИПЦОВ Д. В.,
УРУЦКОЕВ Л. И., ЧЕСНОКОВ А. В.

Описана конструкция позиционно-чувствительного детектора для жесткого ($0,1 \div 1,0$ МэВ) рентгеновского излучения. Показано, что матричный сцинтиллятор может использоваться для построения γ -изображений. Приведены результаты экспериментов по определению пространственного разрешения и контрастности изображения.

В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованию методов построения изображений в γ - и рентгеновских лучах. Эти методы могут быть использованы в рентгенографии, позитронной томографии [1, 2], ангиографии [3, 4], астрофизике и экологии.

Данная работа посвящена исследованию матричного конвертора позиционно-чувствительного детектора — гаммавизора. Для получения изображения источника γ -излучения применяется камера-обскура, внутри которой расположен матричный сцинтиллятор с усилителем света [5]. На рис. 1 представлен внешний вид сцинтиллятора-конвертора, который представляет собой мозаику из сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) сечением 1×1 мм² и толщиной $3 \div 10$ мм. Для уменьшения вероятности попадания комптоновского электрона из одной ячейки в другую пространство между ними толщиной 0,25 мм заполнено сплавом Вуда.

Для оценки контрастности рассмотрим матричный сцинтиллятор, состоящий из параллелепипедов с поперечным сечением $S = d \times d$ и длиной l . Пусть поток γ -квантов падает на

торец одной из ячеек (далее — главной ячейки). Из-за комптоновского рассеяния часть γ -квантов может попадать в соседние ячейки. Определим, какая доля поглощенной в сцинтилляторе энергии γ -квантов будет поглощена в одной из соседних ячеек. Пусть I , Вт/см² — плотность потока энергии γ -квантов, падающих на торец главной ячейки. Из-за поглощения в кристалле поток γ -квантов ослабевает по глубине ячейки Z с коэффициентом поглощения μ . Число γ -квантов, претерпевших комптоновское рассеяние в элементе объема $dXdYdZ$ главной ячейки и рассеявшихся на угол θ ,

$$\frac{dN_{\theta}}{d\Omega} = \frac{I \exp(-\mu Z)}{\epsilon_0} \mu_s dX dY dZ \frac{d\sigma(\theta)}{\sigma_0 d\Omega},$$

где μ_s — коэффициент поглощения за счет комптоновского рассеяния, $d\sigma/d\Omega$ и σ_0 — соответственно дифференциальное и полное сечения комптоновского рассеяния на один электрон, а ϵ_0 — энергия падающего γ -кванта. Через боковую стенку соседней ячейки площадью $dVdW$ проходит

$$dN_{dVdW} = \frac{dN dV dW \sin \theta}{r^2 d\Omega}$$

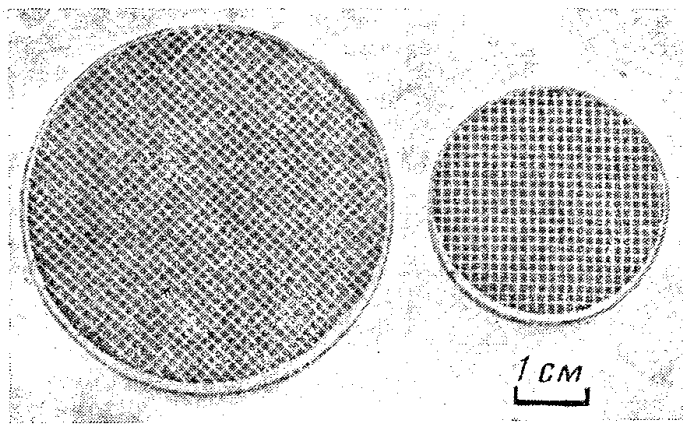


Рис. 1. Матричный детектор. Размер ячейки: $S = 1 \times 1 \text{ мм}^2$, $l = 7 \text{ мм}$. Расстояние между сцинтилляционными ячейками ($a = 0,2 \text{ мм}$) заполнено сплавом Вуда

рассеянных γ -квантов, где r — расстояние от точки рассеяния до точки попадания в соседнюю ячейку. Учитывая, что при рассеянии энергия γ -кванта уменьшается по закону

$$\varepsilon'/\varepsilon_0 = [1 + \gamma_0 (1 - \cos \theta)]^{-1},$$

где γ_0 — отношение ε_0 к энергии покоя электрона, получаем, что доля энергии, оставленная рассеянными γ -квантами в соседней ячейке, по отношению к оставленной в главной ячейке энергии $P_0 = IS (\mu_a/\mu) [1 - \exp(-\mu l)]$ определяется выражением

$$\alpha = \int_0^l \int_0^l \int_0^n \int_0^n \int_0^n \frac{\exp(-\mu Z) \mu \mu_s}{1 - \exp(-\mu l)} \frac{\sin \theta}{1 + \gamma_0 (1 - \cos \theta)} \times \\ \times \frac{d\sigma(\theta)}{\sigma_0 d\Omega} \frac{2}{r^2} \frac{\mu_a(\varepsilon'(\theta))}{\mu_a(\varepsilon_0)} \frac{U(\theta)}{S} dW dY dX dV dZ, \\ m = -d/2, n = d/2, \cos \theta = (V - Z)/r,$$

где μ_a — коэффициент поглощения за счет фотоэффекта, $U(\theta)$ — путь, пройденный рассеянным γ -квантом в соседней ячейке.

В таблице приведены рассчитанные при $\varepsilon_0 = 600 \text{ кэВ}$ значения параметра α для матричного детектора на основе сцинтиллятора CsI(Tl). Так как γ -квант имеет длину пробега, много большую поперечного размера ячейки, доля энергии, оставляемой рассеянными γ -квантами, слабо падает с увеличением рассеяния. То есть рассеянные γ -кванты создают «серый» фон.

Оценки величины пробега комptonовских электронов в кристалле сцинтиллятора в направлении, перпендикулярном направлению начального движения фотона, сделанные с учетом углового и спектрального распределения таких электронов, показывают, что для $\varepsilon_0 = 600 \text{ кэВ}$ средняя длина пробега вторичного комptonовского электрона составляет $\sim 0,2 \text{ мм}$. Эта величина определяет нижний предел поперечного размера ячейки.

Фотоэлектрон в начале пути движется в основном вдоль оси ячейки, с уменьшением эгии углы рассеяния увеличиваются и ч фотоэлектронов может выйти в соседнюю я ку. Оценки дают, что при $\varepsilon_0 = 600 \text{ кэВ}$ глуб проникновения фотоэлектронов в направлении перпендикулярном оси сцинтиллятора, составляет $\sim 0,5 \text{ мм}$.

Оценим долю энергии, выносимой вторичными электронами из главной ячейки в соседнюю. При этом учтем, что доля энергии, поглощенной в результате фотоэффекта, составляет 35 % поглощенной энергии. Решая несложную задачу получаем, что доля энергии, оставленной вторичными электронами в соседней ячейке, $\beta \leq (Rd/4) [(d - 2R)^2 + 4(3/4) R (d - 2R) + 4R^2/2]^{-1} = [4(d/R - 1)]^{-1}$.

Для кристалла CsI с поперечным размером $d = 1 \text{ мм}$ величина β составляет 25 % для фотоэлектронов и 6 % для комptonовских электронов. Суммарная вынесенная энергия достигает 12 %. Вещество перегородок между ячейками является эффективным поглотителем этой энергии взаимодействия.

Из проведенного анализа видно, что количество энергии, отданное всем другим ячейкам кроме главной, составляет $2 \div 5 \%$ в зависимости от длины сцинтиллятора, причем для коротких ячеек эта величина меньше. На близкую соседнюю ячейку при этом приходится 0,5 % энергии при $l = 0,5 \text{ см}$ и 0,8 % при $l = 1 \text{ см}$ ($d = 1 \text{ мм}$).

Пространственное разрешение матричного сцинтиллятора исследовалось на стенде, представленном на рис. 2. Излучение с энергией 662 кэВ (^{137}Cs) от точечного источника с активностью $3 \cdot 10^9 \text{ Бк}$ проходит через расположенный на расстоянии 0,2 м коллиматор из свинца длиной 50 мм с поперечным сечением S_k от $0 \times 0,5$ до $2 \times 2 \text{ мм}^2$ и попадает на помещенный

Расчетные значения параметра α , % для матричного детектора на основе сцинтиллятора CsI(Tl) при $\varepsilon_0 = 600 \text{ кэВ}$

$l, \text{ см}$	$d, \text{ мм}$		
	1	0,5	0,2
$a = 0,25 \text{ мм}$			
1,0	1,67	0,69	—
0,5	1,28	0,57	—
$a = 0,1 \text{ мм}$			
1,0	—	—	0,34
$a = 0,0 \text{ мм}$			
0,5	2,8	—	—

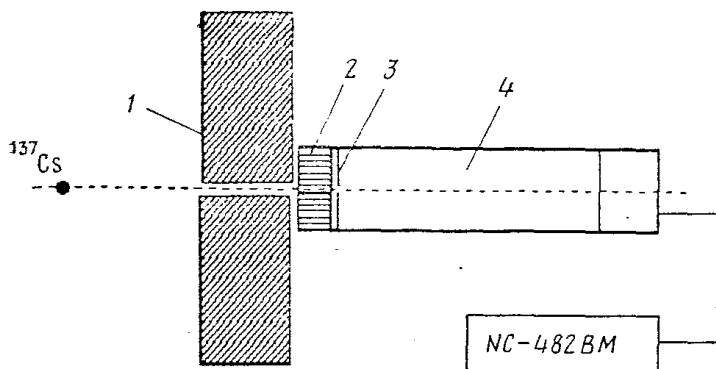


Рис. 2. f. Схема измерительного стенда. 1 — свинцовая защита, 2 — матричный детектор, 3 — световая диафрагма, выделяющая одну ячейку, 4 — ФЭУ-37 с предуслителем; NC-482BM — анализатор спектра

вплотную к коллиматору сцинтиллятор с размерами ячейки $d \times d = 1,0 \times 1,0$ мм², $l = 6$ мм. На сцинтилляторе диафрагмой выделена только главная ячейка, излучение из которой регистрируется ФЭУ-37, сигналы с которого поступают на анализатор NC-482BM.

На рис. 3 представлены зависимости числа сигналов с фотоумножителя от положений ячейки относительно коллиматоров с различными поперечными сечениями. Пространственное разрешение детектора при поперечных размерах коллиматора $S_K > d \times d$ определяется коллиматором, в противном случае — сцинтиллятором. Поток γ -квантов с энергией 600 кВ, прошедших через 50 мм свинца, ослабляется в $\sim 10^2$ раз. И поэтому вклад γ -квантов, прошедших через свинцовую преграду, не может объяснить крыльев распределений рис. 3. В то же время количество отсчетов в этих крыльях не зависит от величины S_K (за исключением $S_K = 2 \times 2$ мм²), и, по-видимому, может быть объяснено рассеянием (отражением) γ -квантов от стен помещения, а также радиоактивным загрязнением лаборатории ¹ (фон). Большие значения фонового излучения для $S_K = 2 \times 2$ мм² связаны с тем, что в построении изображения участвует не одна, а четыре ячейки. Поэтому, вычитая из количества отсчетов в крыльях распределения для $S_K = 2 \times 2$ мм² фон, получаем, что отношение этой разности к количеству импульсов в максимуме кривой, деленное на 4 (количество главных ячеек), составляет $< 1\%$. Следовательно, энергия, выделяемая в соседней ячейке, $< 0,5\%$ энергии, выделенной в главной ячейке, и практически одинакова для всех ячеек, кроме главной.

Были также исследованы матричные сцинтилляторы различной толщины при фиксированном размере коллиматора. Соответствующие функции распределения для сцинтиллятора с

размером ячейки $d \times d = 1 \times 1$ мм² и l , равных 3; 5; 7 мм, а также для сплошного сцинтиллятора толщиной 1,5 мм и коллиматора толщиной $S_K = 2 \times 2$ мм² показаны на рис. 4. Видно, что пространственное разрешение матричных сцинтилляторов значительно лучше разрешения

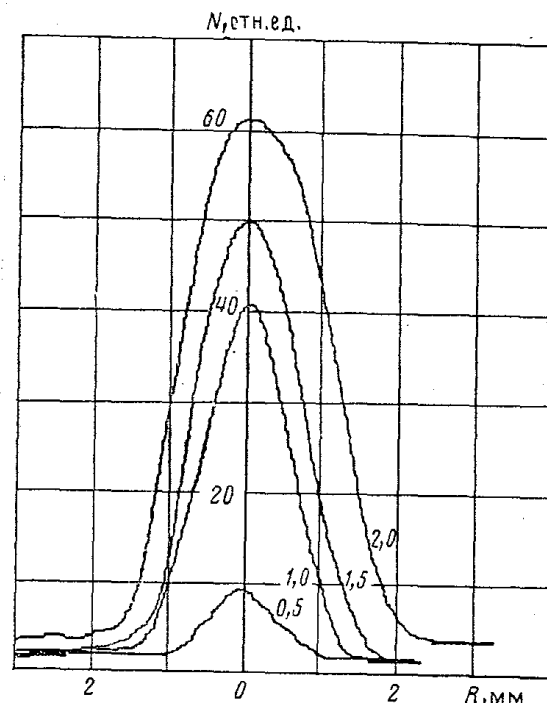


Рис. 3. Зависимость числа импульсов, регистрируемых спектроанализатором, от положения выделенной ячейки относительно коллиматоров с различными сечениями $d \times d$ (величина d указана у кривых в миллиметрах)

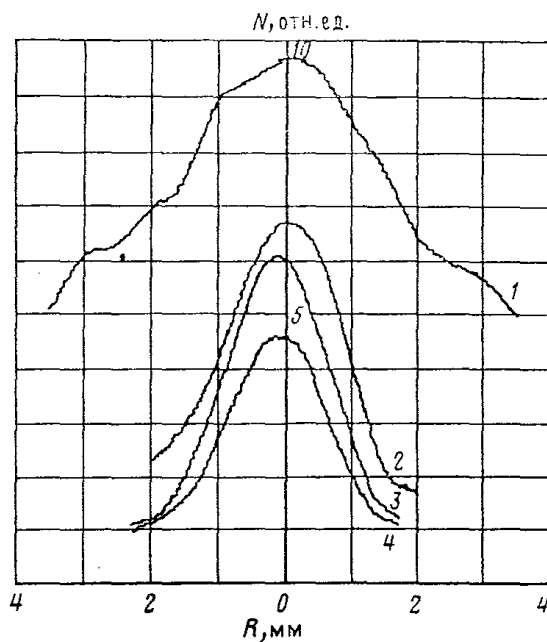


Рис. 4. Зависимость числа импульсов, регистрируемых спектроанализатором, от положения выделенной ячейки относительно коллиматора: 1 — сплошной сцинтиллятор, $l = 1,5$ мм, $S_K = 2 \times 2$ мм²; 2 — 4 — матричный детектор, $S_K = 1,5 \times 1,5$ мм², l равны: 2 — 3, 3 — 5, 4 — 7 мм

¹ Эксперимент проводился в г. Чернобыле.

тонкого сплошного сцинтиллятора. Отношение максимума функции распределения к величине фоновому уровню на крыльях характеризует контрастность, которая оказывается минимальной для сплошного сцинтиллятора.

Для оценки однородности матричного сцинтиллятора сцинтиллятор вместе с усилителем яркости помещался в однородное поле γ -квантов. Фотометрирование показало, что интенсивность свечения ячеек сцинтиллятора отличалась в $\lesssim 1,5$ раза.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Матричный сцинтиллятор из CsI(Tl) позволяет получать изображение источников γ -излучения с пространственным разрешением, лучшим разрешения тонкого сплошного не-секционированного сцинтиллятора сравнимой эффективности.

2. Оптимальный поперечный размер ячейки $d \times d = 1 \times 1 \text{ мм}^2$ для γ -излучения с энергией $0,5 \div 1,0 \text{ МэВ}$.

3. Рассеянные γ -кванты создают однородный фон на уровне 1% от энергии, поглощенной в главной ячейке.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Derenzo S. E., Budinger T. F., Vuletich T.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1983. V. NS-30. № 1. P. 665.
2. *Mullani N. A., Ficker D. C., Ter-Pogossian M. M.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1980. V. NS-27. № 1. P. 572.
3. *Smither R. K., Westbrook E. M.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1988. V. A266. P. 260.
4. *Mezentsev N. A., Pindivrin V. F.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1987. V. A261. P. 301.
5. *Volkov V. G., Volkovitch A. G., Kambulov I. N. et al.* // Internat. Conf. «Fiftieth anniversary of nuclear fission» (Leningrad, 1989). Abstracts. Leningrad Nuclear Physics Institute, 1989. P. 99.

Институт атомной энергии, Москва
Поступила в редакцию 2.I.1990
После доработки 7.VI.1990