

Оптимизация характеристик глубоководного сцинтиляционного детектора гамма-излучения

© В.С. Кинчаков

Вычислительный центр Дальневосточного отделения РАН,
680063 Хабаровск, Россия
e-mail: kinchakov@as.khb.ru

(Поступило в Редакцию 30 июля 2004 г. В окончательной редакции 27 апреля 2005 г.)

Методом Монте-Карло промоделированы процессы, сопровождающие перенос γ -излучения в морской воде, в стенке погруженного детектора и в сцинтиляторе. Рассчитаны комптоновские спектры, регистрируемые глубоководным сцинтиляционным детектором, в зависимости от толщины стенки для двух вариантов детектора. По пику полного фотопоглощения проведено сравнение свойств материалов стенки В-95 и сталь-40. Вычислены фоновые спектры γ -квантов, рожденных в сцинтиляторе. Показано, что разумное повышение размеров детектора (без увеличения размеров сцинтилятора) приводит к увеличению эффективности регистрации γ -излучения.

PACS: 52.70.La

Введение

Исследование радиационных полей океана требует создания глубоководных сцинтиляционных детекторов γ -квантов, предназначенных для целей локации зон повышенной или пониженной γ -радиоактивности морской воды, вызванной искусственными или естественными причинами. В качестве последних, в частности, можно указать отличную от средней соленость воды, близлежащее расположение радиоактивных донных пород и т.д. Фоновая γ -радиоактивность морской воды в основном обусловлена примесью (из-за солености морской воды) γ -радиоактивного изотопа ^{40}K .

В этой связи особое значение приобретает информация, получаемая путем моделирования процессов, сопровождающих перенос γ -излучения, как позволяющая исключить некоторые этапы макетирования при создании таких детекторов. Известно [1–3], что если не прибегать к методу Монте-Карло, то решения, в том числе и аналитические, интегродифференциального уравнения переноса γ -излучения могут быть найдены лишь в простейших случаях (точечный источник, однородная среда, приближение малых углов рассеяния). Поэтому для целей оптимизации и калибровки глубоководного сцинтиляционного детектора γ -квантов был применен метод Монте-Карло, позволяющий получать решения кинетического уравнения для любых геометрий источника и среды.

Анализируемый вариант глубоководного сцинтиляционного детектора представляет собой цилиндр радиуса R и высоты H с торцов ограниченный полушферами того же радиуса (рис. 1). Цилиндрический сцинтилятор (кристалл NaI) высотой H_s и радиусом R_s расположен так, как изображено на рис. 1. В качестве материала стенок выбирались в первом варианте детектора сталь-40 и во втором — сплав В-95. Необходимые сечения фотоэффекта, комптон-эффекта

и образования электрон-позитронной пары для данных сплавов вычислялись по соответствующим сечениям для чистых веществ [4,5] в зависимости от энергии E γ -кванта.

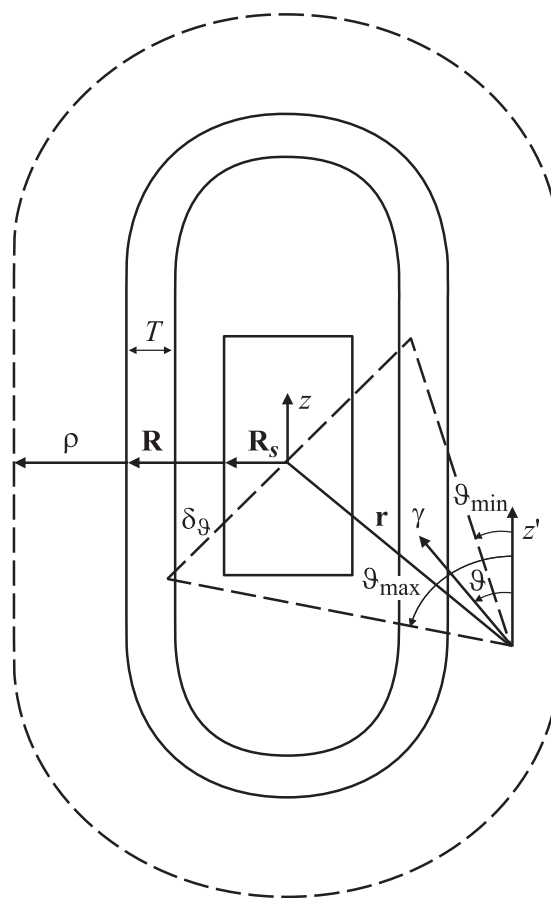


Рис. 1. Макет глубоководного сцинтиляционного детектора γ -квантов.

Алгоритм вычисления комптоновского спектра, регистрируемого глубокоководным сцинтилляционным детектором

Моделирование переноса γ -излучения через вещество методом Монте-Карло применительно к поставленной задаче выглядит следующим образом. По значениям равномерно распределенного в интервале $(0-1)$ случайного числа α в соответствии с законами распределения геометрических и физических характеристик γ -квантов определяются эти характеристики и отслеживаются истории достаточно большой совокупности γ -квантов. Рассмотрение истории γ -кванта содержит следующие пункты.

1. Розыгрыш точки рождения γ -кванта. Розыгрыш точек рождения проводился в окружающем детектор слое воды толщины $\rho-R$, где ρ — радиус внешней границы (цилиндрической или сферической формы) рассматриваемого объема воды. В соответствии с равномерным распределением точек рождения γ -квантов в рассматриваемом объеме воды имеем, например, для сферической геометрии

$$\begin{cases} r = ((\rho^3 - R^3) \cdot \alpha + R^3)^{1/3}, \\ \cos \theta = \cos \theta_{\min} + (\cos \theta_{\max} - \cos \theta_{\min}) \cdot \alpha, \\ \phi = 2 \cdot \pi \cdot \alpha. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь r , θ , ϕ — сферические координаты точки рождения γ -кванта, θ_{\min} , θ_{\max} — нижний и верхний пределы розыгрыша угла θ соответственно (рис. 1). В качестве датчика псевдослучайных чисел был выбран генератор URAND [6], протестированный в работах [3,6].

2. Розыгрыш первоначального направления движения γ -кванта. Вследствие изотропии первоначальных направлений движения γ -квантов получаем

$$\begin{cases} \cos \vartheta = \cos \vartheta_{\min} + (\cos \vartheta_{\max} - \cos \vartheta_{\min}) \cdot \alpha, \\ \varphi = \varphi_{\min} + (\varphi_{\max} - \varphi_{\min}) \cdot \alpha, \end{cases} \quad (2)$$

где ϑ_{\min} , ϑ_{\max} , φ_{\min} , φ_{\max} — нижние и верхние пределы розыгрыша углов ϑ , φ первоначального направления движения γ -кванта (рис. 1). Для того чтобы не нарушить равномерность распределения точек рождения γ -квантов при таком экономичном способе расчета необходимо вводить весовой множитель, учитывающий зависимость телесного угла, в котором ведется розыгрыш первоначального направления движения γ -квантов от r .

3. Розыгрыш пробега γ -кванта в веществе. Экспоненциальный закон уменьшения с расстоянием интенсивности пучка монохроматических γ -квантов приводит к следующему выражению для пробега:

$$D = -\ln \alpha / \mu(E). \quad (3)$$

Здесь D — пробег γ -кванта в веществе, $\mu(E)$ — линейный коэффициент поглощения γ -квантов.

Если γ -квант в результате пробега попал в другую среду (стенка детектора или сцинтиллятор), то отыскиваются координаты точки входа и разыгрывается пробег в новой среде. Если же этого не произошло, то разыгрывается тип столкновения.

4. Розыгрыш взаимодействия γ -кванта с веществом. Для данной энергии E γ -кванта вычисляются вероятности фотоэффекта, фотоэффекта и комптон-эффекта

$$P_f = \sigma_f / (\sigma_f + \sigma_k + \sigma_p), \quad (4)$$

$$P_{fk} = (\sigma_f + \sigma_k) / (\sigma_f + \sigma_k + \sigma_p), \quad (5)$$

где σ_f , σ_k , σ_p — сечения фотоэффекта, комптон-эффекта и образования электрон-позитронной пары соответственно. Если $\alpha \leq P_f$, то имеем фотоэффект, если $P_f \leq \alpha \leq P_{fk}$, то γ -квант испытывает комптоновское рассеяние, если $\alpha \geq P_{fk}$, то γ -квант распадается на электрон-позитронную пару. Лишь в случае комптоновского рассеяния мы продолжаем следить за данным γ -квантом.

5. Розыгрыш энергии рассеянного γ -кванта. Вероятность рассеянному γ -кванту иметь энергию (в единицах энергии покоя электрона) от $\xi = E / (m \cdot c^2)$ до $\xi' = E' / (m \cdot c^2)$ в зависимости от значения случайного числа α дается отношением

$$\int_{\xi}^{\xi'} \frac{d\sigma_k}{d\eta} d\eta \cdot \left(\int_{\xi}^{\xi_{\min}} \frac{d\sigma_k}{d\eta} d\eta \right)^{-1} = \alpha, \quad (6)$$

где [4]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_k}{d\eta} = \pi r_0^2 \cdot \left(\eta / \xi + \xi / \eta + 2(1/\xi - 1/\eta) \right. \\ \left. + (1/\xi - 1/\eta)^2 \right) / \xi^2 \end{aligned} \quad (7)$$

— есть дифференциальное сечение комптоновского рассеяния в интервал энергий от η до $\eta + d\eta$, а r_0 — электромагнитный радиус электрона. Вычисляя интеграл в выражении (5), имеем для сечения потерять γ -кванту энергию $\xi - \xi'$

$$\begin{aligned} \int_{\xi}^{\xi'} \frac{d\sigma_k}{d\eta} d\eta = \pi r_0^2 \cdot \left((\xi^2 - \xi'^2) / (2\xi) + (2/\xi + 1/\xi^2)(\xi - \xi') \right. \\ \left. + (\xi - 2 - 2/\xi) \ln(\xi/\xi') + 1/\xi' - 1/\xi \right) / \xi^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Подставляя в формулу (8) $\xi' = \xi_{\min} = \xi / (1 + 2\xi)$, получаем выражение для полного сечения рассеяния γ -кванта на электроны или второй интеграл выражения (6). Поскольку уравнение (6) аналитически неразрешимо относительно ξ' — энергии рассеянного γ -кванта, то вычисление последней производилось с помощью предварительно насчитанного массива 40×40 значений вероятности иметь рассеянному кванту энергию ξ' при

различных значениях энергии ξ γ -кванта до столкновения. В промежуточных точках (по энергии) применялась линейная интерполяция.

6. Угол рассеяния γ -кванта после столкновения с электроном полностью определяется энергиями налетающего и рассеянного γ -кванта

$$\cos \omega = 1 + 1/\xi - 1/\xi'. \quad (9)$$

7. Далее разыгрывается азимутальный угол рассеяния

$$\psi = 2\pi\alpha, \quad (10)$$

что соответствует равновероятности появления любого азимутального угла в интервале от нуля до 2π .

Новые сферические углы ϑ_1 и φ_1 направления движения рассеянного γ -кванта определяются посредством соотношений

$$\begin{cases} \cos \vartheta_1 = \cos \vartheta \cos \omega - \sin \vartheta \sin \omega \cos \psi, \\ \sin(\varphi_1 - \varphi) = \sin \psi \sin \omega / \sin \vartheta, \\ \cos(\varphi_1 - \varphi) = (\cos \omega - \cos \vartheta \cos \vartheta_1) / (\sin \vartheta \sin \vartheta_1). \end{cases} \quad (11)$$

Чтобы получить состояние γ -кванта после второго рассеяния, необходимо повторить процесс розыгрыша начиная с пункта 3.

Результаты расчетов

Энергетическое распределение γ -квантов, регистрируемых глубоководным сцинтилляционным детектором, вычислялось с учетом аппаратного разрешения

$$N(E) = \int_0^{E_{\max}} n(E)A(E, E')dE', \quad (12)$$

где функция аппаратного разрешения $A(E, E')$ выбиралась в виде гауссоиды с нормировкой на единицу и энергетическим разрешением 9.5% по линии цезия, а $n(E)$ — спектр, полученный методом Монте-Карло.

Исходными данными расчетов являлись плотность активности морской воды равная $0.01167 \text{ Вк}/(\text{см}^3)$ и начальная энергия γ -квантов $E = 1.46 \text{ MeV}$. Приводимые ниже результаты характеризуются трехпроцентной статистической точностью в области пика и нормированы на время измерения равное 40 min. Для первого варианта детектора радиус и высота принимались равными $R = 13 \text{ cm}$, $H = 59 \text{ cm}$ соответственно, радиус и высота сцинтиллятора равнялись $R_s = 7.5 \text{ cm}$, $H_s = 10 \text{ cm}$. На рис. 2 приведены результаты методических расчетов спектра γ -квантов в зависимости от изменения параметров ρ и δ_ϑ для первого варианта детектора. Параметр δ_ϑ (рис. 1) определяет величину угла раствора для розыгрыша первоначального значения угла ϑ . Аналогичный

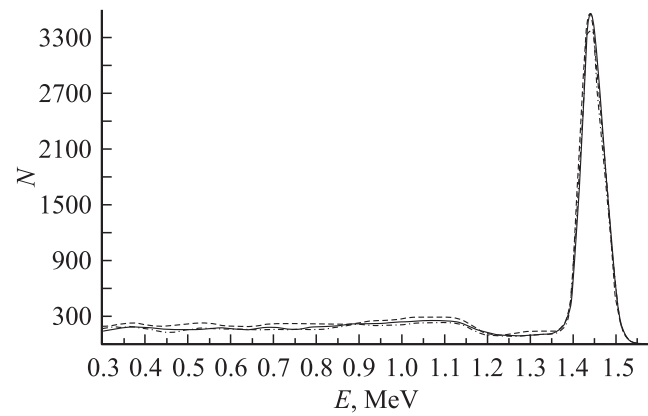


Рис. 2. Рассчитанные спектры γ -квантов, регистрируемые первым вариантом глубоководного сцинтилляционного детектора ($T = 0.6 \text{ cm}$, $\delta_\varphi = 12 \text{ cm}$), в зависимости от изменения параметров ρ и δ_ϑ . Параметры расчетов: сплошная кривая — $\rho = 60 \text{ cm}$, $\delta_\vartheta = 10 \text{ cm}$; пунктирная — $\rho = 50 \text{ cm}$, $\delta_\vartheta = 15 \text{ cm}$; штрих-пунктирная — $\rho = 50 \text{ cm}$, $\delta_\vartheta = 10 \text{ cm}$.

смысл имеет параметр δ_φ , но только для угла φ . Как видно из рис. 2, ограничения, связанные с отсутствием учета отражения γ -квантов от внутренних стенок детектора, малыми величинами параметров $\delta_\vartheta = 10 \text{ cm}$, $\delta_\varphi = 12 \text{ cm}$ и конечной величиной рассматриваемого объема воды, сказываются на спектре комптоновского рассеяния, начиная примерно с энергии 1.1 MeV. Конечно, существенный вклад в формирование низкоэнергетической части спектра вносит обратное рассеяние, связанное с учетом этих эффектов, который требует, в частности, розыгрыша начального направления полета γ -кванта во всей сфере и приводит к очень быстрому росту времени расчета при сохранении той же статистической точности. Однако для многих задач практики достаточно данных результатов. Во всех приводимых ниже расчетах

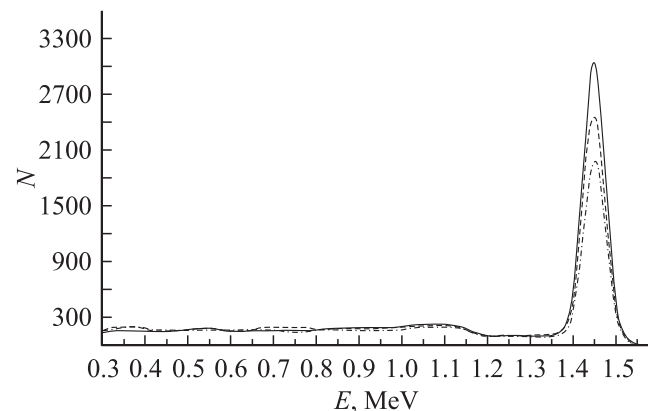


Рис. 3. Рассчитанные спектры γ -квантов, регистрируемые первым вариантом глубоководного сцинтилляционного детектора в зависимости от изменения параметра толщины T стенки детектора. Параметры расчетов: сплошная кривая — $T = 1.0 \text{ cm}$; пунктирная — $T = 2.0 \text{ cm}$; штрих-пунктирная — $T = 3.0 \text{ cm}$.

комптоновского спектра для первого варианта детектора (рис. 3) принимались следующие значения параметров: $\rho = 50$, $\delta_\vartheta = 10$, $\delta_\varphi = 12$ см. Как следует из рис. 3, величина пика заметно уменьшается с увеличением толщины T стенки детектора. Так увеличение толщины стенки с 1 до 3 см уменьшает пик более чем в полтора раза.

Для второго варианта детектора высота его принималась равной $H = 75$ см, радиус и высота сцинтиллятора равнялись $R_s = 3.5$ см, $H_s = 40$ см соответственно, при-

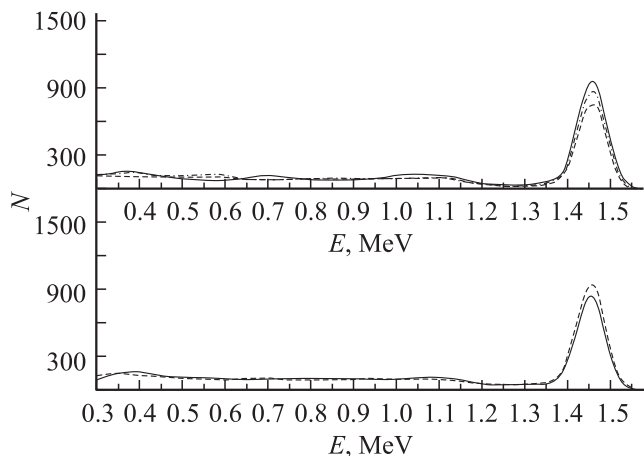


Рис. 4. Рассчитанные спектры γ -квантов, регистрируемые вторым вариантом глубоководного сцинтилляционного детектора в зависимости от изменения параметра толщины T стенки детектора. Параметры расчетов: нижняя сплошная кривая — $T = 1.2$ см; нижняя пунктирная — $T = 0.8$ см; верхняя сплошная кривая — $T = 0.6$ см; верхняя пунктирная — $T = 1.4$ см; верхняя штрих-пунктирная — $T = 1.0$ см.

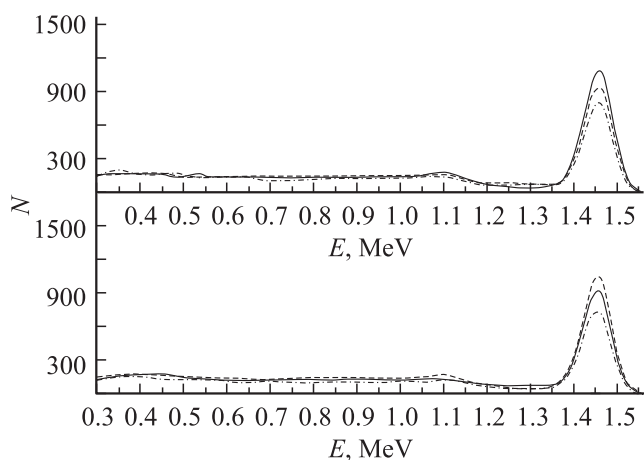


Рис. 5. Рассчитанные спектры γ -квантов, регистрируемые вторым вариантом глубоководного сцинтилляционного детектора в зависимости от изменения параметра толщины T стенки детектора. Параметры расчетов: нижняя сплошная кривая — $T = 2.4$ см; нижняя пунктирная — $T = 1.8$ см; нижняя штрих-пунктирная — $T = 3.0$ см; верхняя сплошная кривая — $T = 1.6$ см; верхняя пунктирная — $T = 2.2$ см; верхняя штрих-пунктирная — $T = 2.8$ см.

Эффективности регистрации детектора, оцененные по числу N зарегистрированных γ -квантов в пике, в зависимости от толщины стенки T для первого (2-й столбец), второго с радиусом $R = 5.0$ см (3-й столбец) и второго с радиусом $R = 6.5$ см (4-й столбец) вариантов детектора

| T (cm) | N | N | N |
|----------|------|-----|------|
| 0.6 | 3363 | 958 | — |
| 0.8 | 3174 | 909 | — |
| 1.0 | 3007 | 865 | — |
| 1.2 | 2880 | 794 | — |
| 1.4 | 2807 | 744 | — |
| 1.6 | 2715 | — | 1088 |
| 2.0 | 2415 | — | 989 |
| 2.4 | 2253 | — | 890 |
| 2.8 | 1965 | — | 813 |

чем для малых толщин $T = 0.6$ – 1.4 см стенки радиус детектора равнялся $R = 5$ см (рис. 4), для больших толщин $T = 1.6$ – 3.0 см, $R = 6.5$ см (рис. 5). Остальные параметры расчетов выбирались следующими: $\rho = 40$, $\delta_\vartheta = 40$, $\delta_\varphi = 5$ см. На рис. 4–5 приведены результаты расчетов комптоновского спектра для второго варианта детектора в зависимости от толщины стенки. Видно, что второй вариант детектора характеризуется гораздо меньшей эффективностью регистрации (см. таблицу) и не столь сильной зависимостью величины пика от толщины стенки сравнительно с первым вариантом детектора. Заметное относительное повышение низкоэнергетической части спектра (сравнительно с первым вариантом детектора) связано с гораздо большим значением телесного угла, в котором происходит розыгрыш первоначального направления движения γ -кванта, что увеличивает вклад обратного рассеяния. Представляет практический интерес заметное увеличение эффективности регистрации, особенно в области пика, при увеличении радиуса R детектора при неизменных размерах сцинтиллятора. Так, небольшое увеличение радиуса R детектора с 5 до 6.5 см увеличило эффективность регистрации примерно на 30% даже для детектора с несколько более толстой стенкой (сравни значение эффективности регистрации для $T = 1.4$ см в третьем столбце со значением эффективности регистрации для $T = 1.6$ см в четвертом столбце таблицы). Данное увеличение эффективности регистрации безусловно связано с тем, что при прочих равных условиях увеличение радиуса детектора приводит к регистрации γ -излучения с эффективно большего объема воды.

Сравнительный расчет защитных свойств материалов сталь-40 и В-95 дает для пика полного фотопоглощения (без учета аппаратного разрешения) 23270 и 30966 зарегистрированных γ -квантов соответственно. Параметры расчета: $T = 2.4$ см, остальные параметры выбраны, как у первого варианта детектора.

Гибкость созданной программы демонстрируется расчетом (рис. 6) комптоновских спектров фоновых γ -квантов, рожденных в сцинтилляторе из-за распа-

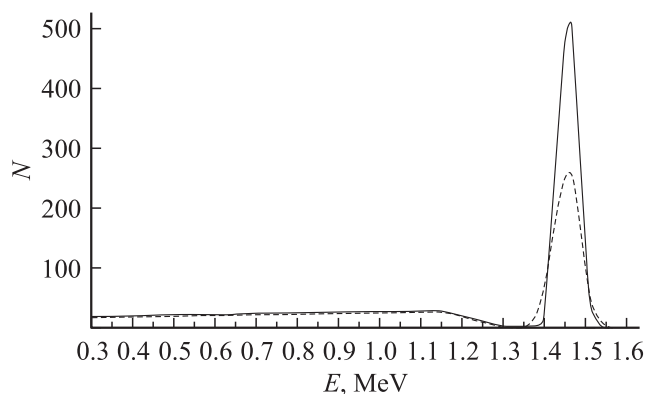


Рис. 6. Рассчитанные спектры фоновых γ -квантов, рожденных в сцинтилляторе. Сплошная кривая отвечает первому варианту сцинтиллятора, пунктирная — второму.

да ^{40}K , для двух вариантов кристаллов. Расчеты соответствуют плотности активности $0.002\ 324\ \text{Bq}/(\text{cm}^3)$ вещества сцинтиллятора.

Заключение

Для двух вариантов глубоководного сцинтилляционного детектора методом Монте-Карло решены кинетические уравнения переноса γ -излучения. Регистрируемые детекторами спектры γ -квантов вычислены с учетом функции аппаратного разрешения. Проанализированы зависимости спектров γ -излучения, регистрируемых данными детекторами, от параметров расчета и установлены приемлемые их значения для многих задач практики по эмпирическому критерию разумная точность—вычислительный ресурс. Для обоих вариантов сцинтилляционных кристаллов вычислены спектры фоновых γ -квантов, рожденных в сцинтилляторе. Установлен рецепт повышения эффективности регистрации детектора, заключающийся в увеличении радиуса детектора. Разумеется существует предел увеличения радиуса детектора, в рамках которого возможно повышение эффективности регистрации детектора.

Непосредственные расчеты показали, что первый вариант детектора примерно в три раза эффективней второго в области пика спектра регистрации γ -излучения (см. таблицу). Так как объем сцинтиллятора первого варианта детектора весьма незначительно (в 1.148 раза) превышает объем второго, а защитные свойства материала стенки первого варианта детектора выше, чем для материала стенки второго варианта детектора, то приходится заключить, что данный эффект обусловлен более удачной формой сцинтиллятора первого варианта детектора (радиус и высота сцинтиллятора имеют близкие размеры). Форма сцинтиллятора во втором варианте детектора в виде длинного тонкого цилиндра приводит к неэффективной регистрации γ -квантов, попадающих в сцинтиллятор через боковую поверхность цилиндра из-за малого пробега γ -квантов в сцинтилляторе.

Автор признателен В.Н. Сойферу за стимулирование данной работы и С.Ю. Заяц за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М.: Госатомиздат, 1963. 284 с.
- [2] Лейпунский О.И., Новожилов В.В., Сахаров В.Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М.: Физматгиз, 1960. 207 с.
- [3] Кинчаков В.С. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 9. С. 104–109.
- [4] Зигбан К. Альфа, бета и гамма-спектроскопия. М.: Атомиздат. 1968. 272 с.
- [5] Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975. 413 с.
- [6] Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 171 с.