

## ОПТИМИЗАЦИЯ СВЕТОВОХОДА СЦИНТИЛЛЯТОРА ДЛЯ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ГАММА-ДЕТЕКТОРА

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

Описаны расчеты по оптимизации световыхода сцинтиллятора для позиционно-чувствительного  $\gamma$ -детектора, выполненные в моделях диффузионного отражения. Вычислена оптимальная длина сцинтиллятора, при которой световыход максимален. Для сцинтиллятора с поперечным размером  $d \simeq 1$  мм эта длина лежит в пределах от 5 до 10 мм.

Для получения  $\gamma$ -изображения нужен сцинтиллятор с пространственным разрешением. Тонкий сцинтиллятор с толщиной порядка требуемого разрешения не обеспечивает высокой чувствительности датчика. Повысить чувствительность детектора можно, применяя матричный сцинтиллятор.

В данной работе решается задача выбора оптимального размера ячейки матричного сцинтиллятора с малым поперечным сечением ( $d \simeq 1$  мм) для получения максимального световыхода, регистрируемого с торцевой стенки, и оцениваются возможности такого сцинтиллятора при детектировании жесткого рентгеновского излучения. Так как мы будем рассматривать кристаллы малого (по сравнению с длиной пробега  $\gamma$ -кванта) поперечного размера, то фактор накопления будет считаться единицей.

**Постановка задачи.** Рассмотрим кристалл с поперечным сечением  $d \times d$  и длиной  $l$ , на торец которого падает поток  $\gamma$ -квантов ( $\epsilon \simeq 600$  кэВ). За счет фотоэффекта и комптоновского рассеяния часть энергии  $\gamma$ -квантов преобразуется в энергию вторичных электронов, которая в свою очередь с эффективностью  $C_{\text{ef}}$  (конверсионная эффективность) переходит в световую энергию фотонов, спектр которых определяется свойствами кристалла, а не падающего пучка. Наиболее интересными для регистрации  $\gamma$ -квантов сцинтилляторами могут быть NaI(Tl), CsI(Na), CsI(Tl), BGO( $\text{Bi}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ), из которых наиболее доступен и удобен в обработке CsI(Tl).

Пучок  $\gamma$ -квантов, падающий на торец сцинтиллятора с интенсивностью  $I_0$  (Вт/см<sup>2</sup>), ослабевает в кристалле по экспоненциальному за-

кону, и, следовательно, плотность источников света

$$P_v, \text{Вт/см}^3 = \mu_a I_0 e^{-\mu z} C_{ef}, \quad (1)$$

где  $\mu$  — коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов в кристалле,  $\mu_a$  — коэффициент передачи энергии вторичным электронам,  $z$  — координата по оси кристалла.

Излучаемые фотоны поглощаются в кристалле с коэффициентом  $\eta \approx 0,01 \text{ см}^{-1}$  и отражаются от стенок с коэффициентом отражения  $k$ . Вычислим поток фотонов через торец сцинтиллятора с учетом их отражения от стенок и поглощения в модели диффузного отражения от боковых поверхностей кристалла и от торца, обращенного в сторону потока  $\gamma$ -квантов (рассеяние отраженных фотонов в телесный угол  $2\pi$ ). Для фотонов, попадающих на торец, будем учитывать полное внутреннее отражение.

В этом случае можно считать, что фотоны в кристалле изотропизированы и представляют собой идеальный газ.

Пусть  $\varepsilon(z)$  — объемная плотность энергии фотонов. Тогда поток энергии на поверхность

$$\Pi = \varepsilon c/4, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость фотонов. Заметим, что скорость фотонов не будет входить в ответ, что говорит о корректности решения. Для определения  $\varepsilon(z)$  необходимо написать уравнение баланса энергии с учетом уравнения (1), потерь в единице объема  $ds/dt = \eta \varepsilon$  и на боковой стенке  $W = k_{\Pi} \Pi = k_{\Pi} \varepsilon c/4$  (где  $k_{\Pi} = 1 - k$ ).

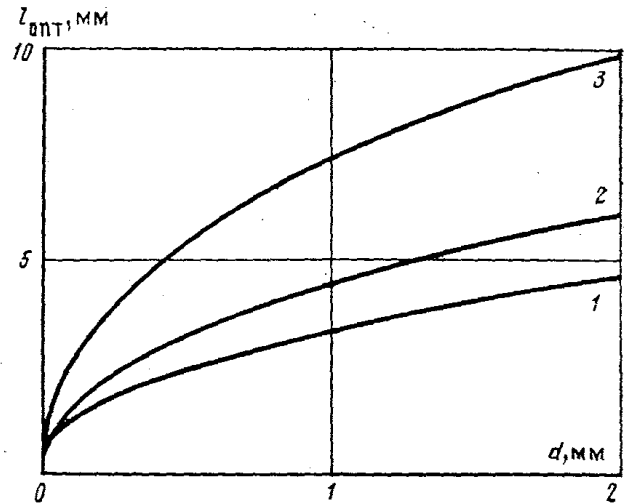
Для функции  $\varepsilon(z)$  уравнение баланса энергии будет представлять собой линейное неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка (из-за диффузии фотонов) с правой частью, пропорциональной  $\exp(-\mu z)$ . Мы не будем решать это уравнение, а заметим лишь, что ему удовлетворяет функция, пропорциональная  $\exp(-\mu z)$ . Учитывая этот факт, мы запишем интегральное соотношение баланса энергии и непосредственно из него извлечем искомую величину — поток энергии фотонов через торец. Из кристалла выходят фотоны с углами падения  $\Phi < \Phi_0$ , т. е. доля вышедших фотонов составляет  $k_T = 1 - \cos \Phi_0$ .

Напишем уравнение баланса энергии. С учетом (1) полная мощность рождения световых квантов

$$W_p = (\mu_a/\mu) C_{ef} I_0 S_T (1 - e^{-\mu z}) \quad (3)$$

( $S_T$  — площадь торца).

Ее следует приравнять к суммарной мощности на потери  $W_{ст}$  (на боковую стенку и торец, обращенный к источнику излучения), на по-



Зависимость оптимальной длины сцинтиллятора от поперечного размера при различных коэффициентах отражения света  $k$ : 1 — 0, 2 — 0,6, 3 — 0,9

глощения в объеме  $W_{об}$  и на выход фотонов  $W_T$ :

$$W_p = W_{ст} + W_{об} + W_T = \int_0^l \varepsilon(z) p c/4 dz k_{\Pi} + + \varepsilon(0) S_T k_{\Pi} c/4 + \int_0^l \varepsilon(z) c \eta S_T dz + \varepsilon(z) k_T S_T c/4, \quad (4)$$

где  $p$  — периметр сцинтиллятора. Учитывая, что  $\varepsilon(z) \propto e^{-\mu z}$ , из (4) находим  $\varepsilon(l)$  и мощность потока фотонов, выходящих на торец. Заметим, что форма торца сцинтиллятора входит лишь в виде отношения площади к периметру, которое и для квадрата, и для круга равно  $d/4$  ( $d$  — соответственно сторона квадрата или диаметр круга).

Проведя несложные вычисления, получаем, что доля энергии выходящих фотонов по отношению к энергии падающего пучка  $\gamma$ -квантов равна:

$$f = \frac{\mu_a}{\mu} \times \times \frac{k_T (1 - e^{-\mu l})}{k_T + \exp(\mu l) k_{\Pi} + 4(d\eta + k_{\Pi})(\exp(\mu l) - 1)/\mu d} C_{ef}. \quad (5)$$

Согласно (5), при малых длинах сцинтиллятора выход мал, так как мала доля поглощенной энергии, а при больших длинах выход света уменьшается из-за увеличения поглощения в объеме и потерь при отражениях. Из (5) несложно получить оптимальную длину сцинтиллятора

$$l_{опт} = \mu^{-1} \ln \left[ 1 + \frac{(k_{\Pi} + k_T)^{1/2}}{((1 + 4/\mu d) k_{\Pi} + 4\eta/\mu)^{1/2}} \right]. \quad (6)$$

Зависимость  $l_{опт}$  от  $d$  при различных  $k_{\Pi}$  приведена на рисунке. Естественно, что выход света

существенно зависит от коэффициента отражения  $k$ , который зависит от качества обработки поверхности и не поддается прямому измерению; однако его можно определить, имея экспериментальные данные по эффективности нескольких сцинтилляторов различных размеров.

**Сравнение модели диффузного отражения с моделью зеркального отражения.** Модель зеркального отражения фотонов от стенок сцинтиллятора более проста идейно (см. [1]), однако количественные расчеты по этой модели очень громоздки. Модель диффузного отражения фотонов позволяет получить ответ аналитически. Кроме того, эта модель описывает ситуацию, более близкую к реальности, так как неидеальная обработка поверхностей дает именно рассеяние отраженного света. Преимущества модели диффузного отражения очевидны, однако имеет смысл провести сравнение результатов.

Во-первых, сравним случаи, в которых ответы должны совпадать — случай сильнопоглощающих стенок:  $k \ll 1$ . Рассмотрим простейшую ситуацию, когда свет не поглощается в кристалле (это хорошее приближение, так как  $\eta \simeq 0,01 \text{ см}^{-1}$ ,  $l \simeq 1 \text{ см}$ ) и полностью выходит через тот торец, с которого происходит регистрация. Модель диффузного отражения, согласно (5), приводит к выражению

$$g \equiv f \frac{\mu}{\mu_a} C_{ef}^{-1} \approx (\mu l / 2) [1 - k/2 + (1 - k)(l/r)]^{-1}, \quad (7)$$

где  $r = d/2$ .

Для модели зеркального отражения рассмотрим простой случай, когда  $\gamma$ -кванты летят только по центральной оси сцинтиллятора. Это приближение хорошо работает для длинного ( $l \gg r$ ) и короткого ( $l \ll r$ ) сцинтилляторов.

Так как  $k \ll 1$ , учтем лишь одно отражение фотонов от стенок. В этом случае для коэффициента  $g$  в случае  $\mu l \ll 1$  получаем:

$$g \approx (\mu/2) [l - (r^2 + l^2)^{1/2} (1 - k/2) + r(1 + k) - (9r^2 + l^2)^{1/2} k/2]. \quad (8)$$

Видно, что в тех случаях, когда написанное приближение справедливо, обе модели (7) и (8) совпадают:

$$\begin{aligned} \text{при } l \gg r \quad g &\approx \mu r (1 + k)/2, \\ \text{а при } l \ll r \quad g &\approx \mu l/2. \end{aligned}$$

Как уже отмечалось, выход света существенно зависит от коэффициента отражения. Увеличение коэффициента отражения приводит к тому, что максимум выхода света возрастает и сдвигается в сторону больших длин. Из (6) видно, что при абсолютно отражающих диффузным образом поверхностях оптимальная длина сцинтиллятора:

$$l_{\text{опт}} = \mu^{-1} \ln [1 + (\mu k_r / 4\eta)^{1/2}],$$

т. е. (из-за слабо меняющегося логарифма) близка к длине пробега  $\gamma$ -квантов в кристалле.

Для практического определения коэффициента отражения можно сравнить, например, выход ячеистого сцинтиллятора с выходом неделинного большого сцинтиллятора, в котором свет регистрируется с площади, равной площади ячейки. Второй из этих случаев соответствует ситуации с  $k = 0$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рыжиков В. Д., Сохин В. П. // ПТЭ. 1988. № 5. С. 177.

Институт атомной энергии, Москва  
Поступила в редакцию 2.1.1990