

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ВЫБОРА ОПТИМАЛЬНЫХ
ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ
КОЛЛИМАТОРОВ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИРОВАНИЯ СИЛЬНЫХ
ПРОТЯЖЕННЫХ γ -ИСТОЧНИКОВ**

В. М. КАНЦЕЛЯРСКИЙ, Л. Н. ЛАЗАРЕВ, И. Г. МИНАЕВ, Н. И. СУШКО,
В. И. ШУЛЕВ

Введение

Коллимацию гамма-излучения применяют обычно для получения спектра, удобного для обработки. В таком случае источник гамма-излучения имеет точечную геометрию. Коллиматор препятствует попаданию рассеянных γ -квантов на детектор, и спектр имеет более или менее равномерное комптоновское распределение, тогда как отсутствие коллиматора вызовет резкое возрастание спектра в области $100 \div 200$ кэВ, на фоне которого фотопики невозможно будет обнаружить.

Если источник гамма-квантов имеет достаточные размеры, чтобы нельзя было его считать точечным, коллиматор помимо той роли, которая указывалась выше, возможно применять для выделения некоторой части объема источника с целью определения общей активности всего объема (если активность распределена равномерно, то потребуется одно измерение), а также распределения активности по объему.

Конструкции коллиматоров

Если допустить, что материал коллиматора непроницаем для гамма-квантов, то проблема выбора коллиматора определяется лишь геометрическими факторами (1). Основная характеристика такого коллиматора — геометрическая эффективность — G . Она определяется как отношение числа квантов, проходящих через канал коллиматора, к числу квантов, излучаемых точечным источником, находящимся на его оси на некотором расстоянии L . Для одноканального цилиндрического или конического коллиматора геометрическую эффективность можно определить, исходя из размеров коллиматора и расстояния L по формуле [1]:

$$G = \left[\frac{d}{4(L + b)} \right]^2, \quad (1)$$

где d — диаметр канала коллиматора;

b — толщина коллиматора;

L — расстояние от источника до торца коллиматора.

(Все размеры выражаются в одних и тех же единицах).

Однако при выборе коллиматора нельзя руководствоваться одними геометрическими факторами. Большую роль играет краевой эффект коллиматора, т. е. когда гамма-кванты проходят через материал колли-

матора преимущественно по краям. Этот эффект характеризуется проникаемостью коллиматора, которая определяется

$$P = \frac{N_{\text{общ}} - N_0}{N_0}, \quad (2)$$

где P — проникаемость коллиматора;

$N_{\text{общ}}$ — число гамма-квантов, попадающих на детектор;

N_0 — число гамма-квантов, попадающих на детектор только через канал коллиматора.

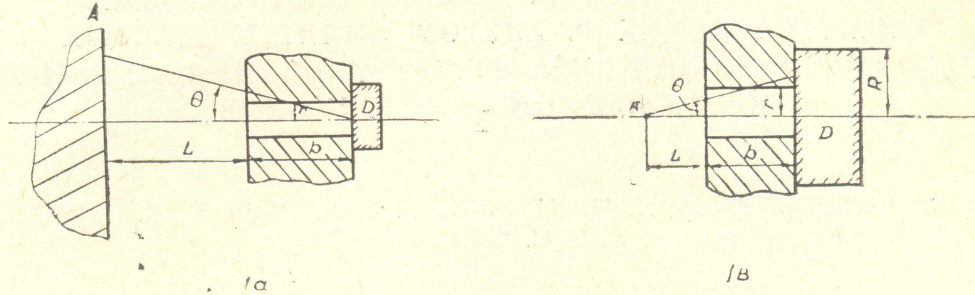


Рис. 1.

Если выразить число гамма-квантов через плотность их на единицу телесного угла, то проникаемость выразится:

$$P = \frac{\Omega_{\text{эф}} - \Omega_0}{\Omega_0}, \quad (3)$$

где $\Omega_{\text{эф}}$ — эффективный телесный угол коллиматора;

Ω_0 — оптический телесный угол коллиматора;

На рис. 1 приведены два случая применения коллиматора, о которых говорилось выше.

В случае 1a проникаемость выражается формулой

$$P = \frac{\int_{\text{arctg } \frac{r}{b}}^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta e^{-\mu \left(\frac{b}{\cos \theta} - \frac{r}{\sin \theta} \right)} d\theta}{1 - \cos \left(\text{arctg } \frac{r}{b} \right)}. \quad (4)$$

(При $r \ll L$ детектор „D“ можно считать точечным).

μ — линейный коэффициент ослабления материала. Остальные параметры изображены на рис. 1.

В случае 1b проникаемость выразится

$$P = \frac{\int_{\text{arctg } \frac{r}{b}}^{\text{arctg } \frac{R}{b}} \sin \theta e^{-\mu \left(\frac{b+L}{\cos \theta} - \frac{r}{\sin \theta} \right)} d\theta}{1 - \cos \left(\text{arctg } \frac{r}{b+L} \right)}, \quad (5)$$

где R — радиус детектора. Формула (5) справедлива для случая, при котором L сравнима по величине с r .

Результаты расчетов величины проникаемости P , определяемой формулой (4), выполнены на вычислительной машине «Урал-1», представлены в табл. 1.

Таблица 1

E мэв	$\nu \text{ см}^{-1}$ pb	$\frac{b}{r}$	5	7	9	11	13	15	17	19	20	39	41
0,36	3,03	0,2	0,17	0,12	0,11	0,07				0,04			
		0,4	0,17	0,11	0,09	0,07				0,04			
		1,0	0,16	0,11	0,09	0,07				0,04			
0,5	1,72	0,2	0,44	0,24	0,17					0,06			
		0,4	0,40	0,23	0,16					0,06			
		1,0	0,33	0,22	0,16					0,06			
0,6	1,35	0,2	0,81	0,37	0,24	0,19				0,07			
		0,4	0,64	0,35	0,23	0,20				0,07			
		1,0	0,48	0,31	0,22	0,20				0,07			
0,8	0,98	0,2	2,02	0,89	0,46	0,50	0,24	0,21	0,17				0,054
		0,4	1,26	0,68	0,41	0,28	0,22	0,18	0,16	0,16			0,053
		1,0	0,89	0,56	0,37	0,27	0,22	0,18	0,16	0,16			0,018
1,0	0,8	0,2	3,53	1,74	0,86	0,49	0,33	0,27	0,24	0,19	0,18		0,07
		0,4	1,91	1,12	0,66	0,42	0,30	0,21	0,20	0,20	0,18	0,17	0,066
		1,0	1,3	0,84	0,55	0,38	0,29	0,25	0,26	0,26	0,18	0,17	0,056
1,5	0,59	0,2	7,29	4,65	2,63	1,45	0,84	0,54	0,39	0,32	0,28		0,095
		0,4	4,62	3,06	1,82	1,08	0,67	0,46	0,34	0,28	0,28	0,25	0,09
		1,0	2,27	1,6	1,1	0,75	0,53	0,41	0,33	0,27	0,25	0,25	0,07

Из таблицы видно, что проицаемость коллиматора резко спадает с увеличением длины свинцового коллиматора до $17 \div 20$ см для максимального значения энергии гамма-квантов 1,5 мэв. Радиус коллиматора слабее влияет на проицаемость в пределах $0,2 \div 1$ см, особенно для вышеуказанных длин. Таким образом, выбор коллиматора определяется в основном оптимальной его длиной, когда проицаемость не превышает величины 0,2—0,3. При этой длине можно задаваться любым радиусом коллиматора для выбора нужного значения геометрической эффективности.

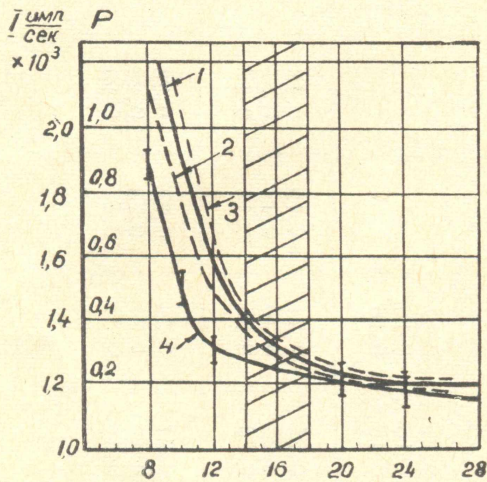


Рис. 2.

при $L = 0$, и если взять R значительно больше r , то формулы можно считать почти одинаковыми, так как подынтегральная функция спадает очень быстро. Для эксперимента выбираем случай рис. 1 в

Экспериментальные исследования

Рассматривая формулы (4) и (5), можно заметить, что в первом случае проицаемость имеет большее значение, чем во втором. (Шире пределы интегрирования и больше значения показательной функции при равных r и b). Наиболее близкое значение формула (5) к формуле (4) будет иметь

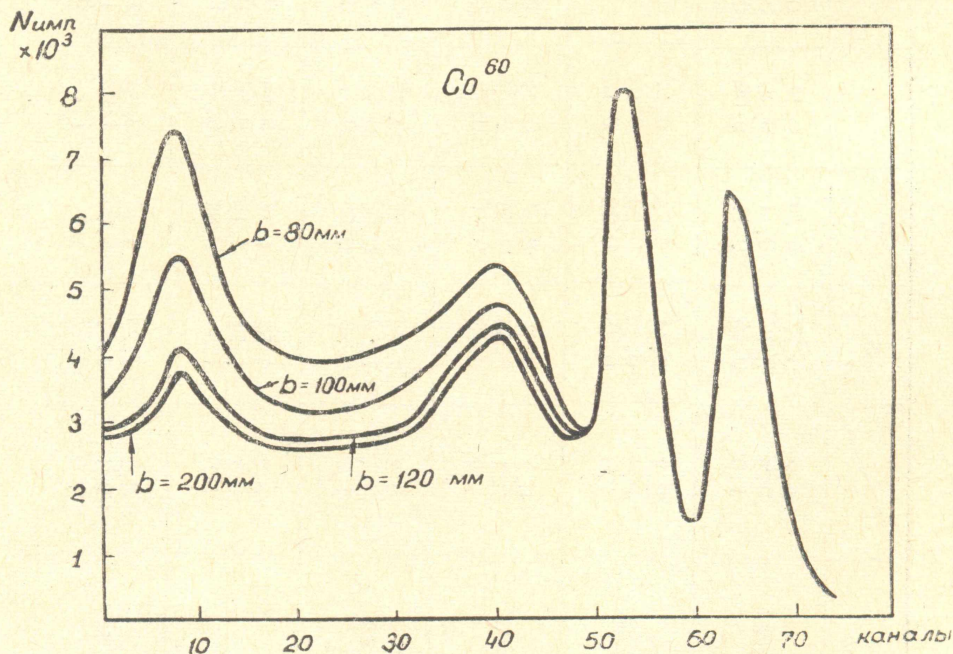


Рис. 3.

при вышеописанных условиях ($L = 0$ $2r = 8$ мм $2R = 40$ мм), так как случай 1 а осуществить в лабораторных условиях очень трудно. Толщину коллиматора b меняем от 8 до 28 см с интервалом 4 см.

В качестве источника применяем Co^{60} ; детектором служит кристалл NaI (Tl) 40×30 мм. На рис. 2 приведены ход кривой интенсивности (кривая 4) спектрометра и расчетные значения проникаемости в зависимости от толщины коллиматора (кривая 1 рассчитана для средней энергии Co^{60} — 1,25 мэв; кривые 2 и 3 соответственно для энергий 1,17 и 1,33 мэв). Заштрихованная область соответствует выбору оптимальной толщины коллиматора. Для экспериментальных и теоретических данных область примерно одна и та же.

На рис. 3 приведены спектрограммы Co^{60} , снятые при разных коллиматорах (спектрограммы нормированы по основным фотопикам). Ясно видно, что различие между спектрограммами становится меньше после значения $b = 120$ мм. Таким образом, оптимальная толщина коллиматора для Co^{60} лежит в пределах 15—17 см.

Выводы

1. Сделанные расчеты позволяют выбрать оптимальные размеры коллиматора для каждой конкретной энергии гамма-квантов.
2. При геометрии эксперимента, указанной на рис. 1 а, можно вводить поправки на проникаемость при расчетах общей активности излучателя.

ЛИТЕРАТУРА

1. «Nucleonics» 14, N 11, 1956. J. A. W. van der Doec de Bye стр. 128.
2. «Phys. Med. Biol». 1965 vol 10. No 1, стр. 51—65. By A. D. Rotenberg Pn D. t. and H. E. Jons. Pn. L. F. D. S. C.
3. К. Л. Столярова. Прикладная спектрометрия ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1964.