

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2011–15  
ОРИ

Е.Н. Савицкая, Ю.В. Белецкая, Г.И. Крупный,  
Я.Н. Расцветалов, А.В. Санников

**Эффективность регистрации фотонов  
германиевым полупроводниковым  
спектрометром**

Направлено в *ПТЭ*

Протвино 2011

**Аннотация**

Савицкая Е.Н. и др. Эффективность регистрации фотонов германиевым полупроводниковым спектрометром: Препринт ИФВЭ 2011–15. – Протвино, 2011. – 15 с., 6 рис., 4 табл., библиогр.: 12.

На основе сравнения расчетных и экспериментальных значений эффективности регистрации фотонов гамма-спектрометром с детектором из особо чистого германия построена математическая модель детектора. Разработана методика и программа расчета поправки на совпадения при измерениях малых активностей радионуклидов со сложными схемами распада. Данная работа позволяет рассчитать эффективность регистрации фотонов в тех случаях, когда рабочие эталоны для рассматриваемых условий измерения отсутствуют, и учесть поправку экспериментальных данных на каскадное суммирование.

**Abstract**

Savitskaya E.N. et al. Photon Registration Efficiency of Germanium Semiconductor Spectrometer: IHEP Preprint 2011–15. – Protvino, 2011. – p. 15, figs. 6, tables 4, refs. : 12.

A mathematical model of the gamma-spectrometer based on high purity germanium detector has been constrained using comparison of calculated and experimental values of photon registration efficiency. The method and calculational program for accounting of the coincidence correction in low activity measurements for radionuclides with complex decay schemes have been created. Present work allows to calculate photon registration efficiency in those cases when working standards for considered cases are absent and to take into account the cascade summing correction of experimental data.

## Введение

Метод гамма-спектрометрии на основе полупроводниковых детекторов широко используется в активационном анализе. Достоинством метода является высокое энергетическое разрешение, позволяющее измерять активность отдельных радионуклидов в источнике при наличии большого фона сопутствующих излучателей. В ИФВЭ для активационного анализа в прикладных и физических исследованиях используется полупроводниковый гамма-спектрометр с блоком детектирования БДЕГ-30.185 [1] производства ИФТП (Дубна) на основе детектора из особо чистого германия.

Одной из проблем гамма-спектрометрии является измерение малых активностей, при котором исследуемый образец находится на небольшом расстоянии от детектора. В этом случае применяются объемные пробы различных геометрических форм, размещаемые на верхнем торце корпуса детектора. Ограниченный набор рабочих эталонов, используемых для определения эффективности регистрации фотонов, не всегда позволяет воспроизвести условия измерений с точки зрения геометрии, плотности и химического состава исследуемой пробы.

В таких случаях применяются расчетные методы определения эффективности регистрации фотонов [2], позволяющие также учесть эффекты каскадного суммирования [3] для сложных схем распада радионуклидов. В связи с необходимостью измерения малых активностей в задачах радиационного мониторинга окружающей среды и физических исследований на ускорителях ИФВЭ был разработан программный

комплекс для расчета эффективности регистрации фотонов в произвольной геометрии источника и поправки экспериментальных данных на совпадения при каскадном суммировании.

### **Эффективность регистрации фотонов, испускаемых точечными источниками**

Геометрия детектирующего блока гамма-спектрометра в соответствии со спецификацией [1] схематически показана на рис. 1. Германиевый детектор представляет собой цилиндр размерами  $\text{Ø}58 \times 54$  мм с коаксиальным отверстием для охлаждающего медного стержня, нижний конец которого погружен в сосуд Дьюара с жидким азотом. Детектор размещается в корпусе из дюралюминия. Расчеты проводились для более подробной геометрии в соответствии со сборочным чертежом детектора, второстепенные детали которого на рис. 1 не приведены. Для снижения фона вся конструкция находится в стальном защитном домике.



Рис. 1. Схематическое изображение конструкции германиевого полупроводникового детектора.

Измерения с точечными источниками проводятся обычно при их размещении на оси детектора на различных расстояниях от крышки корпуса в зависимости от активности источника. Для градуировки спектрометра по энергии и определения эффективности  $\varepsilon$  регистрации фотонов в данной геометрии применяют образцовые спектрометрические источники гамма-излучения (ОСГИ). Значения эффективности рассчитывают по формуле

$$\varepsilon = \frac{N}{Ap}, \quad (1)$$

где  $N$  – скорость счета в пике полного поглощения данной энергии,  $A$  – активность источника,  $p$  – выход фотонов данной энергии на один распад нуклида.

Экспериментальные значения эффективности регистрации фотонов при расположении источников на расстояниях 25 и 10 см от крышки корпуса представлены на рис. 2. Методика проведения измерений и программа обработки аппаратурных спектров описаны в работе [4]. Расстояние 25 см является стандартным при условии достаточной активности источника, так как систематические погрешности вследствие случайных совпадений и эффектов каскадного суммирования в этом случае пренебрежимо малы. В нашем случае основным рабочим диапазоном спектрометра является область энергий выше 100 кэВ, при более низких энергиях эффективность регистрации фотонов резко падает.

Расчеты эффективности регистрации фотонов проводились по программе FANEUT [5]. Различают два типа эффективностей. Пиковая эффективность, или ниже по тексту эффективность  $\varepsilon$ , соответствует вероятности полного поглощения энергии фотона в чувствительном объеме детектора. Полная эффективность  $\varepsilon^{tot}$ , используемая в расчетах поправок на совпадения при каскадном суммировании, рассчитывалась как вероятность взаимодействия первичного или вторичных фотонов в чувствительном объеме детектора независимо от величины энергосвободения. Перенос энергии вторичными электронами в расчетах не учитывался, так как этот эффект для детектора больших размеров пренебрежимо мал в рассматриваемом диапазоне энергий. Статистические погрешности расчета во всех случаях составляли менее 0,5%.

Основной проблемой таких расчетов, как показывает анализ литературных данных, является корректное описание геометрических и физических характеристик

детектора. В первую очередь это относится к таким параметрам детектора, как толщина стенок корпуса и расстояние от них до поверхности детектора, плотность германия и толщина «мертвого» слоя. Последний определяется проводящим поверхностным слоем германия, образованным диффузией ионов лития. Толщина «мертвого» слоя обычно не контролируется производителем, как указано в ряде работ, и имеет тенденцию увеличиваться со временем, поэтому являлась свободным параметром в оптимизационных расчетах эффективности.

Наилучшее согласие с экспериментом было получено при толщине «мертвого» слоя  $d_m = 1,5$  мм для заданной плотности германия  $5,4$  г/см<sup>3</sup>. Остальные размеры приняты в соответствии с данными рис. 1. Результаты расчета, показанные на рис. 2, хорошо согласуются с экспериментальными данными в широком диапазоне энергий от 80 кэВ до 2 МэВ. На этом рисунке приведены также расчетные кривые для  $d_m = 1$  и 2 мм, иллюстрирующие большую зависимость результатов расчета от толщины «мертвого» слоя, которая является одной из важных характеристик детектора из-за большой плотности германия.

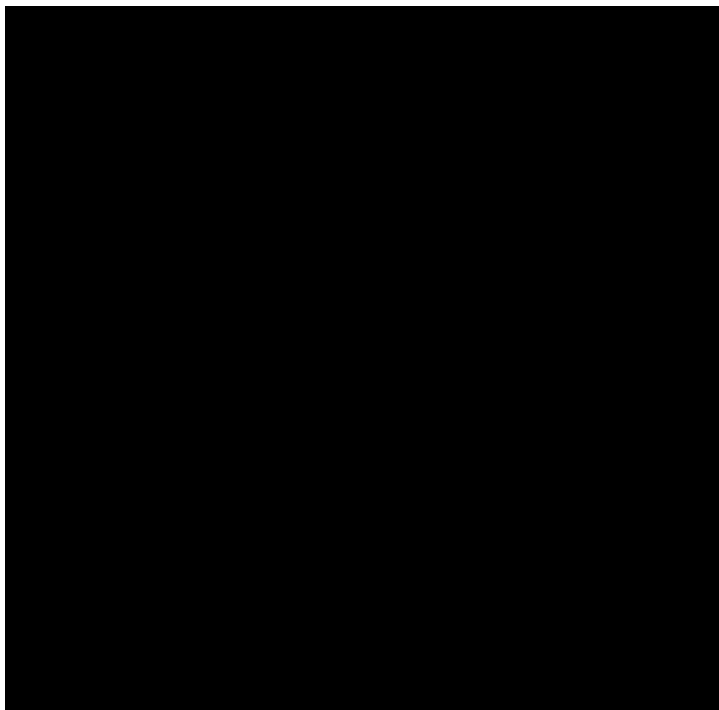


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных эффективностей регистрации фотонов точечных источников набора ОСГИ при размещении их на оси детектора на расстояниях 25 и 10 см от поверхности корпуса. Сплошные кривые:  $d_m = 1,5$  мм. Штриховые кривые: 1 –  $d_m = 1$  мм, 2 –  $d_m = 2$  мм.

В некоторых работах (например, [6, 7]) исследовалось изменение толщины «мертвого» слоя по поверхности детектора с помощью коллимированных пучков фотонов и обнаружена большая неравномерность толщины  $d_m$ . Для проверки этого эффекта нами были проведены измерения скорости счета фотонов с энергией 478 кэВ (радионуклид  ${}^7\text{Be}$ ) от алюминиевой фольги, размещавшейся в различных точках на крышке и боковой поверхности корпуса детектора. Алюминиевая фольга была активирована в вакуумной камере протонного синхротрона ИФВЭ в одном из его сеансов работы. Выбор  ${}^7\text{Be}$  из других радионуклидов обусловлен простой схемой распада и отсутствием эффектов каскадного суммирования. Результаты в относительных единицах, усредненные по углам и нормированные на скорость счета от источника над центром крышки корпуса, представлены на рис. 3 в зависимости от радиуса  $r$  на крышке и расстояния  $z$  от крышки корпуса по его боковой поверхности.

Расчетные данные, приведенные на том же рисунке, согласуются с результатами измерений в пределах погрешностей, за исключением точек в нижней части детектора ( $z = 4\div 6$  см). Было сделано предположение, что реальная высота детектора несколько меньше ее паспортного значения [1]. Лучшее согласие с экспериментом получено при уменьшении высоты на 3 мм (рис. 3). Таким образом, в дальнейших расчетах приняты



размеры германиевого детектора  $\text{Ø}58 \times 51$  мм и постоянная толщина мертвого слоя 1,5 мм как для верхней, так и для боковой поверхностей.

Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных скоростей счета в относительных единицах от источника фотонов с энергией 478 кэВ в зависимости от положения на корпусе детектора. Штриховые кривые рассчитаны при высоте детектора 54 мм, сплошные – 51 мм.

## Поправка экспериментальных данных на совпадения при каскадном суммировании

Снятие возбуждения активированных ядер носит обычно каскадный характер, т.е. переход в основное состояние происходит путем последовательного испускания нескольких фотонов и/или электронов с образованием короткоживущих промежуточных возбужденных состояний ядра. При измерениях активностей образцов на малых расстояниях от детектора и высокой чувствительности детектора возможна одновременная регистрация двух и более частиц одного каскада, приводящая к систематическим погрешностям. При этом случайные совпадения в данной работе не рассматриваются.

Суммирование энергии  $E_i$  регистрируемого  $\gamma$ -кванта с энерговыделением в детекторе от фотонов той же цепочки снятия возбуждения ядра приводит к выбыванию этого события из пика полного поглощения  $E_i$  в спектре и занижению показаний детектора. Напротив, если суммарная энергия одновременно зарегистрированных событий близка к энергии  $E_i$ , происходит увеличение счета детектора в пике. Таким образом, выражение для наблюдаемой скорости счета в пике полного поглощения  $E_i$  имеет вид:

$$N_i^{\text{exp}} = N_i - N_i^- + N_i^+, \quad (2)$$

где  $N_i = A p_i \varepsilon_i$  соответствует истинной скорости счета (см. формулу 1). Для учета эффектов суммирования вводится поправочный коэффициент  $C_i$  на который нужно умножить экспериментальное значение скорости счета:

$$C_i = N_i / N_i^{\text{exp}}. \quad (3)$$

Слагаемое  $N_i^-$  рассчитывается как усредненная по всем возможным цепочкам распада, содержащим  $i$ -й  $\gamma$ -квант, вероятность выбывания события из пика  $E_i$  с учетом вклада каждой цепочки  $r_k$ :

$$N_i^- = A \varepsilon_i \sum r_k w_k. \quad (4)$$

Здесь  $w_k$  – вероятность выбывания события из пика в цепочке  $k$ , равная сумме полных эффективностей регистрации всех фотонов цепочки, кроме  $i$ -го:

$$w_k = \min(1, \sum_{j \neq i} \varepsilon_j^{\text{tot}}). \quad (5)$$



Вклад  $r_k$  определяется произведением вероятности заселения начального уровня возбуждения данной цепочки на вероятности переходов для каждого промежуточного уровня цепочки. Выход  $i$ -го  $\gamma$ -кванта равен сумме  $r_k$  по всем цепочкам распада, содержащим  $i$ -й фотон:  $p_i = \sum r_k$ . Отсюда получаем выражение для расчета поправки на совпадения в случае  $N_i^+ = 0$ :

$$N_i^{\text{exp}} = N_i \left( 1 - \sum r_k w_k / p_i \right). \quad (6)$$

Если кроме прямого перехода  $m \rightarrow n$  с энергией  $E_i$  схема распада разрешает также переходы с уровня  $m$  на уровень  $n$  через промежуточные уровни, то становится возможной одновременная регистрация детектором суммы энергий последовательно испущенных ядром фотонов, что приводит к увеличению счета в пике с энергией  $E_i$ . Вероятность таких событий относительно регистрации  $\gamma$ -кванта прямого перехода пропорциональна произведению эффективностей регистрации  $\varepsilon_j$  всех промежуточных фотонов между уровнями  $m$  и  $n$  и вероятностей промежуточных переходов путем испускания фотонов  $x_j$ :  $N_i^+ \sim \prod x_j \varepsilon_j / x_i \varepsilon_i$ .

За счет дополнительного совпадения этих событий с регистрацией фотонов, соответствующих переходам выше уровня  $m$  и ниже уровня  $n$ , будет наблюдаться их частичное выбывание из пика с энергией  $E_i$  с той же вероятностью, что и для фотона прямого перехода  $m \rightarrow n$ :

$$N_i^+ = N_i \left( 1 - \sum r_k w_k / p_i \right) \prod x_j \varepsilon_j / x_i \varepsilon_i. \quad (7)$$

В результате полная поправка на совпадения за счет каскадного суммирования равна:

$$C_i = \left( 1 - \sum r_k w_k / p_i \right)^{-1} \left( 1 + \prod x_j \varepsilon_j / x_i \varepsilon_i \right)^{-1}. \quad (8)$$

Если существует несколько вариантов переходов через промежуточные уровни, то произведения в правых скобках суммируются по всем возможным вариантам. При  $\beta^+$ -распаде радионуклидов учитываются также совпадения с аннигиляционными  $\gamma$ -квантами по методике [8], включающей этот источник фотонов в схему распада путем добавления фиктивного уровня. Еще одним важным моментом является наличие долгоживущих уровней в цепочке. Рассматриваемая цепочка обрывается, если время жизни долгоживущего состояния превышает разрешающее время спектрометра.

Описанная выше схема определения поправочных коэффициентов была реализована в программе расчета методом Монте-Карло GECOIN, естественным образом моделирующей все цепочки распада  $r_k$  и цепочки непрямых переходов  $m \rightarrow n$ . Исходные данные по схемам распада изотопов, структуре уровней, вероятностям межуровневых переходов и коэффициентам внутренней конверсии содержатся в базах оцененных данных Nudat2 и ENSDF на сайте [9]. В программе используются расчетные энергетические зависимости пиковых и полных эффективностей регистрации для нашего детектора. В расчетах поправок на совпадения не учитываются электроны, тормозные и рентгеновские фотоны, так как их вклад пренебрежимо мал из-за больших толщин «мертвого слоя» и стенки корпуса детектора.

Влияние эффектов каскадного суммирования для рассматриваемого спектрометра иллюстрируется на примере регистрации фотонов с энергией 1275 кэВ ( $^{22}\text{Na}$ ), испускаемых той же алюминиевой фольгой, описанной выше и размещавшейся в различных точках на корпусе детектора. В табл. 1 представлены расчетные значения отношения  $N(r,z)/N(0,0)$  и экспериментальные результаты сканирования поверхности корпуса детектора без учета и с учетом поправки на совпадения за счет каскадного суммирования. Величина поправки достигает коэффициента 1,48 в максимуме (источник над центром крышки корпуса) и снижается с уменьшением эффективности регистрации. С учетом этой поправки достигается хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных (нижняя строка).

На рис. 4 показаны результаты расчета и эксперимента для эффективности регистрации фотонов точечных источников, размещенных на оси детектора на высоте 0 и 2 см от его корпуса. Экспериментальные данные приведены без учета и с учетом поправки на совпадения. Видно, что в этом случае учет каскадного суммирования также заметно улучшает согласие экспериментальных результатов с расчетом. Исключение составляет результат измерений при энергии 255 кэВ ( $^{113}\text{Sn}$ ), который содержит, по-видимому, систематическую погрешность.

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные значения скорости счета фотонов с энергией 1275 кэВ ( $^{22}\text{Na}$ ) в зависимости от радиуса  $r$  для верхней поверхности и расстояния от крышки корпуса  $z$  для боковой поверхности, нормированные на скорость счета от источника над центром крышки корпуса,  $N(r,z)/N(0,0)$

	$r$ (см) при $z = 0$ см				$z$ (см) при $r = 4$ см					
	0	1	2,1	3,2	1	2	3	4	5	6
Расчет	1	0,937	0,740	0,481	0,491	0,644	0,715	0,715	0,632	0,462
Эксперимент	1	0,975	0,820	0,595	0,640	0,780	0,830	0,815	0,705	0,565
<b>Расчет/Эксп.</b>	<b>1</b>	<b>0,96</b>	<b>0,90</b>	<b>0,81</b>	<b>0,77</b>	<b>0,83</b>	<b>0,86</b>	<b>0,88</b>	<b>0,90</b>	<b>0,82</b>
Поправка на совпадения, $C$	1,482	1,443	1,322	1,189	1,189	1,268	1,307	1,309	1,267	1,183
Эксперимент с поправкой на совпадения	1	0,949	0,731	0,477	0,514	0,667	0,732	0,720	0,603	0,451
<b>Расчет/Эксп.</b>	<b>1,00</b>	<b>0,99</b>	<b>1,01</b>	<b>1,01</b>	<b>0,96</b>	<b>0,97</b>	<b>0,98</b>	<b>0,99</b>	<b>1,05</b>	<b>1,02</b>

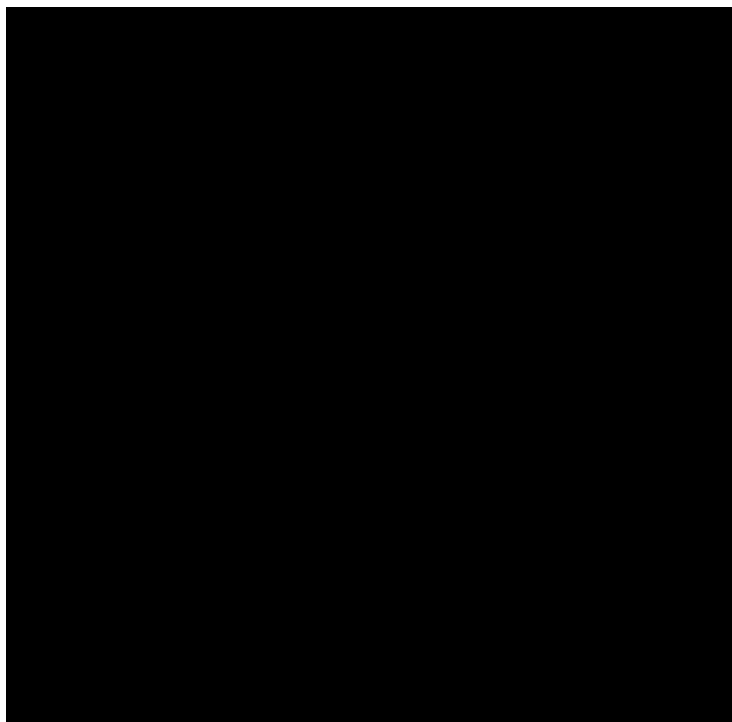


Рис. 4. Сравнение расчетных и экспериментальных эффективностей регистрации фотонов точечных источников набора ОСГИ при размещении их на оси детектора на расстояниях 0 и 2 см от его корпуса. Светлые и черные точки – соответственно экспериментальные данные без учета и с учетом поправки на совпадения.

## **Эффективность регистрации и поправка на совпадения для объемных источников**

Процедура расчета в данном случае заметно усложняется. Чтобы получить средние эффективности регистрации и поправочные коэффициенты для объемных источников, сначала рассчитываются энергетические зависимости пиковых и  $\varepsilon(E, \vec{r})$  полных  $\varepsilon^{tot}(E, \vec{r})$  эффективностей регистрации с учетом самопоглощения для набора точек, распределенных по объему источника. Вследствие цилиндрической симметрии задачи пространственная сетка представлена двумя координатами: радиусом  $r$  и вертикальной осью  $z$ . Эффективность регистрации фотонов с энергией  $E_i$  определяется выражением

$$\varepsilon(E_i) = \frac{1}{V} \int \varepsilon(E_i, r, z) dV. \quad (9)$$

В каждой из точек заданной пространственной сетки по программе GECOIN определяется также поправочный коэффициент  $C(E_i, r, z)$ . Средний поправочный коэффициент для объемного источника получаем усреднением по всему объему с учетом вклада в эффективность регистрации каждого элемента объема источника:

$$C(E_i) = \int \varepsilon(E_i, r, z) dV / \int \frac{\varepsilon(E_i, r, z)}{C(E_i, r, z)} dV. \quad (10)$$

Интегралы в формулах (9, 10) берутся численно с использованием стандартной фортрановской программы.

Описанная методика применена в расчетах энергетических зависимостей эффективностей регистрации и поправок на совпадения для набора  $\gamma$ -излучателей в образцовых пробах трех плотностей в сосудах Маринелли объемом 1 л. Использовались образцовые пробы ОИСН – твердотельные, с известным содержанием природных радионуклидов, пропитанные солевыми растворами  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$  известной активности. Состав проб приведен в табл. 2. Сведения по химическому составу цемента у нас отсутствовали, поэтому взяты справочные данные для обычного портландцемента: 67%  $\text{CaO}$ , 22%  $\text{SiO}_2$ , 5%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , 3%  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , 1,8%  $\text{MgO}$ , 1,2%  $\text{SO}_3$ . Для древесных опилок использовалась химическая формула целлюлозы:  $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$ .

Таблица 2. Состав образцовых проб в сосудах Маринелли объемом 1 л

Плотность, г/см <sup>3</sup>	Вес, г				
	KCl	Цемент	Опилки	Fe	H <sub>2</sub> O
0,7	100	180	140	-	290
1,7	100	1140	90	-	390
2,27	100	1000	-	780	380

Экспериментальные данные и результаты расчета представлены на рис. 5. Погрешности экспериментальных данных составляли 5-9%. С увеличением плотности образцов эффективность падает, что связано с поглощением фотонов в веществе проб. Введение поправки на совпадения во всех случаях улучшает согласие расчетных и экспериментальных данных, которое можно считать неплохим с учетом неопределенностей в химическом составе вещества.

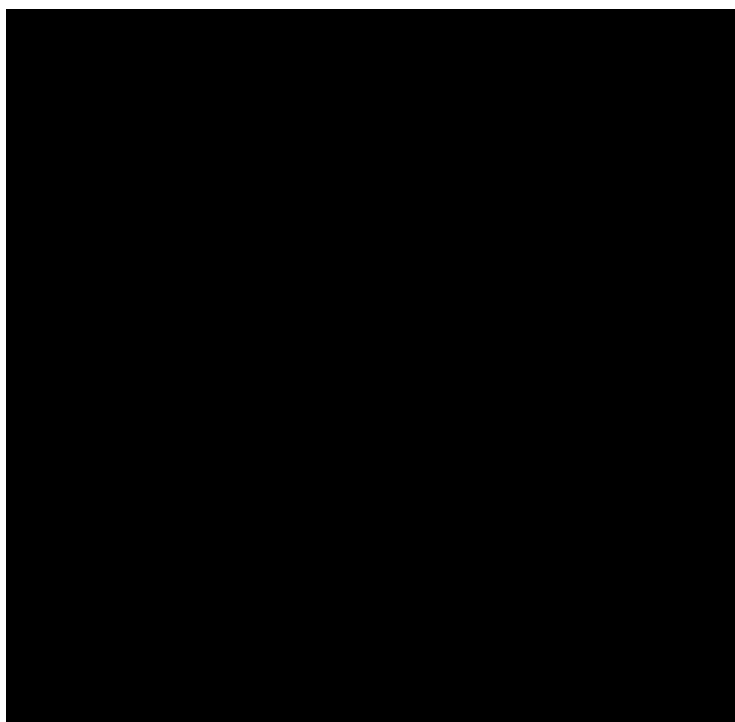


Рис. 5. Сравнение расчетных и экспериментальных эффективностей регистрации фотонов из образцовых проб трех плотностей в сосудах Маринелли. Данные для плотностей 1,7 и 0,7 г/см<sup>3</sup> умножены на 2 и 4 соответственно. Светлые и черные точки – экспериментальные данные соответственно без учета и с учетом поправки на совпадения.

Аналогичным образом выполнено сравнение для твердотельных образцов природных радионуклидов (ГСО-ЕРЭ), изготовленных в геометрии Петри. Использовались образцы ГСО-ЕРЭ с <sup>40</sup>K ( $\rho = 1,48$  г/см<sup>3</sup>), <sup>226</sup>Ra ( $\rho = 1,53$  г/см<sup>3</sup>) и <sup>232</sup>Th ( $\rho = 1,53$  г/см<sup>3</sup>) размерами Ø98x34 мм. В первом случае в расчетах принят в качестве наполнителя гидрид калия КН, в других случаях – песок SiO<sub>2</sub>. Результаты расчета, а также

экспериментальные данные без учета и с учетом поправки на совпадения показаны на рис. 6 для всех трех образцов. С учетом погрешностей результатов измерений, составлявших от 5 до 12%, согласие расчета и эксперимента можно признать хорошим.



Рис. 6. Расчетные и экспериментальные эффективности регистрации фотонов из образцовых проб природных радионуклидов в геометрии Петри. Светлые и черные точки – экспериментальные данные соответственно без учета и с учетом поправки на совпадения.

Проведены также расчеты эффективности регистрации фотонов  $^{137}\text{Cs}$  известной активности в водном растворе объемом 1 л в сосуде Маринелли. Отношение расчетного значения к экспериментальному составило 0,93. Причина этого расхождения связана, по-видимому, с неточным разбавлением образцового раствора (ОРР) до заданной концентрации в объеме 1 л. Погрешность удельной активности самого ОРР составляет 3%.

В работе [10] изучалась активация аргона в сосуде Маринелли объемом 1 л пучком протонов с энергией 50 ГэВ. Работа выполнялась в рамках программы исследования характеристик жидкоаргоновых калориметров установки АТЛАС (LHC, CERN). Экспериментальная эффективность регистрации фотонов в данной геометрии определялась экстраполяцией данных без учета совпадений, приведенных на рис. 5, к нулевой плотности. В табл. 3 представлены результаты расчета эффективностей и поправок на совпадения в сравнении с экспериментальными эффективностями. Результаты

экстраполяции в среднем на 5% ниже расчетных данных, при учете совпадений занижение составляет лишь 2%.

Таблица 3. Эффективность регистрации фотонов, испускаемых активированным аргоном в сосуде Маринелли

Изотоп	$E$ , кэВ	$\varepsilon_{cal}$	$\varepsilon_{exp}$	$\varepsilon_{cal} / \varepsilon_{exp}$	$C$	$\varepsilon_{cal} / (C\varepsilon_{exp})$
S-38	1942	$3,798 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$	1,03	1	1,03
Cl-38	1642	$4,405 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	1,05	1,037	1,01
	2168	$3,470 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	1,08	1,029	1,05
Cl-39	250	$2,087 \cdot 10^{-2}$			1,044	
	1267	$5,416 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	1,04	1,050	0,99
	1517	$4,701 \cdot 10^{-3}$			0,974	
Na-24	1369	$5,122 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	1,02	1,035	0,99
	2754	$2,764 \cdot 10^{-3}$			1,041	
Mg-28	401	$1,392 \cdot 10^{-2}$			1,046	
	941	$6,865 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	1,07	1,052	1,02
	1342	$5,191 \cdot 10^{-3}$			0,985	
Ar-41	1294	$5,332 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	1,05	1	1,05

В табл. 4 приведены расчетные значения эффективности регистрации аннигиляционных  $\gamma$ -квантов с энергией 511 кэВ от  $\beta^+$ -распада ядер  $^{11}\text{C}$ , образующихся на углероде в реакции  $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$ . Рассмотрена геометрия полиэтиленового сосуда Маринелли объемом 1 л, заполненного графитом плотностью  $1,7 \text{ г/см}^3$ . Реакция  $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$  с порогом 20 МэВ широко используется в экспериментальных исследованиях за защитой протонного синхротрона ИФВЭ, в частности для измерения высокоэнергетических нейтронных спектров [11]. Выполненные расчеты эффективности регистрации фотонов позволят повысить точность измерений с помощью углеродного детектора в геометрии сосуда Маринелли.

В работе [12] были рассчитаны энергетические зависимости сечений образования нуклидов от  $^{207}\text{Bi}$  до  $^{202}\text{Bi}$  при облучении висмута нейтронами и показана перспективность его применения в качестве активационного детектора для измерения высокоэнергетических спектров нейтронов. Получены первые экспериментальные данные

по активации “толстой” висмутовой мишени за защитой протонного синхротрона ИФВЭ. Эти результаты предполагается использовать при восстановлении высокоэнергетических нейтронных спектров после расчета эффективности регистрации фотонов, испускаемых этой мишенью, и расчета поправок на совпадения.

Таблица 4. Средняя эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 511 кэВ, образующихся при активации углерода в полиэтиленовом сосуде Маринелли, наполненном графитом

Материал	Вес, г	$n_C^*$	$\varepsilon$	$\bar{\varepsilon}$
Графит	1695	0,89	$9,890 \cdot 10^{-3}$	$9,74 \cdot 10^{-3}$
Полиэтилен	245	0,11	$8,525 \cdot 10^{-3}$	

\*  $n_C$  – относительное количество атомов углерода

## Заключение

Описанные в работе методы и расчетные программы в сочетании с надежно установленными характеристиками детектора позволяют определять эффективность регистрации фотонов и поправку экспериментальных данных на каскадное суммирование практически в любой геометрии. Это подтверждается сравнением расчетных результатов с большим количеством экспериментальных данных. Авторы выражают надежду, что разработанные методики расширят пределы применимости и повысят точность измерений в гамма-спектрометрии при решении прикладных и физических задач на ускорительном комплексе ИФВЭ и других ядерных установках.

## Список литературы

- [1] Блок детектирования спектрометрический БДЕГ-30.185. Паспорт. – ИФТП, Дубна, 2001.
- [2] T. Vidmar, N. Celik, N. Cornejo Díaz et al. *Testing Efficiency Transfer Codes for Equivalence.* // Appl. Radiat. Isot. **68**, 355-359 (2010).



- [3] M.-C. Lepy, T. Altitzoglou, M.J. Anagnostakis et al. *Intercomparison of Methods for Coincidence Summing Corrections in Gamma-Ray Spectrometry*. // *Appl. Radiat. Isot.* **68**, 1407-1412 (2010).
- [4] Г.И. Крупный, Г.Н. Стеценко, А.А. Янович. *Методические вопросы использования пороговых активационных детекторов в радиационных исследованиях на ускорительном комплексе ИФВЭ*. – Препринт ИФВЭ 2000-30, Протвино, 2000.
- [5] A.M. Biskupchuk, V.E. Borodin, V.T. Golovachik et al. *Interpretation of the Readings of Combined Albedo-Track Personnel Neutron Dosemeters in the Terms of Dose Equivalent*. // *Kernenergie* **30**, 419-424 (1987); В.Т. Головачик, В.Н. Лебедев, А.В. Санников. *Глубинные дозовые распределения тепловых и промежуточных нейтронов в фантомах различных конфигураций*. – Препринт ИФВЭ 89-61, Серпухов, 1989.
- [6] T. Nakamura, T. Suzuki. *Monte Carlo Calculation of Peak Efficiencies of Ge(Li) and Pure Ge Detectors to Voluminal Sources and Comparison with Environmental Radioactivity Measurement*. // *Nucl. Instrum. Methods*, **205**, 211-218 (1983).
- [7] R.J. Gehrke, R.P. Keegan, P.J. Taylor. *Specifications for Today's Coaxial HPGe Detectors*. – 2001 ANS Annual Meeting. Milwaukee, WI, 2001.
- [8] G.J. McCallum, G.E. Coote. *Influence of Source-Detector Distance on Relative Intensity and Angular Correlation Measurements with Ge(Li) Spectrometers*. // *Nucl. Instrum. Methods*, **130**, 189-197 (1975).
- [9] <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [10] И.Л. Ажгирей, С.П. Денисов, Г.И. Крупный и др. *Активация ядер аргона протонами энергией 50 ГэВ*. – Препринт ИФВЭ 2009-20, Протвино, 2009.
- [11] Г.И. Крупный, В.Н. Пелешко, Я.Н. Расцветалов и др. *К вопросу создания высокоэнергетического опорного поля нейтронного излучения*. – Препринт ИФВЭ 2009-5, Протвино, 2009.
- [12] А.В. Санников. *Сечения активации висмута высокоэнергетическими нейтронами*. // *ПТЭ*, **2**, 9-15 (2010).

*Рукопись поступила 23 июня 2011 г.*

Е.Н. Савицкая и др.

Эффективность регистрации фотонов германиевым полупроводниковым спектрометром.

Редактор Л.Ф. Васильева.

---

Подписано к печати 20.06.2011. Формат 60 × 84/16.      Офсетная печать.

Печ.л. 1,18.      Уч.–изд.л. 1,63.      Тираж 80.      Заказ 65.      Индекс 3649.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142281, Протвино Московской обл.

