

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 539.1.074.3

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ФОТОНОВ ГЕРМАНИЕВЫМ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ

© 2012 г. Е. Н. Савицкая, Ю. В. Белецкая, Г. И. Крупный, Я. Н. Расцветалов, А. В. Санников

ГНЦ РФ “Институт физики высоких энергий”
Россия, 142281, Протвино Московской обл., ул. Победы, 1
E-mail: savitskaya@ihep.ru

Поступила в редакцию 03.08.2011 г.

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.

ВВЕДЕНИЕ

Метод γ -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 γ -спектрометрии является измерение малых активностей при размещении исследуемого образца на небольшом расстоянии от детектора для повышения эффективности регистрации спектрометра. В этих условиях возможно появление систематических погрешностей вследствие эффектов каскадного суммирования. Кроме того, ограниченный набор рабочих эталонов, используемых для определения эффективности регистрации фотонов, не всегда позволяет воспроизвести условия измерений с точки зрения геометрии, плотности и химического состава исследуемых образцов.

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 при

произвольной геометрии образца и поправки экспериментальных данных на совпадения при каскадном суммировании.

ГАММА-СПЕКТРОМЕТР

Геометрия детектирующего блока гамма-спектрометра в соответствии со спецификацией [1] схематически показана на рис. 1. Германиевый детектор представляет собой цилиндр размером $\varnothing 58 \times 54$ мм с коаксиальным отверстием для охлаждающего медного стержня, нижний конец кото-

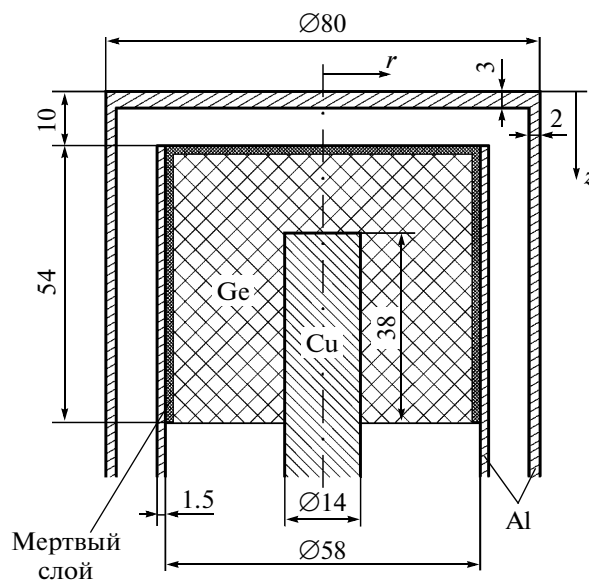


Рис. 1. Схематическое изображение конструкции германиевого полупроводникового детектора.

рого погружен в сосуд Дьюара с жидким азотом. Корпус детектора выполнен из дюралюминия. Для снижения фона вся конструкция находится в стальном защитном домике. Расчеты проводились для более подробной геометрии в соответствии со сборочным чертежом детектора, второстепенные детали которого на рис. 1 не приведены.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ФОТОНОВ. ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК

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 ε регистрации фотонов в данной геометрии применяют образцовые спектрометрические источники γ -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 (далее по тексту — эффективность) ε соответствует вероятности полного поглощения энергии фотона в чувствительном объеме детектора. Полная эффективность ε^{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 энерговыделения. Перенос энергии вторичными электронами в расчетах не учитывался, так как этот эффект для детектора больших размеров пренебрежимо мал в рассматриваемом диапазоне энергий. Статистические по-

грешности расчета во всех случаях составляли менее 0.5%.

Основной проблемой при таких расчетах, 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 наших оптимизационных расчетах эффективности.

Наилучшее согласие с экспериментальными данными на рис. 2 было получено при толщине “мертвого” слоя $d_M = 1.5$ мм для заданной плотности германия 5.4 г/см³. Остальные размеры приняты в соответствии с данными рис. 1. Результаты расчета, показанные сплошными линиями на рис. 2, хорошо согласуются с экспериментальными данными в широком диапазоне энергий, от 80 кэВ до 2 МэВ. На рис. 2 приведены также результаты расчета (штриховые линии) для $d_M = 1$ и 2 мм, иллюстрирующие существенную зависимость эффективности регистрации от толщины “мертвого” слоя из-за большой плотности германия.

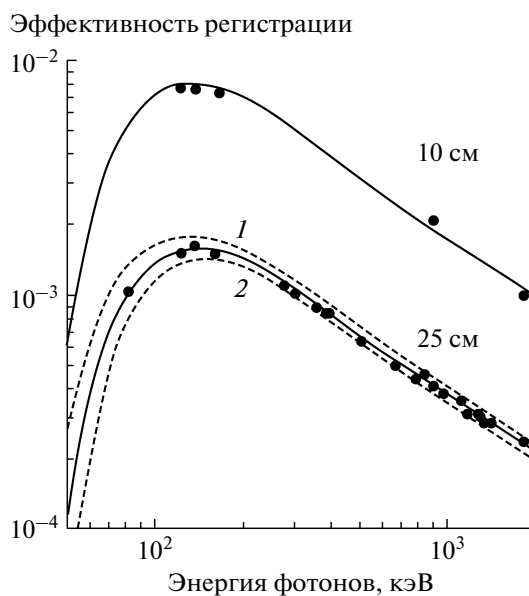


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных эффективностей регистрации фотонов точечных источников из набора ОСГИ при размещении их на оси детектора на расстояниях 25 и 10 см от поверхности корпуса. Сплошные кривые: $d_M = 1.5$ мм. Штриховые кривые: 1 — $d_M = 1$ мм, 2 — $d_M = 2$ мм, где d_M — толщина “мертвого” слоя.

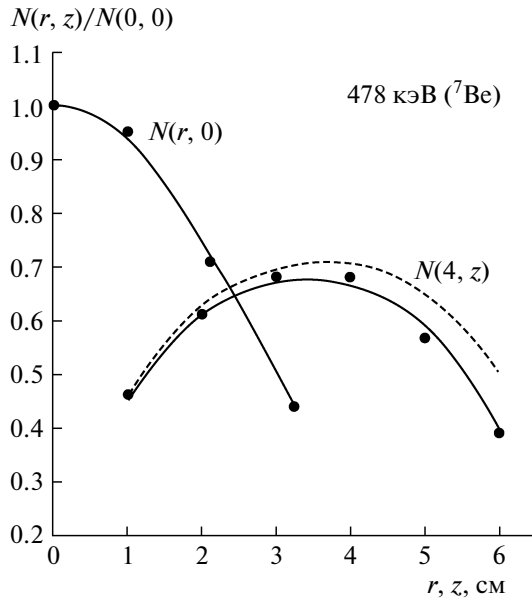


Рис. 3. Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (точки) скоростей счета в относительных единицах от источника фотонов с энергией 478 кэВ в зависимости от положения источника на корпусе детектора. Штриховые кривые рассчитаны для высоты детектора 54 мм, сплошные — 51 мм.

В некоторых работах (например, [6, 7]) при исследовании изменения толщины “мертвого” слоя по поверхности детектора с помощью коллимированных пучков фотонов обнаружена большая неравномерность толщины d_m . Для проверки этого эффекта нами были проведены измерения скорости счета фотонов с энергией 478 кэВ (радионуклид ^{7}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}Be из других радионуклидов обусловлен простой схемой распада и отсутствием эффектов каскадного суммирования. Результаты в относительных единицах $N(r, z)/N(0, 0)$, 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 $N(r, 0)$ и расстояния z от крышки корпуса по его боковой поверхности $N(4, z)$.

Расчетные данные, приведенные на этом же рисунке, согласуются с результатами измерений в пределах погрешностей, за исключением точек в нижней части детектора при $z = 4-6$ см (штриховая кривая $N(4, z)$ на рис. 3). 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, сплошная кривая $N(4, z)$). Таким образом, в дальнейших

расчетах использовались размеры германиевого детектора $\varnothing 58 \times 51$ мм и постоянная толщина мертвого слоя 1.5 мм как для верхней, так и для боковой поверхности.

ПОПРАВКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ НА СОВПАДЕНИЯ ПРИ КАСКАДНОМ СУММИРОВАНИИ

Снятие возбуждения активированных ядер происходит либо в результате прямого перехода в основное состояние, либо 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 в случае каскадного характера перехода возможна одновременная регистрация двух и более фотонов (электронов) одного каскада, приводящая к систематическим погрешностям (случайные совпадения в данной работе не рассматриваются).

При этом может происходить суммирование энергии E_i регистрируемого γ -кванта с энергосделением в детекторе от фотонов той же цепочки снятия возбуждения ядра, которое 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 , на который нужно умножить экспериментальное значение скорости счета:

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

Слагаемое N_i^- рассчитывается как усредненная по всем возможным цепочкам распада, содержащим i -й γ -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:

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

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные значения скорости счета фотонов с энергией 1275 кэВ (^{22}Na) в зависимости от радиуса r для верхней поверхности крышки и расстояния z от крышки корпуса по 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
Расчет/Эксперимент	1	0.96	0.90	0.81	0.77	0.83	0.86	0.88	0.90	0.82
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
Расчет/Эксперимент	1.00	0.99	1.01	1.01	0.96	0.97	0.98	0.99	1.05	1.02

Вклад r_k определяется произведением вероятности заселения начального уровня возбуждения данной цепочки и вероятностей переходов для каждого промежуточного уровня цепочки. Выход i -го γ -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 прямых переходов $m \rightarrow n$ 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 γ -кванта прямого перехода пропорциональна произведению эффективностей регистрации ε_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 β^+ -распаде радионуклидов учитываются также совпадения с аннигиляционными γ -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. Иллюстрация методики расчета на примере простой схемы распада приведена в Приложении.

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}Na), испускаемых описанной выше алюминиевой фольгой, 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 зна-

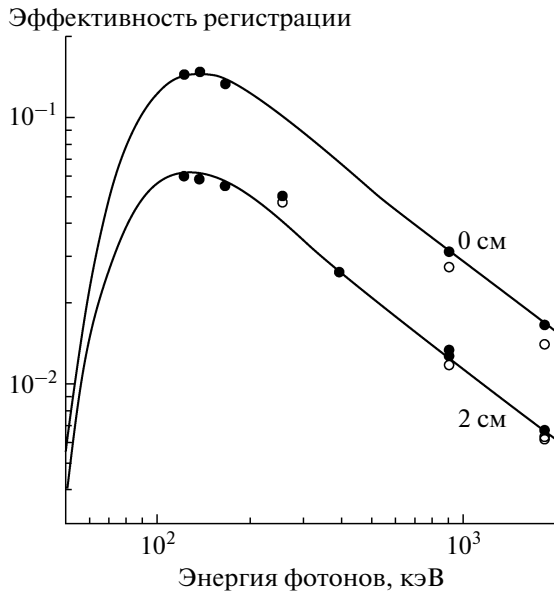


Рис. 4. Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (точки) эффективностей регистрации фотонов точечных источников из набора ОСГИ при размещении их на оси детектора на расстояниях 0 и 2 см от его корпуса. Светлые и черные точки — экспериментальные данные без учета и с учетом поправки на совпадения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

чения 1.48 в максимуме (источник над центром крышки корпуса) и снижается с уменьшением эффективности регистрации. С учетом этой поправки обеспечивается хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных (нижняя строка табл. 1).

На рис. 4 приведены 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 учет каскадного суммирования заметно улучшает согласие экспериментальных результатов с расчетом. Исключение составляет результат измерений при энергии 255 кэВ (^{113}Sn), который содержит, по-видимому, систематическую погрешность.

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

Плотность, г/см ³	Вес, г				
	КСИ	Цемент	Опилки	Fe	H ₂ O
0.7	100	180	140	—	290
1.7	100	1140	90	—	390
2.27	100	1000	—	780	380

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ И ПОПРАВКА НА СОВПАДЕНИЯ ДЛЯ ОБЪЕМНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Процедура расчета в случае объемных источников заметно усложняется. Чтобы получить средние эффективности регистрации и поправочные коэффициенты для объемных источников, сначала рассчитываются энергетические зависимости пиковых $\varepsilon(E, \vec{r})$ и полных $\varepsilon^{\text{tot}}(E, \vec{r})$ эффективностей регистрации с учетом самопоглощения для набора точек, распределенных по объему источника. Вследствие цилиндрической симметрии задача 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 точке 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 γ -излучателей в образцовых пробах трех плотностей в сосудах Маринелли объемом 1 л. Использовались образцовые источники специального назначения (ОИШ) — твердотельные, с известным содержанием природных радионуклидов, пропитанные соевыми растворами ^{60}Co и ^{137}Cs известной активности. Состав этих образцов приведен в табл. 2. Сведения по химическому составу цемента у нас отсутствовали, поэтому взяты справочные данные для обычного портландцемента: 67% CaO, 22% SiO₂, 5% Al₂O₃, 3% Fe₂O₃, 1.8% MgO, 1.2% SO₃. Для древесных опилок использовалась химическая формула целлюлозы C₆H₁₀O₅.

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 не-

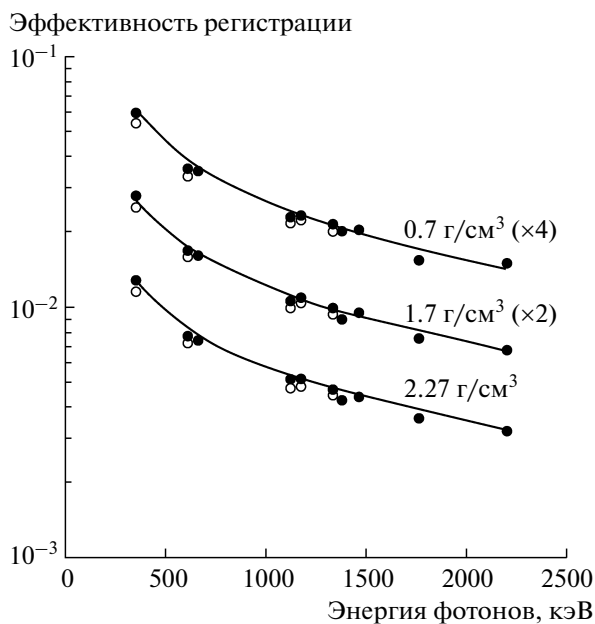


Рис. 5. Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (точки) эффективностей регистрации фотонов из образцовых проб трех плотностей в сосудах Маринелли. Данные для плотностей 1.7 и 0.7 г/см³ умножены на 2 и 4 соответственно. Светлые и черные точки – экспериментальные данные без учета и с учетом поправки на совпадения соответственно.

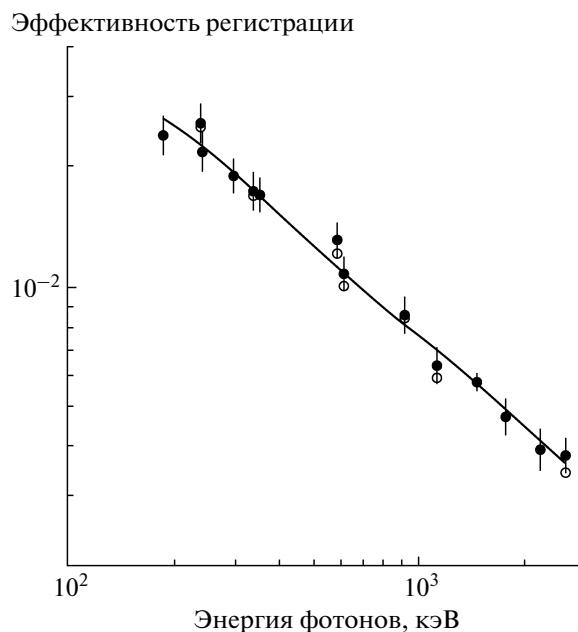


Рис. 6. Расчетные (линия) и экспериментальные (точки) эффективности регистрации фотонов из образцовых проб природных радионуклидов в геометрии Петри. Светлые и черные точки – экспериментальные данные без учета и с учетом поправки на совпадения соответственно.

плохим с учетом неопределенностей в химическом составе вещества.

Аналогичным образом выполнено сравнение для твердотельных образцов природных радионуклидов (ГСО–ЕРЭ), изготовленных в геометрии Петри. Использовались образцы ГСО–ЕРЭ с ⁴⁰K ($\rho = 1.48$ г/см³), ²²⁶Ra ($\rho = 1.53$ г/см³) и ²³²Th ($\rho = 1.53$ г/см³) размерами $\varnothing 98 \times 34$ мм. Для пер-

вого образца в расчетах в качестве наполнителя принят гидрид калия КН, для остальных – песок SiO₂. 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.

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

Изотоп	E , кэВ	ϵ_{cal}	ϵ_{exp}	$\epsilon_{\text{cal}}/\epsilon_{\text{exp}}$	C	$\epsilon_{\text{cal}}/(C\epsilon_{\text{exp}})$
³⁸ S	1942	$3.798 \cdot 10^{-3}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	1.03	1	1.03
³⁸ Cl	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
³⁹ Cl	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	
²⁴ Na	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	
²⁸ Mg	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	
⁴¹ Ar	1294	$5.332 \cdot 10^{-3}$	$5.1 \cdot 10^{-3}$	1.05	1	1.05

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

Материал	Вес, г	n_C^*	ϵ	$\bar{\epsilon}$
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.

Проведены также расчеты эффективности регистрации фотонов ^{137}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%.

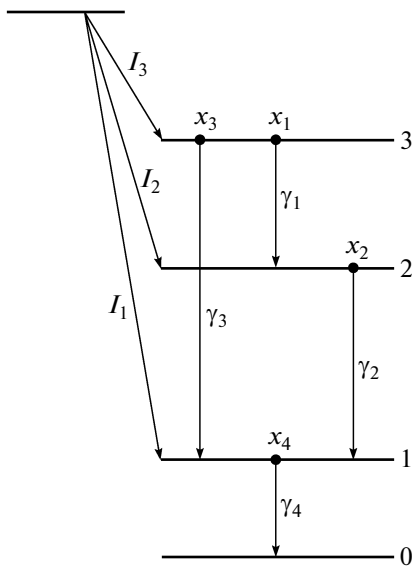


Рис. 7. Простая схема распада с тремя возбужденными уровнями.

В табл. 4 приведены расчетные значения эффективности регистрации аннигиляционных γ -квантов с энергией 511 кэВ от β^+ -распада ядер ^{11}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 г/см³. 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}Bi до ^{202}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.

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 γ -спектрометрии и повысят точность измерений при решении прикладных и физических задач на ускорительном комплексе ИФВЭ и других ядерных установках.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Иллюстрация методики расчета поправки на совпадения при каскадном суммировании на простой схеме распада

Рассмотрим простую схему β -распада, приводящего к трем возможным начальным возбужденным состояниям ядра (рис. 7). Вероятности начального заселения уровней возбуждения равны I_1 , I_2 и I_3 соответственно. Пусть регистрируется фотон γ_3 с энергией E_3 , соответствующей пере-

ходу с третьего на первый уровень возбуждения с вероятностью x_3 , которая равна относительному числу распадов возбужденного состояния 3 по данному каналу. Переход ядра с третьего уровня в основное состояние (уровень 0) осуществляется двумя цепочками γ -распадов: (γ_3, γ_4) и $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_4)$, вклады которых равны $r_1 = I_3 x_3 x_4$ и $r_2 = I_3 x_1 x_2 x_4$. Выход фотонов γ_3 равен $p_3 = I_3 x_3$.

При измерении активности по линии фотона γ_3 возможна одновременная с ним регистрация части энергии фотона γ_4 . Детектор интерпретирует это как одно событие, суммарная энергия которого находится за границей пика полного поглощения E_3 регистрируемого фотона. Полное число таких событий по отношению к выходу p_3 равно $r_1 \varepsilon_4^{tot} / p_3 = I_3 x_3 x_4 \varepsilon_4^{tot} / I_3 x_3 = x_4 \varepsilon_4^{tot}$. С другой стороны, одновременная регистрация полных энергий фотонов γ_1 и γ_2 воспримется детектором в качестве фотона γ_3 . Относительная вероятность таких событий равна $x_1 \varepsilon_1 x_2 \varepsilon_2 / x_3 \varepsilon_3$. В результате поправочный коэффициент равен $C_3 = (1 - x_4 \varepsilon_4^{tot})^{-1} \times \left(1 + \frac{x_1 \varepsilon_1 x_2 \varepsilon_2}{x_3 \varepsilon_3}\right)^{-1}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блок детектирования спектрометрический БДЕГ-30.185. Паспорт. Дубна: ИФТП, 2001.
2. Vidmar T., Celik N., Cornejo Díaz N. et al. // Appl. Radiat. Isot. 2010. V. 68. P. 355.
3. Lepy M.-C., Altizoglou T., Anagnostakis M.J. et al. // Appl. Radiat. Isot. 2010. V. 68. P. 1407.
4. Крупный Г.И., Стеценко Г.Н., Янович А.А. Препринт ИФВЭ 2000-30. Протвино, 2000.
5. Biskupchuk A.M., Borodin V.E., Golovachik V.T. et al. // Kernenergie. 1987. V. 30. P. 419; Головачик В.Т., Лебедев В.Н., Санников А.В. Препринт ИФВЭ 89-61. Серпухов, 1989.
6. Nakamura T., Suzuki T. // Nucl. Instrum. and Methods. 1983. V. 205. P. 211.
7. Gehrke R.J., Keegan R.P., Taylor P.J. // 2001 ANS Annual Meeting. Milwaukee, WI, 2001.
8. McCallum G.J., Coote G.E. // Nucl. Instrum. and Methods. 1975. V. 130. P. 189.
9. <http://www.nndc.bnl.gov/>
10. Ажгирей И.Л., Денисов С.П., Крупный Г.И. и др. Препринт ИФВЭ 2009-20. Протвино, 2009.
11. Крупный Г.И., Пелешко В.Н., Расцветалов Я.Н. и др. Препринт ИФВЭ 2009-5. Протвино, 2009.
12. Санников А.В. // ПТЭ. 2010. № 2. С. 9.