Лекция 4:

Германиевый детектор гамма-квантов.





при падении и вылете из неё, т.е. на горизонтальном и вертикальном участках. Для того, чтобы прийти к основной формуле эксперимента, осталось проинтегрировать по резонансу, учесть возможность «несимметричной» мишени, угловую зависимость сечения и калибровочную функцию *S*(*E*). Вид калибровочной кривой для установки НИИЯФ МГУ приведен на рисунке



Спад этой зависимости с энергией в основном обусловлен быстрым уменьшением эффективности детектора фотонов с увеличением их энергии

Германиевый детектор у-квантов

Устройство детектора и свойства германия

Наиболее распространенными и удобными гаммадетекторами высокого разрешения для ЯРФ-экспериментов являются детекторы, изготовленные из искусственно выращенных кристаллов германия. Существует два типа таких детекторов – Ge(Li) и HPGe. Первый из них (это более ранняя модификация) хранится и работает при температуре жидкого азота (77 K) и использует кристалл германия, легированный литием. Второй (более поздняя модификация) может храниться при комнатной температуре

(работает он также при температуре жидкого азота) и использует кристалл сверхчистого (High Purity – HP) германия. Эти детекторы в большинстве случаев имеют

цилиндрическую форму, т. е. являются коаксиально симметричными (верхний рисунок). Внутренняя (нечувствительная) часть детектора используется как электрический контакт.

Другой контакт прикладывается к внешней поверхности цилиндра (нижний рисунок).



Разновидности коаксиальных германиевых детекторов



Коаксиальный германиевый детектор в разрезе В основной (чувствительной к заряженным частицам) области детектора нет свободных носителей зарядов. При попадании заряженной частицы в эту область в ней в результате ионизации создаются свободные заряды – электроны и «дырки», которые под действием приложенной высокой разности потенциалов (≈ 3 кВ) перемещаются к электрическим контактам, формируя импульс тока. Использование германия в качестве материала для γ-спектрометрии обусловлено его следующими физическими и технологическими свойствами:

- 1. Это твёрдый материал с плотностью 5,33 г/см³ и достаточно высоким атомным номером (Z = 32), что обеспечивает большую вероятность взаимодействия с ним фотонов.
- 2. Средняя энергия образования в нём электрон-дырочной пары всего 2,96 эВ, что примерно в 10 раз ниже энергии образования электрон-ионной пары в газах и в 30-100 меньше энергии, необходимой для освобождения одного электрона из фотокатода ФЭУ сцинтилляционного детектора. Поэтому на 1-2 порядка большее число носителей заряда создается в германии по сравнению с газовыми и сцинтилляционными детекторами при попадании в них заряженной частицы и соответственно возрастает точность определения энергии частицы.
- Современные технологии позволяют выращивать качественные кристаллы германия объёмом до ≈ 800-900 см³ (такой объём имеет цилиндр диаметром и высотой 10-11 см) и соответственно изготавливать γ-спектрометры довольно высокой эффективности.



Введём понятие функции отклика детектора $F_E(A)$, определив её как вероятность частице с энергией *E* создать при попадании в детектор сигнал с амплитудой (величиной) *A*. Рассмотрим вид этой функции с учётом трёх основных вариантов взаимодействия фотонов с веществом детектора (фото-и *Комптон-эффекты* и рождение электрон-позитронной пары).

Справа показаны зависимости сечений этих процессов от энергии фотона для германия. Видно, что при сравнительно

малых энергиях ядерных фотонов (<150 кэВ) доминирует фотоэффект.

При больших энергиях (>8 МэВ) доминирует эффект рождения *e*⁻*e*⁺-пар.

В промежуточной области основным процессом взаимодействия фотонов с германием является Комптон-эффект.

Регистрация фотонов. Отклик детектора





Красным цветом показан теоретический спектр электронов в детекторе от γ -квантов с энергией 1,275 МэВ. Чёрным цветом показано типичное амплитудное распределение импульсов, создаваемое этими γ -квантами в детекторе, т. е. соответствующая функция отклика $F_E(A)$ *Считается, что пробег фотоэлектронов и комптоновски рассеянных электронов*

полностью укладывается в чувствиительном объёме детектора

При $E_{\gamma} < 2m_e c^2 \approx 1,02$ МэВ функция отклика формируется двумя эффектами:



Одной из характеристик качества германиевого детектора является отношение высот фотопика $h_{пик}$ и комптоновского спектра в районе его верхней границы $h_{компт}$. Это отношение принято определять для фотонов с $E_{\gamma} = 1,33$ МэВ от гамма-источника ⁶⁰Со (см. рисунок).

Величина *h*_{пик} / *h*_{компт} для упомянутой γ-линии растёт с увеличением объёма детектора и меняется примерно от 40:1

(объём детектора $\approx 40 \text{ см}^3$) до 80:1 (объём $\approx 400-450 \text{ см}^3$).



Амплитуда сигнала

Пример амплитудного распределения импульсов с Ge-детектора от у-источника ⁶⁰Со, испускающего фотоны с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ

Эффект рождения е-е+-пар

Если энергия фотона превышает пороговую энергию $2m_ec^2 = 1,022$ МэВ, то к фото- и Комптон-эффектам добавляется процесс рождения e^-e^+ -пар. Этот процесс создает три пика в амплитудном распределении импульсов на выходе детектора. Пик с наибольшей энергией отвечает поглощению в детекторе обоих фотонов, образующихся в процессе последующей аннигиляции $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$. Этот пик сливается с фотопиком и образует так называемый пик *полного поглощения* энергии фотона E_{γ} – Full Energy (FE) Peak.

Поскольку аннигилирует как правило остановившийся позитрон, то энергия каждого из аннигиляционных фотонов равна $m_e c^2 = 0,511$ МэВ. Если один из аннигиляционных фотонов вылетает из детектора без регистрации, то в амплитудном распределении импульсов с детектора будет наблюдаться пик, отвечающий поглощённой им энергии $E_{\gamma} - 0,511$ МэВ (так называемый *пик однократного вылета* – Single Escape (SE) Peak). Если оба аннигиляционных фотона покидают детектор без регистрации, то в амплитудном распределении импульсов возникает третий пик, отвечающий поглощённой энергии $E_{\gamma} - 2 \cdot 0,511 \text{ МэВ} = E_{\gamma} - 1,022 \text{ МэВ}.$ Этот пик называют пиком двойного вылета – Double Escape (DE) Peak. Пики однократного (SE) и двукратного (DE) вылета располагаются на непрерывной подложке импульсов от Комптон-эффекта.

ПП (Полное Поглощение) – детектируются оба аннигиляционных фотона

Амплитуда сигнала с детектора $A = E_{\gamma}$

 $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = 0,511$ МэВ

ОВ (Однократный Вылет) – вылет одного аннигиляционного фотона из детектора без регистрации γ Амплитуда сигнала с детектора $A = E_{\gamma} - 0,511$ МэВ

ДВ (Двукратный **В**ылет) – вылет обоих аннигиляционных фотонов из детектора без регистрации

Амплитуда сигнала с детектора:

 $A = E_{\gamma} - 2 \cdot 0,511$ МэВ = $E_{\gamma} - 1,022$ МэВ







Итак, при $E_{\gamma} > 2m_e c^2 \approx 1,022$ МэВ к фотоэффекту и Комптон-эффекту добавляется эффект рождения e^-e^+ -пар.

Функция отклика детектора при рождении e^-e^+ -пар имеет вид



ПП – пик Полного Поглощения (Full Energy peak – FE)

OB – пик Однократного Вылета аннигилляционного фотона (Single Escape peak – SE)
ДВ – пик Двукратного Вылета аннигилляционных фотонов (Double Escape peak – DE)

Качественный вид функции отклика Ge-детектора к фотонам с энергией $E_{\gamma} > 2m_e c^2 \approx 1,022$ МэВ





Амплитуда сигнала А

Типичное амплитудное распределение импульсов от γ -источника с $E_{\gamma} = 2,511$ МэВ в районе пиков, вызванных процессом рождения e^-e^+ -пар Соотношение между величинами трёх пиков (FE, SE и DE), присутствующих в функции отклика детектора при энергиях фотонов, превышающих порог рождения e^-e^+ -пары, зависит не только от энергии фотона, но и от объёма чувствительной области детектора. В детекторе малого объёма оба аннигиляционных фотона в подавляющем большинстве случаев покидают детектор без взаимодействия с его средой и из трёх вышеупомянутых пиков остаётся лишь DE-пик, а FE-пик формируется почти исключительно за счёт фотоэффекта (см. следующий рисунок). В детекторе очень больших размеров оба аннигиляционных фотона за счёт вторичных актов взаимодействия со средой детектора, т. е. за счёт последующих актов фотоэффекта и/или Комптон-эффекта (последний эффект может произойти многократно) полностью оставят свою энергию в детекторе и дадут вклад в пик полного поглощения (FE), увеличив число отсчётов в нём до максимально возможного значения (см. рисунок).



В промежуточном случае реального детектора наряду с FE-пиком будут наблюдаться DE- и SE-пики (средний рисунок). Кроме того, множественное комптоновское рассеяние аннигиляционных фотонов заполнит участок в амплитудном распределении сигналов с детектора между краем однократного комптоновского рассеяния и пиком полного поглощения.

Эффективность Ge-детектора

Абсолютной эффективностью (или просто эффективностью) германиевого детектора обычно считают долю фотонов определенной энергии от внешнего точечного изотропного источника, формирующих в этом детекторе пик полного поглощения. При определении этой эффективности источник, испускающий фотоны во всех направлениях, располагают на некотором произвольном расстоянии от торцевой части детектора на линии его оси симметрии. Как правило, в величине абсолютной эффективности не учитываются доли телесного угла, вырезаемого детектором в направлении источника, и поглощенных фотонов во внешнем нечувствительном слое.



Абсолютная эффективность в пике полного поглощения коаксиального Ge(Li)-детектора с чувствительным объёмом 38 см³. γ-Источник расположен в 8,3 см от торцевой поверхности детектора. При расшифровке и обработке экспериментальных γ-спектров, включающих фотоны с энергиями выше порога рождения e^-e^+ -пары, необходимо знать также эффективность по пикам двукратного (DE) и однократного (SE) вылета аннигиляционных фотонов. Соответствующий пример для Ge-детектора объёмом 12 см³ дан на рисунке.



Эффективность коаксиального германиевого детектора объёмом 12 см³ (диаметр 2,6 см и высотой 3,2 см) в пиках полного поглощения (FE), однократного (SE) и двукратного (DE) вылета аннигиляционных фотонов. γ-Источник располагался в 3 см от торцевой части детектора.



Одной из наиболее часто используемых характеристик эффективности Ge-детекторов, позволяющих сравнивать различные детекторы, является так называемая *относительная эффективность*. Она определяется как эффективность (в %) в пике полного поглощения относительно эффективности стандартного сцинтилляционного NaI(Tl)-детектора размером 3 дюйма на 3 дюйма (7,62 см на 7,62 см) для фотонов с энергией 1,33 МэВ от источника ⁶⁰Со, расположенного на расстоянии 25 см от детектора.

Зная относительную эффективность Ge-детектора, можно оценить его чувствительный объём, используя соотношение:

Объём детектора (см³) ≈ 4,3 × относительная эффективность (%)

С ростом чувствительного объёма детектора его эффективность в пике полного поглощения (FE) растёт почти линейно с величиной объёма. При этом для детекторов большого объёма эффективность в пике однократного (SE) вылета превосходит эффективность в пике двукратного (DE) вылета. На следующем рисунке приведены данные об эффективности коаксиального Ge-детектора с относительной эффективностью 30% (чувствительный объём примерно 130 см³).



Эффективность коаксиального Ge-детектора объёмом ≈130 см³. γ-Источник располагался в 16,8 см от торцевой части детектора. Доля фотонов от источника, попадающих на детектор (считая исходное распределение изотропным) равна 8.10⁻³. Использовался дополнительный алюминиевый поглотитель толщиной 3 мм. Верхняя линия относится к фотонам с любым энерговыделением в детекторе. Энергетическое разрешение Ge-детектора

Ширина Г фотопика на половине высоты является мерой энергетического разрешения германиевого детектора.

Энергетическое разрешение германиевого детектора определяется несколькими факторами и может быть представлено в виде

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_n^2 + \Gamma_e^2 + \Gamma_{\rm III}^2},$$

где Γ_n — ширина, возникающая от статистической неопределенности в числе *n* созданных частицей в детекторе электрон-дырочных пар; Γ_e — ширина от неопределенности в числе собранных детектором зарядов; $\Gamma_{\rm III}$ — ширина от неопределенности электронных шумов в процессе формирования импульса (они создаются токами утечки детектора и предусилителем).

Величина $\Gamma_{\rm III}$ в германиевом детекторе минимизируется охлаждением до температуры жидкого азота (77 К). В детекторе высокого качества Γ_e также сравнительно невелика. Поэтому основной источник ширины γ -линии германиевого детектора это Γ_n (в высококачественном Ge-детекторе ширина от статистической неопределенности в числе созданных частицей свободных зарядов формирует примерно 80% полной ширины). Величина Γ_n , таким образом, определяет предельное энергетическое разрешение детектора.

Можно показать, что для детектора из сверхчистого германия (HPGe) величина Γ_n для фотонов с энергией *E* оценивается выражением

$$\Gamma_n(\kappa \Rightarrow B) \approx 0,128 \sqrt{0,1 \cdot E(\kappa \Rightarrow B)}$$

Для γ -линии ⁶⁰Со с E = 1332,5 кэВ получаем минимальную ширину 1,48 кэВ, что составляет примерно 80% наилучшего экспериментального разрешения германиевого детектора и доказывает, что Γ_n доминирует в полной ширине на половине высоты γ -линии, формируемой таким детектором.



У лучших промышленных германиевых детекторов энергетическое разрешение для γ-линии 1332,5 кэВ лежит в пределах 1,75-2,40 кэВ (нижний предел отвечает детекторам с относительной эффективностью 10%, верхний – с эффективностью 100%). Это разрешение во много раз лучше разрешения сцинтилляционных счётчиков (см. предыдущий рисунок). Временное разрешение германиевых детекторов достигает 10⁻⁸–10⁻⁹ сек.

В качестве примера возможностей современной германиевой спектрометрии ниже показан γ-спектр ядра ²⁴₁₁Na, полученный в ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ с помощью коаксиального HPGe-детектора с эффективностью 30%.

