

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

94-276

P13-94-276

И.Адам, К.Блажек¹, В.Вагнер², П.Малы¹

РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
Ge(Li) — NaI(Tl) АНТИКОМПТОНОВСКОГО
СПЕКТРОМЕТРА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

¹«Монокристаллы», Турнов, ЧР

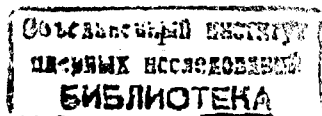
²ИЯФ, Ржеж, ЧР

Стремление существенно повысить чувствительность регистрации γ -излучения Ge(Li)-детектором привело нас к использованию антикомptonовского спектрометра. Этот прибор существенным образом подавляет непрерывную часть гамма-спектра - комptonовский фон и интенсивность пиков одиночного и двойного вылета, при этом интенсивность пиков полного поглощения практически не изменяется.

В Институте ядерной физики АН ЧР с 1976 года работает антикомptonовский спектрометр [1,2], который интенсивно используется в исследованиях структуры атомных ядер. Несимметричная геометрия размещения Ge(Li)-детектора в кристалле NaI(Tl) для этого типа спектрометра была впервые предложена в работе [3]. При решении некоторых спектроскопических задач выгодно использовать парный спектрометр, поэтому наш NaI(Tl)-кристалл (\varnothing 254 мм x 200 мм) разделен на две половины, которые оптически изолированы. Несимметричная геометрия задана расстоянием 51 мм между осью NaI(Tl)-кристалла и осью колодца (\varnothing 77 мм) для Ge(Li)-детектора. Гамма-излучение попадает на Ge(Li)-детектор через отверстие (\varnothing 30 мм), которое имеет на половине высоты сцинтиллятора и расположено перпендикулярно к его оси. Кристалл NaI(Tl) изготовлен фирмой "Байкрон Корпорейшн", США.

Основные параметры антикомptonовского спектрометра измерялись с Ge(Li)-детектором с объемом 35 см³ и толщиной n-слоя 1,5 мм, $\Delta E_{\gamma} = 2,25$ кэВ при $E_{\gamma} = 1332$ кэВ и отношение пик/комpton ≈ 20 . Конфигурация и размеры мертвых n- и p-слоев Ge(Li)-детектора были установлены сканированием в работе [1].

Спектры γ -излучения измерялись антикомptonовским спектрометром с радиоактивными источниками, помещенными на расстоянии 20 см от Ge(Li)-детектора. Максимальное значение коэффициента подавления (c_{Σ} (макс.)) для спектра ^{60}Co равно 7,6. Пики одиночного вылета



в антикомptonовском спектрометре подавляются в 7,6 раза и пики двойного вылета в 56 раз. Простые спектры (без использования антикомptonовского спектрометра), антикомptonовские спектры и парные спектры γ -излучения ^{137}Cs , ^{60}Co и ^{24}Na приведены в работах [2,4], где дана и зависимость коэффициента подавления от энергии гамма-квантов ($c_s(E_\gamma)$).

Расчет коэффициента подавления и функции отклика антикомptonовского спектрометра производился при упрощающих предположениях: не учитывалось тормозное излучение, относительно простым способом рассчитывалось движение вторичных бета-частиц [5,6,7,8]. Вычисленное значение отношения интенсивности пика полного поглощения (P) к интенсивности всего спектра ^{60}Co (T) оказалось на 10-20% выше, чем измеренное значение P/T. Поэтому, следуя работе [8], при расчетах мы увеличили толщину мертвых слоев Ge(Li) на 1 мм. Таким образом, с искусственно ухудшенным параметром Ge(Li)-детектора мы достигли лучшего согласия между расчетным и экспериментальным значением P/T.

Авторы работ [9,10,11] использовали при расчете параметров антикомptonовского спектрометра программу EGS [12], которая учитывает тормозное излучение и многократное рассеяние бета-частиц. В работе [10] показано, что вычисленная и измеренная эффективность регистрации Ge-детектора n-типа в области энергии γ -квантов от 0,1 МэВ до 12 МэВ очень хорошо согласуются. Несмотря на это, при расчете величины $c_s(E_\gamma)$ для ^{60}Co происходит ее завышение примерно на 10%, однако в области комptonовского края расчетная величина c_s равна от 20 до 30, в то время как измеренное значение в два раза ниже. Подробно эта проблема исследовалась в работе [11], где измеряли коэффициент подавления с тремя Ge-детекторами n-типа в одной и той же антикомptonовской защите. Три значения c_s максимально

различаются на 20%, что объясняется не идеальным качеством Ge-детектора, которое влияет на соби́рание заряда и ухудшает энергетическое разрешение детектора и значение c_s в области комptonовского края. Это снижение коэффициента подавления не может быть исправлено комptonовской защитой. Ухудшение соби́рания заряда возникает, во-первых, из-за различного времени соби́рания заряда, который образовался в разных частях рабочего объема детектора, т.е. из-за баллистического эффекта [13,14] и, во-вторых, из-за потери части заряда его захватом. Сечение захвата заряда и плотность ловушек зависит от радиуса и качества Ge-детектора [15]. Недавно в работе [16] было получено согласие между вычисленными и измеренным значением коэффициента подавления комptonовского края благодаря более точному учету поглощения комptonовски рассеянных гамма-квантов во всех мертвых слоях, находящихся между активными объемами Ge-детектора и защитного сцинтиллятора.

Функция отклика антикомptonовского спектрометра вычислялась нами с использованием простого варианта метода Монте-Карло, описанного ниже. Ввиду сложности вычислений при учете всех эффектов, имеющих место при прохождении γ -лучей в веществе и продолжительности расчетов (нужно генерировать несколько сотен тысяч фотонов), мы пренебрегали некоторыми менее существенными процессами, а именно:

- а) Соби́ранием заряда в Ge-детекторе и временными свойствами импульсов.
- б) Движением заряженных частиц (e^- или e^+) в NaI(Tl)-кристалле.
- в) Тормозным излучением (играет более значительную роль для $E_\gamma > 3$ МэВ).
- г) Рассеянием γ -излучения в коллиматоре входного отверстия.
- д) Взаимодействием γ -излучения с внешней крышкой и холодопроводом криостата.

В исследованной области энергий первичных гамма-квантов от 100 кэВ до 3500 кэВ мы учитывали основные типы взаимодействия γ -лучей с веществом: фотоэффект (сечение обозначим буквой σ_f), комптоновское рассеяние (σ_c) и рождение пар электрон-позитрон (σ_p). Сечения для этих процессов при энергии фотона E_γ определялись интерполяцией (полиномом второй степени) табличных данных [17]. Свободный путь фотона l , т.е. расстояние от одного места, где происходит взаимодействие, к другому такому месту вычисляется из соотношения

$$l = - (\log h) / \mu_{tot}, \quad (1)$$

где h - случайное число в интервале (0,1) и μ_{tot} (см^{-1}) - коэффициент полного поглощения. Он зависит от плотности вещества η ($\text{г}/\text{см}^3$), от атомного номера A ($\text{г}/\text{моль}$) и пропорционален числу Авогадро N_0 (моль^{-1}).

$$\mu_{tot} = \eta N_0 (\sigma_f + \sigma_c + \sigma_p) / A. \quad (2)$$

В конце пути l происходит взаимодействие фотона с веществом. Какой тип взаимодействия произойдет, мы определяем опять с помощью случайного числа h , сравнивая его с величиной p_i , являющейся отношением сечения данного взаимодействия к сумме сечений всех взаимодействий. Если $h < p_f$, тогда имеет место фотоэффект, когда $p_f < h < p_f + p_c$, тогда происходит комптоновское рассеяние и для остальных значений h предполагаем, что имеет место рождение пар. Здесь

$$p_i = \sigma_i / (\sigma_f + \sigma_c + \sigma_p), \quad i = f, c, p. \quad (3)$$

При фотоэффекте появляется свободный электрон с энергией

$$E_e = E_\gamma - E_\nu, \quad (4)$$

где E_ν - энергия связи электрона. Угловое распределение фотоэлектрона зависит от E_γ сложным образом, см., например, работу [18]. Ввиду того, что составляющая скорости электрона в направлении движения первичного фотона преобладает для $E_\gamma > 0,511$ МэВ, предполагаем, что все электроны движутся в этом направлении. Энергия комптоновски рассеянного фотона E_R в работах Б.Карльсона [19,20] дана для $E_\gamma < 2$ МэВ соотношением

$$E_R' = E_\gamma' / [1 + SQ + (2E_\gamma' - S) Q^3], \quad (5)$$

где E_R' и E_γ' - энергии рассеянного и первичного фотона, даны в единицах массы покоя электрона; $S = E_\gamma' / (1 + 0,5625 E_\gamma')$ и Q - случайное число в интервале (0,1). Если E_γ имеет значение от 2 МэВ до 5 МэВ, тогда обозначим соответствующую энергию рассеянного фотона E_R'' ; она равна

$$E_R'' = E_R' + 0,5 (E_\gamma' - 4) [Q (1 - Q)]^2. \quad (6)$$

Полярные углы рассеянного фотона θ_R и электрона θ_e вычисляются по формулам

$$\theta_R = \arccos [1 + (1/E_\gamma') - (1/E_R')], \quad (7)$$

$$\theta_e = \arctan [\cos(\theta_R/2) / (1 + E_\gamma')].$$

Азимутальные углы рассеянного фотона и электрона имеют однородное распределение в промежутке от 0 до 2π и отличаются взаимно на угол π . Энергия рассеянного электрона равна

$$E_e = E_\gamma - E_R. \quad (8)$$

Учет рождения пар можно проводить в рамках разных моделей [20-23]. Использованная нами модель предполагает равномерное распределение кинетической энергии между электроном и позитроном, т.е.

$$E_- = h (E_\gamma - 2mc^2), \quad (9)$$

$$E_+ = (1 - h) (E_\gamma - 2mc^2),$$

где h — случайное число. Электрон (позитрон) вылетает в направлении, соответствующем полярному углу θ_- (θ_+):

$$\theta_{\pm} = \arctan (mc^2 / E_{\pm}), \quad (10)$$

и азимутального угла $\phi_- = 2\pi h$, $\phi_+ = \pi(1+2h)$. Предполагаем, что позитрон аннигилирует после своей остановки.

Расчет пути фотона начинается от его входа в Ge-детектор и кончается, когда его энергия достигает определенного минимального значения (нами выбрано 20 кэВ) или когда фотон покидает спектрометр.

В защитных сцинтилляторах ВГО и NaI(Tl) можно не следить за постепенной потерей энергии электрона ввиду небольшого расстояния, на котором электрон потеряет всю энергию, по сравнению с размерами сцинтилляторов. В Ge-детекторе мы начинаем следить за движением

электронов с энергией выше 0,511 МэВ. При этом предполагаем прямолинейный путь электрона (или позитрона) и равномерные потери энергии электрона вдоль его пути. Средний пробег электрона в германии R [мм] рассчитывается для $0,01 \text{ МэВ} < E_e < 3 \text{ МэВ}$ по формуле [24]:

$$R = 0,412 (E_e)^n, \quad (11)$$

где E_e — энергия электрона в МэВ и $n = 1,265 - 0,0954 \ln(E_e)$.

Размеры Ge(Li) детектора мы взяли для расчетов близкими к реальным (диаметр 36 мм, высота 46 мм, толщина мертвого n -слоя 1,5 мм). Внутренний мертвый p -слой учитывался в несколько приближенной форме как цилиндр диаметром 14 мм и высотой 35,5 мм. Детектор Ge(Li) помещается в алюминиевый криостат с толщиной стенки 2 мм. Рассеяние и поглощение гамма-квантов на стенке криостата мы учли при расчетах прибавлением к мертвому n -слою 1 мм германия, таким же образом поступили и в работе [7]. В итоге мы проводили расчеты с мертвым n -слоем толщиной 2,5 мм. Охлаждаемый медный стержень учитывался прибавлением к нижнему основанию Ge(Li)-детектора неактивного медного слоя толщиной 3 мм. Оказалось, что неактивный медный слой на результаты расчетов влияет минимально.

Сравнение экспериментального и расчетного спектра ^{60}Co дано на рис.1 и в таблице 1. Экспериментальный спектр завышен в области низких энергий. Вероятно, этот факт можно объяснить в основном рассеянием первичных γ -квантов во входном коллиматоре свинцовой защиты перед их попаданием в Ge(Li)-детектор. Гамма-лучи, которые входят в Ge(Li)-детектор, не являются моноэнергетическими, поскольку содержат и комптоновски рассеянные гамма-кванты с более низкой

Таблица 1

Сравнение экспериментальных и расчетных параметров антикомptonовской защиты из NaI(Tl) для ^{60}Co

Ge (Li)	P/T	(P/T) _s	P/C	(P/C) _s	c _s (max)
эксперимент	0,081	0,303	22	147	6,3
расчет-1	0,095	0,336	27	171	6,6
расчет-2	0,123	0,492	32	254	8,9

Расчет-1: сделан для реального Ge (Li)-детектора, см. текст.

Расчет-2: сделан для Ge (Li)-детектора одинаковых размеров, как в расчете-1, однако без внешних мертвых n-слоев.

Индекс s: обозначает антикомptonовский спектр.

энергией. Недостаточная высота вычисленного комptonовского спектра в области низких энергий может быть объяснена и неточностью в определении мертвых слоев в Ge(Li)-детекторе.

Зависимость фактора подавления комptonовского спектра от энергии для ^{60}Co приведена на рис.2. Наблюдается хорошее согласие между экспериментом и расчетом. Несколько заниженное расчетное значение $c_s(E_\gamma)$ в области энергий 200 кэВ (область обратного рассеяния) свидетельствует о большой вероятности обратного рассеяния в нерабочем объеме Ge(Li)-детектора с последующей абсорбцией этих гамма-квантов в рабочем объеме. Этот эффект можно объяснить несколько завышенным значением объема мертвых слоев в сердцевине детектора по сравнению с реальным объемом. Коэффициент подавления c_s мы рассчитали и для Ge(Li)-детектора указанных выше размеров, без внешних мертвых n-слоев, однако с сохранением внутреннего p-слоя.

Результаты расчетов, см. рис.2 и табл.1, указывают на значительное негативное влияние внешних мертвых n-слоев Ge(Li)-детектора на значение коэффициента подавления, особенно в области энергий над 300 кэВ.

В заключении нужно подчеркнуть, что:

- Относительно простая модель прохождения излучения в веществе вместе с методом Монте-Карло хорошо описывает энергетическую зависимость коэффициента подавления для антикомptonовского спектрометра.
- Хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений основных параметров для конкретного антикомptonовского спектрометра позволяет надеяться, что результаты расчетов, проведенных для дру-

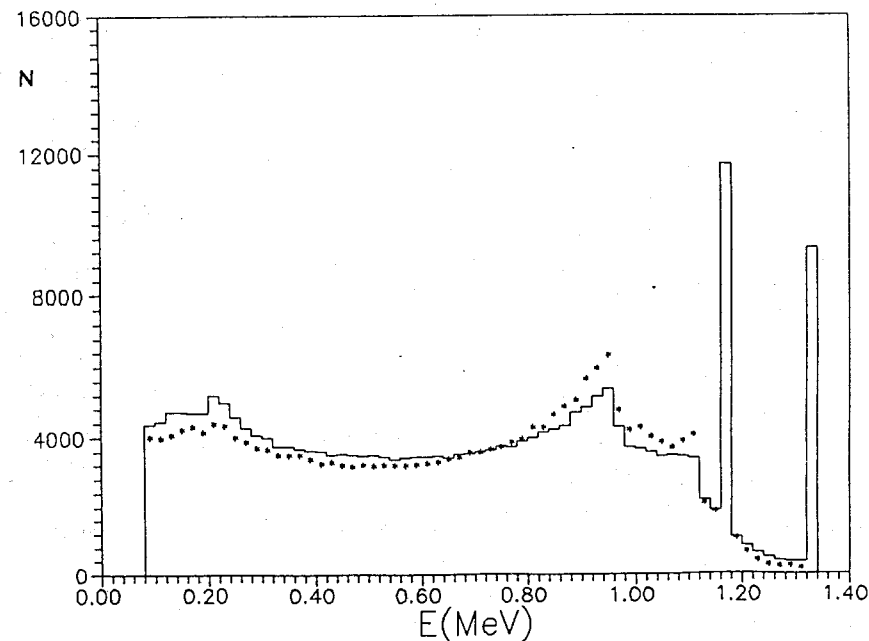


Рис.1. Экспериментальный (—) и вычисленный (*) спектр γ -излучения ^{60}Co антикомptonовского спектрометра.

гих размеров или (и) других сцинтилляционных материалов, будут близки к действительности.

- Оптимальные параметры (т.е. полное использование) антикомptonовской защиты можно достигнуть только с качественным детектором, т.е. с детектором без паразитных мертвых слоев.

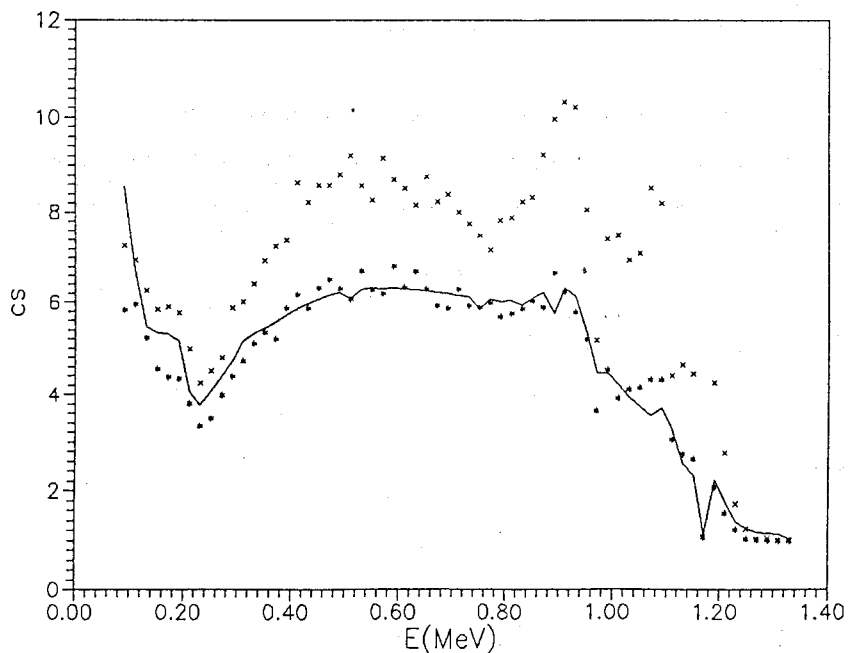


Рис.2. Зависимость коэффициента подавления от энергии γ -лучей для ^{60}Co . Реальный детектор (толщина внешних мертвых n-слоев 2,5 мм), расчет (*), экспериментальная зависимость (—) и идеализированный Ge (без внешних мертвых n-слоев), расчет (x).

Литература

1. Adam J., Kracik B., Sbornik CSKAE - UVVR 9 (1979) 75.
2. Адам И. и др. Прикладная ядерная спектроскопия вып. 11, стр. 26, Атомиздат 1981.
3. Konijn J. et al. Nucl. Instr. Meth. 109 (1973) 83.
4. Adam J. et al. Jaderna energie 30 (1984) 41.
5. Aarts H.J.M. et al. Nucl. Instr. Meth. 172 (1980) 439.
6. Aarts H.J.M. et al. Nucl. Instr. Meth. 177 (1980) 417.
7. Byrne A.P., Dracoulis D.G., Nucl. Instr. Meth. A234 (1985) 281.
8. Hildingsson L., Nucl. Instr. Meth. A252 (1986) 91.
9. Lieder R.M. et al. Nucl. Instr. Meth. A220 (1984) 363.
10. Michel C. et al. Nucl. Instr. Meth. A251 (1986) 119.
11. Moszynski M. et al. Nucl. Instr. Meth. A280 (1989) 73.
12. Ford R.L., Nelson W.R., SLAC Report No 210, Stanford, CA (June 1978).
13. Goulding F.S., Landis D.A., IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-35 (1988) 119.
14. Loo B.W. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-35 (1988) 114.
15. Simpson M.L. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-35 (1989) 260.
16. Rak J., Brudanin V.M. et al. Preprint JINR, E6-93-301, Dubna 1993.
17. Hubbell J.H. et al. J. Phys. Chem. Ref. Data 4 (1975) 471.
Hubbell J.H. et al. J. Phys. Chem. Ref. Data 9 (1980) 1023.
Storm E., Israel H.I., Nucl. Data Table A7 (1970) 565.
18. Grosswendt B., Waibel E., Nucl. Instr. Meth. 131 (1975) 143.
19. Carlson B., Los Alamos Sci. Lab. Reprint AECU-2857 (1953).
20. De Castro Faria N.N., Levesque P.J.A., Nucl. Instr. Meth. 46 (1967) 325.
21. Gaggero G., Nucl. Instr. Meth. 94 (1971) 481.
22. Aubin G. et al. Nucl. Instr. Meth. 76 (1969) 85.
23. Peterman B.F., Nucl. Instr. Meth. 104 (1972) 464.
24. Marnier P., Sheldon E., Physics of nuclei and particles 1, Academic Press, London, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июля 1994 года.