

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО КРИСТАЛЛА В БЕТАТРОННОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ МАТЕРИАЛОВ

В. И. ГОРБУНОВ, В. Б. КУЗНЕЦОВ, В. К. КУЛЕШОВ, Ю. Б. ЯНКЕЛЕВИЧ

(Представлена научным семинаром НИИ ЭИ)

При измерении малых интенсивностей тормозного излучения бетатрона за поглотителем важную роль играет выбор и обоснование оптимальных размеров сцинтилляционного кристалла. Размеры кристалла влияют на эффективность регистрации гамма-квантов, а следовательно, и на минимальную интенсивность излучения, которая может быть измерена данным кристаллом с достаточной точностью.

Следует, однако, различать эффективность взаимодействия пучка гамма-квантов с кристаллом и эффективность регистрации этих квантов.

Эффективность взаимодействия определяется по обычной формуле

$$\epsilon_b = 1 - e^{-\mu d}, \quad (1)$$

где μ — полный линейный коэффициент поглощения вещества кристалла;

d — толщина кристалла по ходу пучка.

Эффективность регистрации квантов будет ниже, чем эффективность взаимодействия, поскольку не все кванты, провзаимодействующие с кристаллом, будут зарегистрированы. Это объясняется тем, что часть сцинтилляций теряется вследствие оптических потерь и, кроме того, часть квантов дает сцинтилляции, лежащие ниже порога чувствительности ФЭУ.

Последний фактор существен при регистрации квантов большой энергии (порядка $5 \div 10$ Мэв и выше). В этом диапазоне энергий характерно комптоновское рассеяние на малые углы и сравнительно малые потери энергий кванта в кристалле.

При измерении интенсивности излучения радиоактивных изотопов с применением счетно-спектрометрического метода [1] важнейшей характеристикой эффективности сцинтилляционного детектора является площадь под пиком «полной энергии» и уровень непрерывного распределения в приборном спектре. В случае же измерения интенсивности импульсного тормозного излучения бетатрона удобней ввести понятие «энергетические потери квантов вне кристалла». Дело в том, что сцинтилляционный кристалл не «разрешает» кванты в импульсе излучения бетатрона, поскольку длительность этого импульса $1 \div 5$ мкс/сек, а число квантов на 1 см^2 — $10^4 \div 10^6$. В этом случае фотоумножитель реагирует

на интегральный световой поток, испускаемый кристаллом за импульс излучения. Поэтому имеет смысл говорить о флуктуациях числа световых фотонов, производимых импульсом квантов. С этой точки зрения понятие «энергетические потери вне кристалла» служит своеобразным показателем «коэффициента полезного действия» кристалла. Чем меньше эти потери, тем выше эффективность регистрации сцинтилляционного детектора

$$\varepsilon_p = \varepsilon_b \cdot h \cdot \nu, \quad (2)$$

где ε_p — эффективность регистрации;

h — коэффициент, учитывающий потери энергии квантов вне кристалла;

ν — коэффициент, учитывающий оптические потери в кристалле.

В табл. 1 приведены эффективности взаимодействия гамма-квантов с энергиями 10 Мэв, рассчитанные по формуле (1) для кристаллов различной длины.

Таблица 1

Длина, см	1	2	5	8	10	15	20
$\varepsilon_b = 1\%$	13	24	49	64	74	87	93

Как будет показано ниже, кристаллы малой длины (1 ÷ 5 см) и малого диаметра, кроме низкой эффективности взаимодействия, обладают чрезвычайно высоким процентом энергетических потерь вне кристалла, что существенно снижает их эффективность регистрации.

Выбор сцинтилляционного кристалла больших размеров приводит неизбежно к росту оптических потерь в кристалле, к росту уровня «шумовых импульсов» от гамма-квантов, проходящих сквозь стенки защиты детектора. Кроме того, значительная стоимость кристаллов и ряд технических трудностей, связанных с применением сцинтилляторов больших размеров, заставляет отказаться от увеличения сцинтилляционных кристаллов в бетатронной дефектоскопии материалов. Авторы поставили своей целью разработать метод определения оптимальных размеров сцинтилляционного кристалла для детектирования тормозного излучения бетатрона.

Ввиду сложности расчетов по методу Монте-Карло рассматривался не «белый» спектр тормозного излучения бетатрона, а моноэнергетические кванты с энергией 10 Мэв. Можно считать, что это соответствует эффективной энергии спектра тормозного излучения за поглотителем из 50 см алюминия (рис. 1). При увеличении эффективной энергии спектра за поглотителем качественные выводы относительно оптимальных размеров сцинтилляционного кристалла будут аналогичны. Напротив, при уменьшении эффективной энергии спектра за поглотителем до 3 ÷ 5 Мэв (что соответствует поглотителю типа Pb) выводы об оптимальных размерах кристалла NaI (Tl) должны быть другими, в частности в отношении диаметра кристалла. Это можно объяснить тем, что для энергии гамма-квантов 3 ÷ 5 Мэв в NaI (Tl) наиболее характерным является процесс комптоновского рассеяния. В данном случае радиальные размеры кристалла будут более существенно влиять на величину энергетических потерь вне кристалла, чем при энергии квантов 10 Мэв, где преобладает процесс образования пар. Увеличение диаметра кристалла соответственно увеличит вклад многократного комптоновского рассеяния и снизит общие энергетические потери квантов вне кристалла.

В ряде работ [2, 3 и др.] проведена экспериментальная и теоретическая оценка эффективности регистрации, энергетических потерь вне кристалла, энергетического разрешения для кристаллов NaI (Tl) и гамма-квантов с энергией выше 10 Мэв. Однако эта оценка справедлива для кристаллов больших размеров — больше 12,7 см в длину и

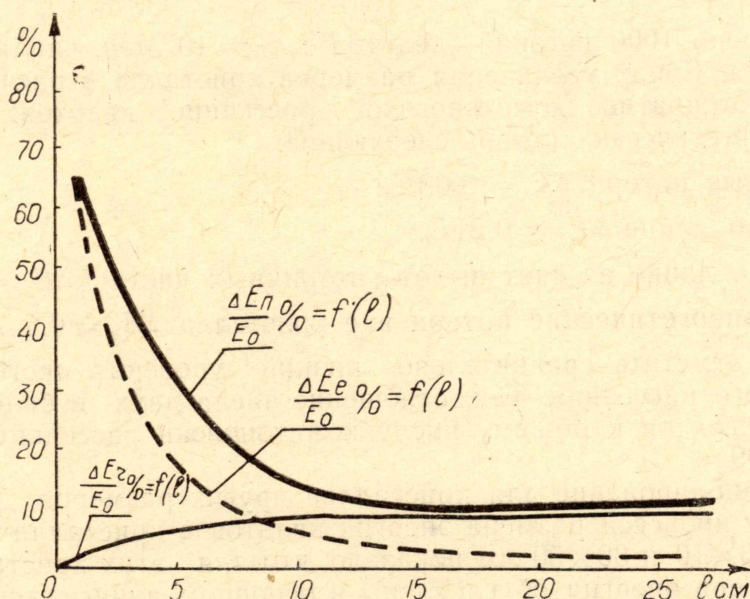


Рис. 1.

больше 10 см диаметром. Кристаллы таких размеров в настоящее время в дефектоскопии еще не применяются, а оценить кристаллы меньших размеров по этим данным не представляется возможным.

Авторами было рассчитано среднее значение энергетических потерь квантов вне кристалла NaI (Tl) 30×10 и 50×50 мм, что дало возможность оценить эффективность регистрации сцинтилляционных кристаллов в широком диапазоне их размеров.

1. Кристалл NaI(Tl) 30×10 мм. Методом статистических испытаний (Монте-Карло) определялся спектр энергетических потерь квантов вне кристалла диаметром 30 мм и длиной 10 мм. Рассмотрено 2200 историй квантов с энергией $E_0 = 10$ Мэв. При расчетах предполагалось, что все кванты падают на кристалл строго по его оси. Кроме того, ввиду малой толщины кристалла и большой энергии гамма-квантов не учитывалось многократное рассеяние квантов, так как вклад его в данном случае пренебрежимо мал.

При рассмотрении историй квантов разделялись потери энергии вне кристалла, обусловленные малым радиусом, и потери, обусловленные малой длиной кристалла. В результате расчетов найдены следующие значения энергетических потерь квантов вне кристалла:

радиальные потери $\Delta E_r = 0,012E_0$;

потери по длине $\Delta E_e = 0,52E_0$;

потери по длине за счет вылета вторичных частиц (компонентов пар и комптон-электронов) $\Delta E_s = 0,14E_0$;

полные потери $\Delta E_n = \Delta E_r + \Delta E_e = 0,53E_0$.

Таким образом, эффективность регистрации для кристалла NaI(Tl) размерами 30×10 мм вследствие большого значения энергетических потерь квантов вне кристалла более чем в два раза меньше эффективности взаимодействия, указанной в табл. 1.

Высокий уровень энергетических потерь в этом случае обусловлен тем, что пробег вторичных частиц при $E_0 = 10 \text{ Мэв}$ в основном больше длины кристалла.

2. Кристалл NaI (Tl) $30 \times 50 \text{ мм}$. Для исследования хода зависимости $\Delta E_n = f(r, l)$ методом Монте - Карло были определены величины потерь энергии вне кристалла NaI (Tl) диаметром 30 мм и толщиной 50 мм .

Рассмотрено 1000 историй квантов с $E_0 = 10 \text{ Мэв}$, падающих по оси кристалла. Ввиду увеличения размеров кристалла в расчетах учитывалось многократное комптоновское рассеяние квантов. Средние значения энергетических потерь следующие:

радиальные потери $\Delta E_r = 0,03E_0$;

потери по длине $\Delta E_l = 0,21E_0$;

потери по длине за счет вылета вторичных частиц $\Delta E_s = 0,05E_0$;

полные энергетические потери вне кристалла $\Delta E_n = 0,24E_0$.

Следует отметить сравнительно низкий уровень многократного комптоновского рассеяния. Так, отношение числа двух- и более кратно рассеянных квантов к общему числу комптоновски рассеянных квантов равно 0,09.

3. Экстраполирование для кристаллов других размеров. Детальное рассмотрение процесса размена энергии квантов в кристаллах NaI (Tl) размерами 30×10 и $30 \times 50 \text{ мм}$ показало, что для этих кристаллов радиальные потери энергии обусловлены в основном аннигиляционными квантами с энергией $0,511 \text{ Мэв}$. В результате этого значения радиальных потерь для кристаллов 76×10 и $76 \times 50 \text{ мм}$ могут быть найдены по обычному экспоненциальному закону. Зная величину этих потерь, можно, используя данные [2] и [3] для больших кристаллов, построить зависимости:

$$1) \frac{\Delta E_n}{E_0} = f(l) \quad \text{при } R = \text{const};$$

$$2) \frac{\Delta E_l}{E_0} = f(l) \quad \text{при } R = \text{const};$$

$$3) \frac{\Delta E_r}{E_0} = f(l) \quad \text{при } R = \text{const};$$

$$4) \frac{\Delta E_r}{E_0} = f(r) \quad \text{при } l = \text{const}.$$

Данные для построения зависимостей (1) и (2) приведены в табл. 2 и 3, а для зависимостей (3) и (4) в табл. 4 и 5.

Диаметр кристалла NaI (Tl) для зависимостей (1) и (3) равен 76 мм .

Таблица 2

Длина кристалла, мм	10	50	76	127	150	200	254
Полные потери, %	53	24	87	7,5	5,1	3,7	3,5

Таблица 3

Длина кристалла, мм	10	50	76	127	150	200	254
Потери по длине, %	52	21	6	24	1,7	0,2	0,2

Таблица 4

Длина кристалла, мм	10	50	76	127	150	200	254
Потери по ради- усу, %	1,2	2,6	2,7	3,1	3,4	3,5	3,5

Таблица 5

Радиус кристалла, мм	15	35	50	60	80
Потери по радиусу, %	2,6	0,72	0,23	0,16	0,08

Как видно на рис. 2 и 3, для кристаллов длиной до 127 мм основной вклад в энергетические потери вносят потери по длине. При увеличении длины кристалла превалируют радиальные потери, хотя абсо-

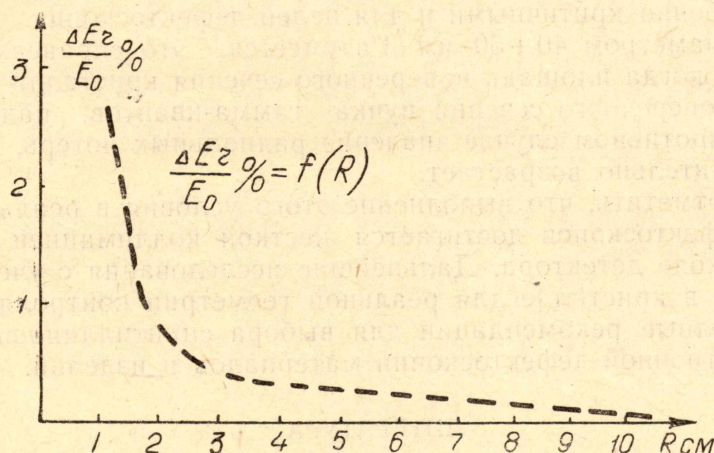


Рис. 2.

лютное значение их довольно мало. Быстрое уменьшение общих энергетических потерь с увеличением длины кристалла до 10—12 см позволяет сделать вывод, что дальнейшее увеличение длины кристалла не рационально, поскольку уже абсолютное значение энергетических потерь мало (5—7%). Кроме того, при увеличении длины кристалла неизбежно возникают оптические потери. Относительно радиальных потерь нужно отметить, что на малых длинах кристаллов (10÷50 мм) замечен рост радиальных потерь с увеличением длины (рис. 3). Это объясняется тем, что вторичные частицы (электроны и позитроны), образованные квантами с $E_0 = 10$ Мэв, имеют сравнительно большой пробег — до 1,5 см. Поэтому при длине кристалла 10 мм большое число

позитронов покидает кристалл без аннигиляции. Они уносят с собой часть кинетической энергии и энергию покоя, которая в кристаллах большой длины преобразуется в энергию аннигиляционных квантов.

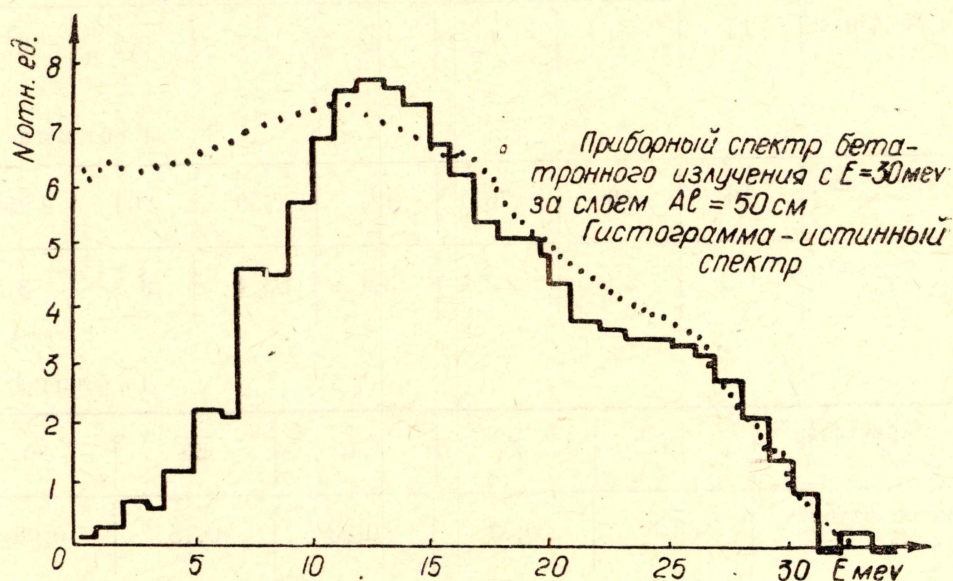


Рис. 3.

Анализ зависимостей 1÷4 показывает, что при энергии квантов $E_0 = 10 \text{ Мэв}$ радиальные размеры сцинтилляционного кристалла не являются особенно критичными и для целей дефектоскопии можно ограничиться диаметром $40 \div 50 \text{ мм}$. Разумеется, это справедливо лишь в том случае, когда площадь поперечного сечения кристалла во много раз больше поперечного сечения пучка гамма-квантов, падающих на кристалл. В противном случае значение радиальных потерь, равно как и общих, значительно возрастает.

Следует отметить, что выполнение этого условия в реальных конструкциях дефектоскопов достигается жесткой коллимацией пучка излучения на входе детектора. Дальнейшие исследования с учетом оптических потерь в кристалле для реальной геометрии контроля позволят дать более полные рекомендации для выбора сцинтилляционного кристалла в бетатронной дефектоскопии материалов и изделий.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Горбунов, В. Б. Кузнецов, В. К. Кулешов, Ю. Б. Янкевич. Счетно-спектрометрический метод в сцинтилляционной дефектоскопии (настоящий сборник).
2. R. S. Foote, H. W. Koch. Rev. Sci. Instr., 25, 746—758 (1954).
3. Nucl. Instrum and Methods. 10, N 1, 31—36, 1961.