

**ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА
ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ
 γ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОЛНЫМ ИСКРИВЛЕНИЕМ КРИСТАЛЛОВ**

**Никола Михалевич^{1,2}, Слободан Јованович²,
Александар Длабач²**

¹ Универзитет Црне Горе, Факултет за поморство, Доброта 36, Котор, Црна Гора

² Универзитет Црне Горе, Центар за Нуклеарна знања и компетеност,
Ц. Вашингтона 2, Подгорица, Црна Гора

Анотација

Метод расчета эффективности полупроводниковых детекторов γ излучения – с помощью эффективного пространственного угла в этой статье применяется на детекторе с полным искривлением кристаллов, то есть когда верхняя поверхность кристаллов имеет вид полусферы. При этом учитываются пятнистые, дисковые и цилиндрические источники γ излучения.

1. Введение

Из-за необходимости более точного расчета эффективности детекции γ -излучения полупроводниковым детектором L. Moens и др. [1] разработали полуэмпирический метод, основанный на концепции эффективного пространственного угла $\bar{\Omega}$. Суть этого метода заключается в расчете вероятности взаимодействия γ -кванта эмитированного от источника с материалом детектора. При этом в рассмотрение принимаются различные геометрии источника (пятнистые, дискоидальные, цилиндрические и др. формы), а также и γ ослабления, как в источнике, так и в поглощающих прослойках.

2010 Mathematics Subject Classification: 00A69, 93A30.

Ключевые слова: детектор, γ -излучение, вероятность, источник излучения, эффективный пространственный угол.

Чтобы γ -квант, испускаемый из источника, зарегистрировался в виде одного импульса в пике, ему необходимо проникнуть в детектор и в нем оставить всю свою энергию.

Непосредственный расчет пика эффективности (ε_p) требует очень сложных вычислений а, с другой стороны, расчет общей эффективности (ε_t) значительно легче. Таким образом, этот метод обеспечивает определение пик - эффективности путем расчета общей эффективности. Она зависит от эффективного пространственного угла ($\bar{\Omega}$) и может быть выражена следующим соотношением:

$$\varepsilon_t = \frac{\bar{\Omega}}{4\pi}$$

Пик - эффективность рассматриваем как состав следующих слагаемых:

$$\varepsilon_p = \varepsilon_p^f + \varepsilon_p^c + \varepsilon_p^p$$

где слагаемые ε_p^f , ε_p^c и ε_p^p определяют фотоэлектрический эффект, множественное Комптон-взаимодействие и эффект продукции пара соответственно. По аналогии с $\bar{\Omega}$ определяем эффективные пространственные углы $\bar{\Omega}_f$, $\bar{\Omega}_c$ и $\bar{\Omega}_p$, описывающие вероятность взаимодействия γ - фотонов с атомом детектора фотоэлектрическим, Комптоновым или производством пара эффектом. Мы можем написать соотношение, связывающее κ и ν факторы,

$$\varepsilon_p = \frac{1}{4\pi} (\bar{\Omega}_f + \bar{\Omega}_c \kappa + \bar{\Omega}_p \nu),$$

которые принимают во внимание то, что при эффекте Комптона и производстве пара не вся энергия остается в детекторе. Кроме того, можно показать, что:

$$\frac{\bar{\Omega}}{\mu_t} = \frac{\bar{\Omega}_f}{\mu_f} = \frac{\bar{\Omega}_c}{\mu_c} = \frac{\bar{\Omega}_p}{\mu_p}$$

где: μ_t - общий линейный коэффициент поглощения материала детектора для соответствующей γ - энергии (E_γ), μ_f , μ_c и μ_p -

коэффициент поглощения для фотоэлектрического, Комптоновского и эффекта производства пара. Отсюда следует, что

$$\varepsilon_p = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_f + \mu_c \kappa + \mu_p \nu}{\mu_t} \right) \bar{\Omega} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{P}{T} \bar{\Omega} \quad \text{т.е.} \quad \varepsilon_p = \frac{P}{T} \varepsilon_t,$$

где $\frac{P}{T}$ - отношение „*peak – to – total*” для детектора, без внешнего защитного слоя (Al – слой, неактивный Ge и др.). Оценка отношения $\frac{P}{T}$ требует применения сложного Монте-Карло моделирования (для вычисления κ и ν). Соотношение $\frac{P}{T}$ может быть определено экспериментально, что на практике часто делается. Это соотношение не зависит от химического состава (матрицы) и геометрии источника, а также от расстояния между источником и детектором. Оттуда следует пропорциональность ε_p и $\bar{\Omega}$, что означает что вычисление эффективности полной пик- энергии ("full-energy-peak ") при заданной энергии и геометрии для некоторой конфигурации "x" делается по формуле

$$\varepsilon_{p,x} = \varepsilon_{p,ref} \frac{\bar{\Omega}_x}{\bar{\Omega}_{ref}},$$

где индексом «*ref*» обозначается эталонная (референтная) конфигурация.

2. Эффективный пространственный угол

Эффективный пространственный угол $\bar{\Omega}$, основанный на геометрическом пространственном углу, под которым источник «видит» детектор и факторами вероятности (описано в разделе 3 настоящей работы) определяется по формуле

$$\bar{\Omega} = \int_{V_S S_D} d\bar{\Omega}, \quad \text{где} \quad d\bar{\Omega} = \frac{F_{att} F_{eff} \vec{TP} \cdot \vec{n}}{|\vec{TP}|^3} d\sigma. \quad (1)$$

Здесь \vec{TP} обозначает вектор, проходящий через точки T (источник) и P (детекторе) и представляющий собой γ - луч (точка проникновения γ - лучей в детектор), V_S обозначает объем источника, S_D поверхность детектора, \vec{n} внешний вектор, который перпендикулярен к S_D , $d\sigma$ бесконечно малая окружающая среда в S_D , а F_{att} и F_{eff} факторы вероятности.

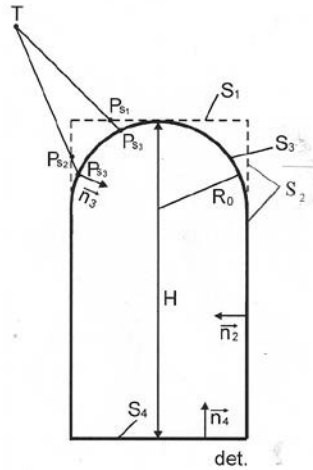


Рис. 1. Пятнистый источник и поперечное сечение кристалла детектора

Так как $S_D = S_3 + S_2 + S_4$ (рис.1.) соответственно $S_D = S_1 + S_2 + S_4$ для детектора в форме прямого ролика, то для пятнистого источника имеем

$$\begin{aligned} \bar{\Omega} = & \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0} F_{att} F_{eff} \bar{F}_1(T, P_{S_1}) R dR + R_0 \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \int_{-H}^0 F_{att} F_{eff} \bar{F}_2(T, P_{S_2}) dh + \\ & + \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0} F_{att} F_{eff} \bar{F}_4(T, P_{S_4}) R dR \end{aligned} \quad (2)$$

где $T(x_T, y_T, z_T)$. Система координат позиционирована, как показано на рис. 3 и 4. Поскольку у детектора полная криволинейная поверхность S_1 "виртуальная", а часть поверхности S_2 (на рис. 1. обозначена пунктирными линиями), то для функции \bar{F}_1 и \bar{F}_2 мы имеем

$$\bar{F}_1(T, P_{S_1}) = \begin{cases} \frac{\overrightarrow{TP_{S_3}} \cdot \vec{n}_3}{|\overrightarrow{TP_{S_3}}|^3} & , \quad z_T > 0 \wedge TP_{S_1} \cap S_3 \neq \emptyset \\ 0 & , \quad z_T > 0 \wedge TP_{S_1} \cap S_3 = \emptyset \\ 0 & , \quad z_T \leq 0 \end{cases}$$

где $P_{S_1}(R \cos \theta, R \sin \theta, 0)$, $R \in [0, R_0]$, $\theta \in [0, 2\pi]$, $P_{S_3} = TP_{S_1} \cap S_3$ и $\vec{n}_3 = \vec{n}_3(P_{S_3}) = (-x_{P_3}/R_0, -y_{P_3}/R_0, (-z_{P_3} - R_0)/R_0)$ (x_{P_3}, y_{P_3} и z_{P_3} получаемые координаты в точке P_{S_3}).

$$\bar{F}_2(T, P_{S_2}) = \begin{cases} \frac{\overrightarrow{TP_{S_2}} \cdot \vec{n}_2}{|\overrightarrow{TP_{S_2}}|^3} & , \quad x_T^2 + y_T^2 > R_0^2 \wedge h \leq -R_0 \\ \frac{\overrightarrow{TP_{S_3}} \cdot \vec{n}_3}{|\overrightarrow{TP_{S_3}}|^3} & , \quad x_T^2 + y_T^2 > R_0^2 \wedge h > -R_0 \wedge TP_{S_2} \cap S_3 \neq \emptyset \\ 0 & , \quad x_T^2 + y_T^2 > R_0^2 \wedge h > -R_0 \wedge TP_{S_2} \cap S_3 = \emptyset \\ 0 & , \quad x_T^2 + y_T^2 \leq R_0^2 \end{cases}$$

где $P_{S_2}(R_0 \cos \theta, R_0 \sin \theta, h)$, $\theta \in [\theta_0, \theta_1]$, $h \in [-H, 0]$, $\vec{n}_2 = \vec{n}_2(P_{S_2}) = (-\cos \theta, -\sin \theta, 0)$, $P_{S_3} = TP_{S_2} \cap S_3$ и $\vec{n}_3 = \vec{n}_3(P_{S_3}) = (-x_{P_3}/R_0, -y_{P_3}/R_0, (-z_{P_3} - R_0)/R_0)$.

Для функции F_4 имеем

$$\bar{F}_4(T, P_{S_4}) = \begin{cases} \frac{\overrightarrow{TP_{S_4}} \cdot \vec{n}_4}{|\overrightarrow{TP_{S_4}}|^3} & , \quad z_T < -H \\ 0 & , \quad z_T \geq -H \end{cases}$$

где $P_{S_4}(R \cos \theta, R \sin \theta, -H)$, $R \in [0, R_0]$, $\theta \in [0, 2\pi]$ и $\vec{n}_4 = (0, 0, 1)$.

Когда точечный (пятнистый) источник расположен над детектором (как на рис. 1), имеем $F_4(T, P_{S_4}) = 0$, тогда формула (2) принимает следующий вид:

$$\bar{\Omega} = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0} F_{att} F_{eff} \bar{F}_1(T, P_{S_1}) R dR + R_0 \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \int_{-H}^0 F_{att} F_{eff} \bar{F}_2(T, P_{S_2}) dh. \quad (3)$$

Координаты точки P_{S_3} получаем из пересечения прямой TP (где $P = P_{S_1}$ либо $P = P_{S_2}$), уравнение для которой имеет вид

$$\frac{x - x_T}{x_P - x_T} = \frac{y - y_T}{y_P - y_T} = \frac{z - z_T}{z_P - z_T}$$

с верхней полусферой, уравнение которой

$$x^2 + y^2 + (z + R_0)^2 = R_0^2.$$

Для углов θ_0 и θ_1 (рис. 2)

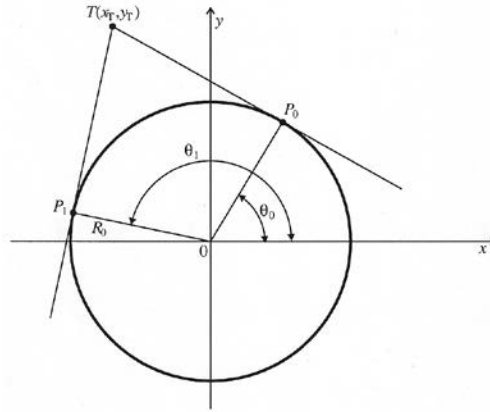


Рис. 2. Углы θ_0 и θ_1 .

имеем

$$\theta_{0,1} = \begin{cases} \arccos \hat{x}_{0,1} & , \hat{y}_{0,1} \geq 0 \\ 2\pi - \arccos \hat{x}_{0,1} & , \hat{y}_{0,1} < 0 \end{cases}$$

где

$$\hat{x}_{0,1} = \frac{R_0 |x_T| \mp y_T \sqrt{x_T^2 + y_T^2 - R_0^2}}{x_T^2 + y_T^2} \cdot \text{sgn } x_T \quad \text{и}$$

$$\hat{y}_{0,1} = \frac{R_0 y_T \pm |x_T| \cdot \sqrt{x_T^2 + y_T^2 - R_0^2}}{x_T^2 + y_T^2}.$$

Примечание. Если $x_T = 0$ (т.е. точка T принадлежит OY -оси) тогда

$$\hat{y}_0 = \hat{y}_1 = \frac{R_0^2}{y_T} \quad \text{и} \quad \hat{x}_{0,1} = \mp \frac{\sqrt{R_0^2 - \hat{y}_{0,1}^2}}{R_0}.$$

Далее, для дискового источника (рис. 3.)

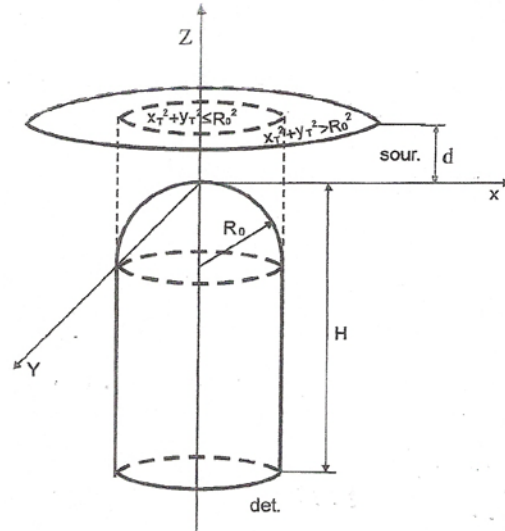


Рис. 3. Дисковый коаксиальный источник с детектором.

имеем

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{r_0^2 \pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_0} r dr \left(\int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0} F_{att} F_{eff} \bar{F}_1(T, P_{S_1}) R dR + \right. \\ \left. + R_0 \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \int_{-H}^0 F_{att} F_{eff} \bar{F}_2(T, P_{S_2}) dh \right) \quad (4)$$

где $T(r \cos \varphi, r \sin \varphi, d)$. Где d расстояние от детектора до коаксиального позиционированого дискового источника.

На конце, для цилиндрического источника γ - излучения (рис. 4)

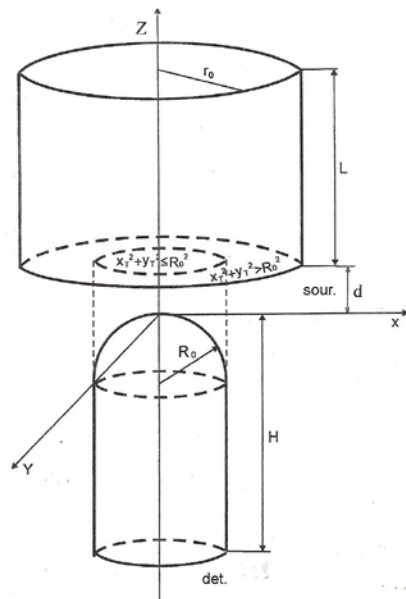


Рис. 4. Цилиндрический источник.

формула (4) становится

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{r_0^2 L \pi} \int_0^L dl \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_0} r dr \left(\int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0} F_{att} F_{eff} \bar{F}_1(T, P_{S_1}) R dR + \right. \\ \left. + R_0 \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \int_{-H}^0 F_{att} F_{eff} \bar{F}_2(T, P_{S_2}) dh \right) \quad (5)$$

где $T(r \cos \varphi, r \sin \varphi, d + l)$.

3. Факторы вероятности

Обращаем внимание, что во всех предыдущих формулах в подынтегральном выражении проявляются два фактора F_{att} и F_{eff} .

Первый из этих факторов F_{att} характеризует вероятность ослабления γ - потока при проходе через различные материалы на пути от источника к детектору (сосуд, в котором на пластиковом кронштейне размещается источник, Al - слой детектора, неактивный Ge и т.п., а также ослабление γ - потока в самом источнике). Поэтому

F_{att} имеет вид

$$F_{att} = \exp\left(-\sum_{i=1}^m \mu_i \delta_i\right),$$

где μ_i ($i = 1, m$) – совокупный линейный коэффициент поглощения, за исключением когерентных рассеяний, которые не проявляются в разложении энергии фотона в материале абсорбера (с надписью “tot, t – coh“, Storm and Israel [11]), для i -того поглотителя (абсорбера), а δ_i – длина пути γ -луча через i -й поглотитель (абсорбер). Эти длины определяются аналитически.

Вторым важным фактором F_{eff} является вероятность того, что γ -квант, проходящий через активную зону детектора, взаимодействует с веществом детектора, прежде чем покинет зону.

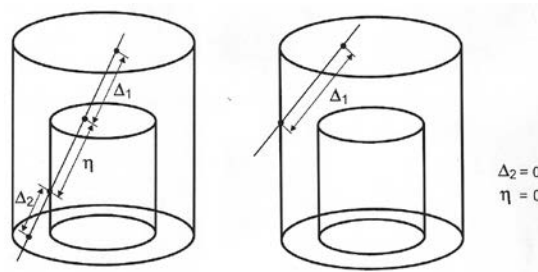


Рис. 5. Проход γ -луча через активную зону детектора и p -ядро.

Форма этого фактора имеет вид

$$F_{eff} = f_1 + f_2 \cdot f' \quad , \quad f_1 = 1 - e^{-\mu_d \Delta_1} \quad , \quad f_2 = 1 - e^{-\mu_d \Delta_2} \quad \text{и}$$

$$f' = e^{-\mu_d(\eta + \Delta_1)} \quad (\text{для Ge(Li) детектора}) \quad \text{соответственно}$$

$$f' = e^{-\mu_c \eta - \mu_d \Delta_1} \quad (\text{для HPGe детектора}),$$

где μ_d – общий (валовой) линейный коэффициент поглощения (за исключением когерентного рассеяния) материала детектора, Δ_1 , Δ_2 – длина пробега γ -лучей через активную зону детектора, вдоль прямой, определяемой вектором \overrightarrow{TP} до и после прихода на p -ядро (рис. 5), η – длина пробега γ -лучей через p -ядро (у Ge (Li) детекторах), соответственно длина пробега γ -лучей через контакт, который покрыт p -ядром (как правило, Au, у HPGe детекторах). μ_c – коэффициент поглощения контакта.

Примечание. При расчете Δ_1 , Δ_2 и η (у одиночных открытых детекторах) в целом восемь способов проникновения γ -лучей через детектор.

4. Расчет $\bar{\Omega}$ с помощью численного интегрирования

Для расчета эффективного пространственного угла разработаны соответствующие компьютерные программы (на языке Фортран и Паскаль-в) с использованием Гаусса-Лежандра квадратурной формуле:

$$\int_{-1}^1 f(x) dx = \sum_{k=1}^n A_k f(x_k)$$

где x_1, \dots, x_n - нули Лежандрового ортогонального полинома (рассчитываются с использованием собственных значений соответствующей трех-диагональной матрицы, см. [13]), A_1, \dots, A_n - Лежандровы коэффициенты и n - номер подразделения промежутка $[-1, 1]$. В общем случае имеем

$$\int_a^b f(x) dx = \frac{b-a}{2} \sum_{k=1}^n A_k f\left(\frac{x_k(b-a) + b+a}{2}\right).$$

Здесь f - функция непрерывная на конечном интервале $[a, b]$.

5. Сравнительные расчеты и графики

В работах [7] и [14] выше описанный метод был применен на детекторе с кривизной кристалла („bulletized detector“, рис. 6.).

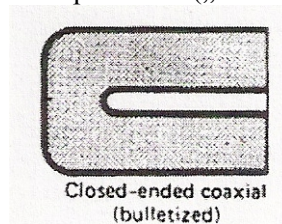


Рис. 6. Поперечное сечение кристалла детектора с кривизной.

Значение, которое здесь используется, соответствует радиусу кривизны ρ . Эта статья описывает частный случай кривизны, т.е.

случай, когда детектор полностью изогнут, то есть когда $\rho = R_0$. Кривизна кристалла детектора применяется для улучшения характеристик электрического поля в кристалле - поле таким образом становится более однородным, и, следовательно, ускоряет сбор производства носителей заряда при прохождении / взаимодействии γ - лучей. В Таблице 1 приведено отношение эффективного пространственного угла $\bar{\Omega}$, когда детектор полностью изогнут (т.е. $\rho = R_0$), и эффективного пространственного угла изогнутого детектора для случая, когда $R_0 - \rho < 1.5\% R_0$. Это относится к пятнистой, дисковой и цилиндрической формам источника. Здесь $R_0 = 2.615$, $H = 5.04$, $R_p = 0.65$ и $H_p = 3.1$ (все размеры даны в см.). R_p и H_p - радиус и высота p - ядра. Расстояние источника от детектора составляет 4.46 см. Эти значения представляют фактические размеры / характеристики геометрии детектора и мерной ? геометрии источника, которые встречаются в γ - спектрометрической практике. Результаты оказались в рамках ожиданий.

$$\bar{\Omega}_{\rho=R_0} / \bar{\Omega}_{\rho}$$

$E\gamma$	пятни- стый и. $\rho = 2.61$	дисковый и.		цилиндрический и. $L = 1.5$	
		$r_0 = 1.2$ $\rho = 2.6$	$r_0 = 6$ $\rho = 2.59$	$r_0 = 1.2$ $\rho = 2.58$	$r_0 = 6$ $\rho = 2.58$
53.15	1.00150	0.99135	0.99102	0.97943	0.98724
59.54	1.00143	0.99168	0.99121	0.98041	0.98765
81.00	1.00138	0.99222	0.99152	0.98215	0.98845
122.06	1.00128	0.99254	0.99172	0.98311	0.98895
136.48	1.00117	0.99260	0.99172	0.98325	0.98901
356.01	1.00028	0.99296	0.99095	0.98344	0.98888
511.00	1.00010	0.99301	0.99072	0.98340	0.98882
661.60	1.00001	0.99305	0.99058	0.98336	0.98877
834.81	0.99992	0.99307	0.99045	0.98333	0.98873
1173.21	0.99980	0.99309	0.99027	0.98328	0.98867
1274.54	0.99978	0.99309	0.99023	0.98326	0.98866
1332.49	0.99976	0.99310	0.99020	0.98325	0.98865

Таблица 1. Отношение эффективного пространственного угла для детектора с полным искривлением кристалла и эффективного пространственного угла, когда искривление кристалла близко к полному.

На рисунках 7, 8, 9 и 10 даны графики для кривых эффективности с полной кривизной кристалла объема 104 см^3 следующих размеров: $R_0 = 2.68$, $H = 5.8$, $R_p = 0.8$, и $H_p = 3.5$. При этом, мы у пятнистого источника варьировали расстояние от источника до

детектора, у дискового источника варьировали радиус, а у цилиндрического источника его высоту.

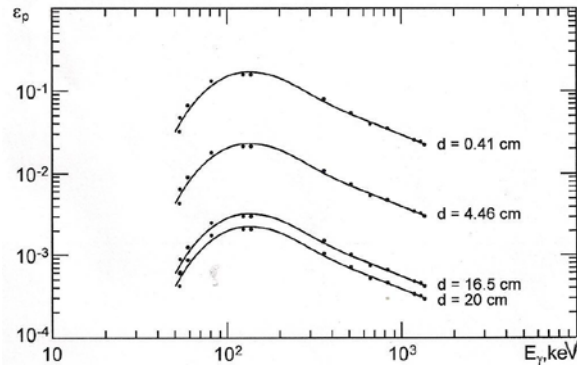


Рис. 7. Кривые эффективности детектора для пятнистого источника при различных расстояниях извор-детектор.

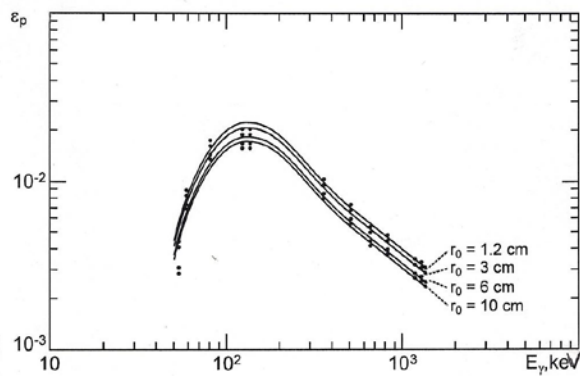


Рис. 8. Кривые эффективности детектора для дискового источника на расстоянии $d=4.46$ от детектора при различных радиусах источника.

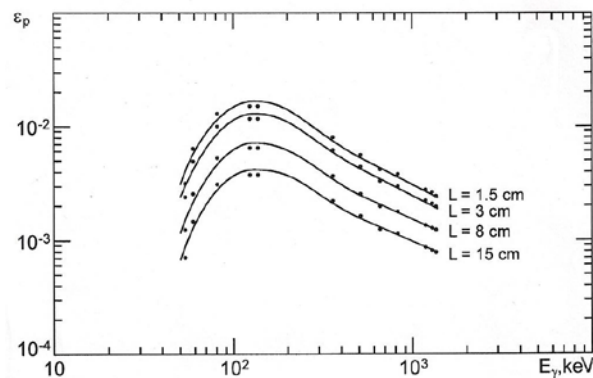


Рис. 9. Кривые эффективности детектора для цилиндрического источника с радиусом $r_0=1.2$ ($d=4.46$) при различных высотах источника.

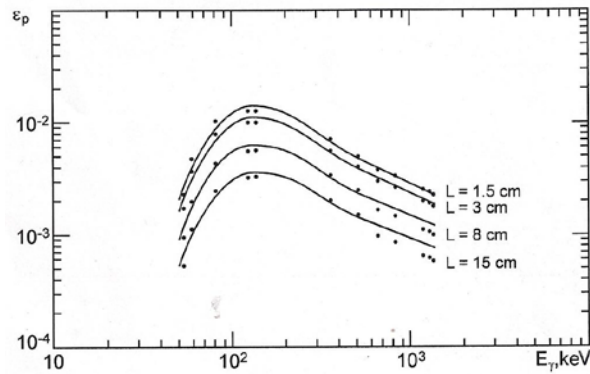


Рис. 9. Кривые эффективности детектора для цилиндрического источника с радиусом $r_0 = 6$ ($d = 4.46$) при различных высотах источника.

Гипотетические эталонные (референтные) эффективности для этих кривых даются в таблице 2:

изотоп	E_γ (keV)	$\varepsilon_p (\times 10^{-4})$
^{137}Cs	661.60	7.710 ± 0.270
^{57}Co	122.06	29.191 ± 0.846
	136.48	29.091 ± 0.844
^{54}Mn	834.81	6.826 ± 0.453
^{241}Am	59.54	12.626 ± 0.227
^{22}Na	511.00	10.456 ± 0.461
	1274.54	4.737 ± 0.209
^{60}Co	1173.21	5.001 ± 0.148
	1332.49	4.454 ± 0.132
^{133}Ba	53.15	6.350 ± 0.385
	81.00	25.213 ± 1.334
	356.01	15.075 ± 0.797

Таблица 2. Эталонные (референтные) пик – эффективности для пятнистого источника на расстоянии 16.5 см от детектора.

References

- [1] L.Moens, J. De Donder, Lin Xi-lei, F. De Corte, A. De Wispelaere, A. Simonits, J. Hoste, Calculation of the absolute peak efficiency of gamma-ray detectors for different counting geometries, Nucl. Instr. and Meth., 187 (1981) 451.
- [2] N. Mihaljević, S.Jovanović, F. De Corte, B. Smodiš, R. Jaćimović, G. Medin, A.De Wispelaere, P. Vukotić, P. Stegnar, „EXTSANGLE“ - an extension of the efficiency conversion Program „SOLANG“ to sources with a diameter larger than of the Ge detector, J. Radioanal. Nucl. Chem., 169 (1993) 209.
- [3] S. Jovanović, A. Dlabач, N. Mihaljević, P. Vukotić, „ANGLE“ - a PC-code for semiconductor detector efficiency calculations, J. Radioanal. Nucl. Chem., 218, No. 1 (1997) 13.

- [4] P. Vukotić, N. Mihaljević, S. Jovanović, S. Dapčević, F. Boreli, On the applicability of the effective solid angle concept in activity determination of large cylindrical sources, *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 218, No I (1997) 21.
- [5] K. Debertin, R.G. Helmer, *Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*, Elsevier Sci. Publ. B.V., Amsterdam (1998).
- [6] T. Vidmar, J. Gasparro, Crystal rounding and the efficiency transfer method in gamma-ray spectrometry, *Applied Radiation and Isotopes* (2009); 67(11):2057-61
- [7] N. Mihaljević, A. Dlabac, S. Jovanović, Accounting for detector crystal edge rounding in gamma-efficiency calculations – theoretical elaboration and application in ANGLE software, *Nuclear Technology & Radiation Protection* (2012) Vol. 27, No.1, 1.
- [8] S. Roth, Bestimmung von aktivierungsquerschnitten und k_0 -faktoren kurzlebiger radionuklide, Dissertation, Eing. an der Techn. Universit., Wien (1990).
- [9] N. Mihaljević, S. Jovanović, F. De Corte, P. Vukotić, J. Faltejsek, J. Kučera, D. Piccot, A. De Wispelaere, Calculation of full energy peak detection efficiencies of semiconductor detectors for some interesting counting geometries, *Proc. of the Intern. k_0 Users Workshop*, Gent, (Sept.-Okt. 1992), Astene, Belgium, 53.
- [10] S. Jovanović, N. Mihaljević, F. De Corte, L. Van Craeynest, J. Faltejsek, P. Vukotić, S. Dapčević, J. Kučera, A. De Wispelaere, F. Carrot, C. Dardenne-Deschamps, N. Deschamps, Experimental test of MARSANGLE, a computer code to calculate detection efficiencies of Ge-detectors for Marinelly sources, *Proc. of the Intern. k_0 Users Workshop*, Gent, (Sept.-Okt. 1992), Astene, Belgium, 59.
- [11] E. Storm, H.I. Israel, Photon Cross Section from 0.0001 to 100 MeV for Element 1 through 100, Rept. LA-3753 of the Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California (Nov. 1967).
- [12] K.R. Jackman, KMESS: An Open Sources Software Package Using a Semi-empirical Mesh-Grid Method for the Modeling of Germanium Detector Efficiencies, Dissertation, The Univer. of Texas, at Austin (Aug. 2007).
- [13] Г. Миловановић, Нумеричка анализа, Научна књига, Београд (1988).
- [14] S. Jovanović, A. Dlabac, N. Mihaljević, New version of the computer code for semiconductor detector gamma – efficiency calculations, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 622, (2010) 385.
- [15] Н. Михалевић, П. Вукотић, С. Јовановић, С. Дапчевић, Полумпиријски модел за одређивање ефикасности детекције гама-зрачења цилиндричних извора некоаксијалних са кристалом полупроводничког детектора, Зборник радова IX Конгреса физичара Југославије, Петровац на мору, (Мај. 1995), 533.
- [16] T. Vidmar, N. Ćelik, N. Cornejo Díaz, A. Dlabac, I.O.B. Ewa, J.A. Carrazana Gonzáles, M.Hult, S. Jovanović, M.-C. Lépy, N. Mihaljević, O. Sima, F. Tzika, M. Jurado Vargas, T. Vasilopoulou, G. Vidmar, Testing efficiency transfer codes for equivalence, *Applied Radiation and Isotopes*, 68 (2010) 355.
- [17] S. Jovanović, A. Dlabac, N. Mihaljević, P. Vukotić, A semiempirical method and corresponding PC-code for semiconductor detector efficiency calculations, *Proc. Of the Yug. Nucl. Soc. Conf. (YUNSC '96)*, Belgrade (Okt. 1996) 323.
- [18] S. Jovanović, A. Dlabac, N. Mihaljević, P. Vukotić, O jednoj semiempirijskoj metodi i PC-programu za proračun efikasnosti poluprovodničkih detektora gama – zračenja, *Zborn. Radova XIX Jug. simp. zašt. od zračenja*, Golubac (Jun 1997) 127.
- [19] S. Dapčević, P. Vukotić, A. Dlabac, N. Mihaljević, S. Jovanović, Određivanje optimalnog odnosa radijusa i visine krupnih cilindričnih izvora γ - zračenja, *Zborn. Radova XIX Jug. simp. zašt. od zračenja*, Golubac (Jun 1997) 145.

Received February 10, 2013