

4. СПЕКТРОМЕТРИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Гамма-спектрометр, прибор для измерения спектра гамма-излучения. В большинстве γ -спектрометров энергия и интенсивность потока γ -квантов определяются не непосредственно, а измерением энергии и интенсивности потока вторичных заряженных частиц, возникающих в результате взаимодействия γ -излучения с веществом. Исключение составляет кристалл-дифракционный γ -спектрометр, непосредственно измеряющий длину волны γ -излучения.

Для измерения спектров γ -излучения применяют несколько типов γ -спектрометров и большое число методов грубой оценки спектров γ -излучения (например, по поглощению в слоях вещества).

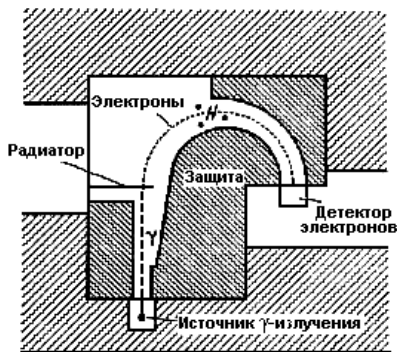


Рис.11. Схематическое изображение магнитного γ -спектрометра. В магнитном поле H , направленном перпендикулярно плоскости рисунка, вторичные электроны движутся по окружностям, радиусы которых определяются энергией электронов и полем H . При изменении поля, детектор регистрирует электроны разных энергий. Штриховкой показана защита из свинца.

В настоящее время промышленность выпускает большой арсенал приборов, служащих для измерения спектров γ -излучения. Среди них важную роль играют сцинтилляционные спектрометры, которые имеют высокую эффективность регистрации γ -квантов (до 100%), но низкое энергетическое разрешение ($>10\%$), а также кристалл-дифракционные спектрометры, имеющие, наоборот, высокое разрешение (0.01%) при низкой светосиле ($0.1 \div 10^{-3} \%$). Наибольшей универсальностью обладают γ -спектрометры с полупроводниковыми детекторами, использующими германий. Они имеют высокую разрешающую способность по энергии при хорошей эффективности.

Основное отличие детекторов γ -излучения от детекторов заряженных частиц состоит в том, что заряженная частица, попавшая в чувствительный объем детектора, регистрируется как правило с вероятностью, равной единице, тогда как вероятность регистрации γ -квантов значительно меньше единицы. Эта вероятность существенно зависит от атомного номера рабочего вещества детектора и от объема чувствительной области.

Основными характеристиками γ -спектрометра являются эффективность и разрешающая способность, обычно выраженные в %. Эффективность определяется вероятностью образования вторичной частицы и вероятностью её регистрации (эффективность – доля зарегистрированных γ -квантов от общего их числа, попавших в γ -спектрометр). Разрешающая способность γ -спектрометра характеризует возможность разделения двух γ -линий, близких по энергии. Мерой разрешающей способности обычно служит относительная ширина линии, получаемой при измерении монохроматического γ -излучения; количественно она определяется отношением $\Delta E/E$, где E – энергия вторичной частицы, ΔE – ширина линии на половине её высоты (в энергетических единицах). Разрешение характеризует точность, с которой γ -спектрометр измеряет энергию γ -кванта.

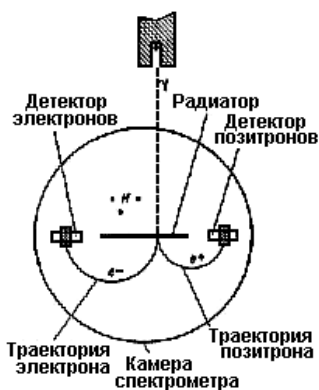


Рис. 12. Схематическое изображение парного гамма-спектрометра. В однородном магнитном поле H , направленном перпендикулярно плоскости чертежа, электроны и позитроны движутся по окружностям в противоположных направлениях.

4.1 Магнитные γ -спектрометры

В магнитных γ -спектрометрах вторичные частицы возникают при поглощении γ -квантов в т. н. радиаторе; их энергия измеряется так же, как и в магнитном β -спектрометре.

Величина магнитного поля H в спектрометре и радиус r кривизны траектории электронов определяют энергию электронов, регистрируемых детектором. Если радиатор изготовлен из вещества с малым атомным номером, то вторичные электроны образуются в основном в результате комптон-эффекта, если радиатор изготовлен из тяжёлого вещества (свинец, уран), а энергия γ -квантов невелика, то вторичные электроны будут возникать главным образом вследствие фотоэффекта. При энергиях $h\nu > 1,02 \text{ МэВ}$ становится возможным образование γ -квантами электронно-позитронных пар. На **Рис. 13** изображен магнитный парный γ -спектрометр. Образование пар происходит в тонком радиаторе, расположенном в вакуумной камере. Измерение суммарной энергии электрона и позитрона позволяет определить энергию γ -кванта. Магнитные γ -спектрометры обладают высокой разрешающей способностью (обычно порядка 1% или долей %), однако эффективность таких γ -спектрометров невелика, что приводит к необходимости применять источники γ -излучения высокой активности.

Магнитный γ -спектрометр (Рис. 14) состоит из конвертора γ -квантов и магнитного β -спектрометра. Конвертор служит входом γ -спектрометра. Он представляет собой пластинку вещества, взаимодействуя с которой γ -кванты образуют электроны в процессах фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар. В магнитном γ -спектрометре измеряют энергетическое распределение этих электронов. Таким образом, в магнитном γ -спектрометре энергия γ -квантов сначала преобразуется в энергию электронов, спектр которых и измеряют. Затем по спектру электронов получают сведения о спектре γ -излучения.

Состав конвертора γ -квантов подбирают так, чтобы преобладал один из трех процессов взаимодействия γ -излучения с веществом (в частности, комптон-эффект или эффект образования пар). В зависимости от этого магнитный γ -спектрометр называют комптоновским или парным. В состав конвертора комптоновского γ -спектрометра входят вещества с небольшим порядковым номером Z , в которых фотоэффект и эффект образования пар невелики по сравнению с комптон-эффектом. Для спектрального анализа выбирают комптон-электроны, которые вылетают в пределах небольшого телесного угла по отношению к направлению движения γ -квантов. Эти комптон-электроны возникают в «центральных» столкновениях γ -квантов и атомных электронов и, следовательно, получают наибольшую энергию от падающего γ -кванта. Комптон-электроны в узком телесном угле выделяются с помощью диафрагм. Чтобы уменьшить эффект фона, комптон-электроны регистрируют двумя β -счетчиками на входе и на выходе из магнитного поля. Оба β -счетчика включают в схему совпадений. Такая схема комптоновского γ -спектрометра исключает значительную часть фона, обусловленного рассеянием γ -квантов на конструктивных элементах.

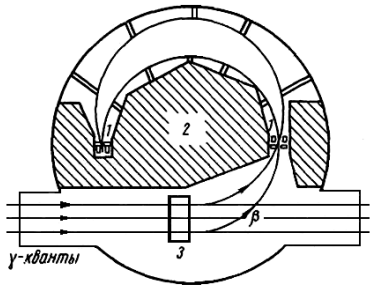


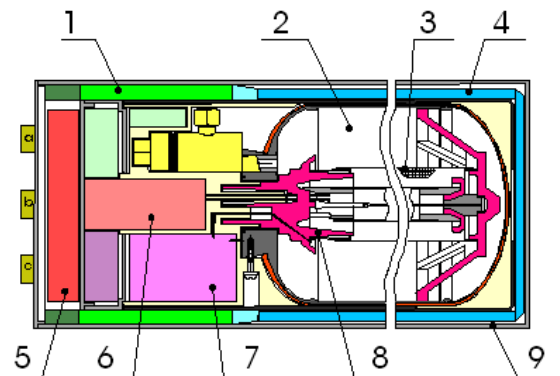
Рис. 13. Схема комптоновского γ -спектрометра: 1 - счетчики β -частиц; 2 - магнит; 3 - конвертор.

Светосила комптоновского γ -спектрометра невелика, так как лишь часть γ -квантов, падающих на спектрометр, взаимодействует с материалом конвертора. Число комптоновских взаимодействий γ -квантов с электронами возрастает с увеличением толщины конвертора. Однако слишком толстый конвертор непригоден, так как в нем будет поглощаться значительная часть образовавшихся комптон-электронов. Поэтому толщину конвертора ограничивают примерно пробегом комптон-электронов в конверторе. Разрешение комптоновских γ -спектрометров при энергии γ -квантов около 5 МэВ составляет 0,3-1%. С таким разрешением были изучены, например, спектры захватного γ -излучения при поглощении тепловых нейтронов ядрами. Спектр захватного γ -излучения (рис. 8) состоит из большого числа γ -линий, которые характеризуют переходы в возбужденном ядре между отдельными энергетическими уровнями.

В парном γ -спектрометре с помощью магнитного поля анализируют энергию пары (электрона и позитрона), возникающих при поглощении γ -кванта большой энергии в конверторе. Электроны и позитроны, вылетевшие из такого конвертора, фокусируются в магнитном поле на β -счетчики через угол 180° . Для уменьшения фона β -счетчики электронов и позитронов включены в схему совпадений. Для анализа отбирают пары электрон - позитрон, вылетающие из конвертора в малом телесном угле по направлению γ -квантов.

4.2 Ионизационный γ -спектрометр

Как уже упоминалось, для спектроскопии гамма-излучения используются ионизационные камеры и пропорциональные счетчики.



На данный момент времени с точки зрения стабильности и высокого разрешения наилучшими считаются ксеноновые гамма-спектрометры. В частности, такой спектрометр на сжатом ксеноне применяется для регистрации низкоэнергетического космического γ -излучения.

Рис. 14. Схема ксенонового гамма-спектрометра.

Виброустойчивый гамма-спектрометр на основе сжатого ксенона (Рис. 14) по своим физико-техническим характеристикам является перспективным инструментом для регистрации и изучения космического излучения (в том числе вспыхивающего характера) в диапазоне энергий 0.1-5 МэВ. Среди аналогичных приборов, предназначенных для работы в космосе, он выигрывает в энергетическом разрешении у сцинтилляционных детекторов и в надежности. Он

состоит из γ -детектора, окруженного антисовпадательной сцинтилляционной защитой 4, позволяющей эффективно отделять сигналы фоновых заряженных частиц. Детектор представляет собой цилиндрическую ионизационную камеру 2 с экранирующей сеткой 3, наполненную сжатым газообразным ксеноном под давлением 50 атм. Оболочка камеры может быть изготовлена на основе высокопрочных полимерных углеродных или кремний-неорганических волокон и потому значительно снизить вес всей конструкции в целом. Высокое напряжение на сетку и катод камеры подается из компактного блока высоковольтного питания 7, полезный сигнал через керамический гермоввод поступает в блок зарядочувствительного усилителя 6. Световые сигналы от заряженных частиц в сцинтилляторе улавливаются и усиливаются четырьмя фотоэлектронными умножителями ФЭУ-85 1, а затем обрабатываются в общем блоке электроники 5. Весь прибор заключен в металлический корпус 9, управление, питание и вывод информации на плату анализатора в ЭВМ осуществляется через разъемы а, б, с. Дополнительными преимуществами ксенонового спектрометра являются: степень активации нейтронами в 20 раз меньше по сравнению со сцинтилляционными детекторами на основе NaI; не требуется использование жидкого азота или каких-либо дополнительных систем охлаждения; диапазон рабочих температур ксеноновых детекторов - 10-200°C; возможность создания гамма-спектрометров с рабочим объемом от 0,2 до 10 литров (0.1– 5 кг ксенона) для различных условий применения; значительно более низкая стоимость по сравнению с полупроводниковыми спектрометрами.



Рис. 15. Ксеноновый γ -детектор.

Подобный спектрометр работает на борту РС МКС.

4.3 Сцинтилляционный γ -спектрометр

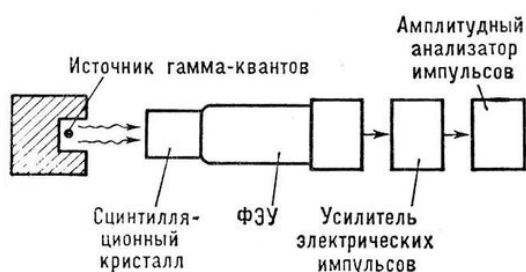
Магнитный γ -спектрометр, обладая хорошим разрешением, имеет небольшую светосилу. Им трудно измерить спектр γ -излучения от источников небольшой активности. Кроме того, магнитный γ -спектрометр - довольно сложный и громоздкий прибор. По этим причинам магнитные γ -спектрометры не нашли применения в таких прикладных областях ядерной физики, как дозиметрия излучения и активационный анализ.

Регистрация γ -кванта в гамма-спектрометр как правило основана на трех основных процессах взаимодействия γ -кванта с веществом - фотоэффекте, Комптон-эффекте и рождении пары электрон-позитрон. В гамма-спектрометре измеряются энергии электронов и позитронов, которым γ -квант передает свою энергию в детектирующем материале гамма-спектрометр. Ниже порога рождения пары (1.02 МэВ) регистрация γ -квантов осуществляется по комптоновским электронам и фотоэлектронам. В области совсем малых энергий (десятки кэВ) основную роль играет фотоэффект. При высоких энергиях основным процессом взаимодействия γ -кванта с детектирующим материалом гамма-спектрометр является образование пар. Если, например, γ -квант с энергией E вызвал в детекторе фотоэффект, то кинетическая энергия выбитого из атома детектора электрона (фотоэлектрона) E_e с точностью до незначительной энергии отдачи атома определяется равенством $E_e = E - I$, где I - хорошо известная для каждого атома энергия (потенциал) ионизации, составляющая единицы-десятки эВ для атомов с невысоким порядковым номером. Таким образом, измерение в гамма-спектрометре энергии электрона E_e дает энергию γ -кванта.

Сцинтилляционный γ -спектрометр свободен от этих недостатков. При разрешении 6-8% для γ -квантов с энергией 1 МэВ он обладает светосилой 0,5. Поэтому сцинтилляционный γ -спектрометр вполне пригоден для измерения γ -спектров от источников активностью в несколько микроюри. Сцинтилляционный γ -спектрометр - достаточно портативный прибор. Он легко перемещается, позволяет производить дистанционные измерения γ -спектров. В последнем случае головку сцинтилляционного детектора выносят от регистрирующего устройства (амплитудного анализатора) с помощью кабеля на расстояние до 100 м. Все эти

качества привели к широкому применению сцинтилляционного γ -спектрометра для измерения спектров γ -излучения.

Рис. 16. Схема сцинтилляционного гамма-спектрометра.



Сцинтилляционный спектрометр, прибор для измерения характеристик ядерных излучений и элементарных частиц (интенсивности излучения, энергии частиц, времени жизни

нестабильных ядер и частиц), основным элементом которого является сцинтилляционный счётчик.

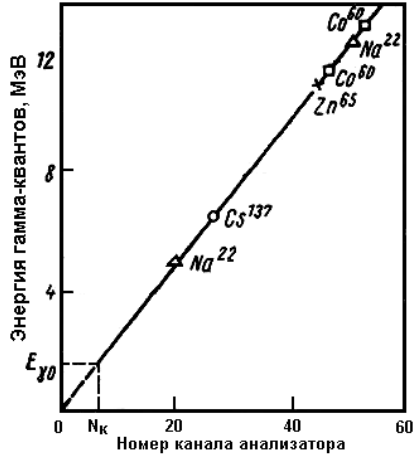
Возможность измерения энергии сцинтилляционным спектрометром связана с зависимостью интенсивности свечения (светового выхода) сцинтиллятора от энергии, потерянной в нём частицей.

Простейшим вариантом сцинтилляционного γ -спектрометра является однокристалльный γ -спектрометр (Рис. 16). Он состоит из фосфора, который регистрирует падающее на него γ -излучение, ФЭУ, усилителя импульсов с выхода ФЭУ и амплитудного анализатора. Энергию зарегистрированного γ -кванта определяют по величине амплитуды импульса, снимаемого с выхода ФЭУ. Вся система сцинтилляционного γ -спектрометра (фосфор, ФЭУ и усилитель) должна быть линейна. Требование линейности означает пропорциональность между амплитудой импульса, поступающего на амплитудный анализатор, и энергией γ -квантов E_γ , поглощенной в фосфоре:

$$U_0 = aE_\gamma, \quad (20)$$

где a — коэффициент пропорциональности.

Рис. 17. График линейности сцинтилляционного γ -спектрометра.



Линейность является одной из характеристик сцинтилляционного γ -спектрометра. Ее проверяют путем измерения γ -спектров от стандартных источников, испускающих γ -кванты одной или нескольких известных энергий. Линейность является градуировочной кривой сцинтилляционного γ -спектрометра, так как каждому каналу амплитудного анализатора (амплитуда импульса) соответствует определенная энергия γ -кванта E_γ . Вследствие линейности всей системы энергия E_γ и номер канала N_k связаны

линейным уравнением:

$$E_\gamma = aN_k + E_{\gamma 0}, \quad (21)$$

Пороговая энергия γ -квантов $E_{\gamma 0}$ пропорциональна минимальной амплитуде импульса, которую анализирует амплитудный анализатор. Импульсы, образуемые γ -квантами с энергией $E \leq E_{\gamma 0}$, меньше порога анализатора и не регистрируются. Энергию $E_{\gamma 0}$ можно представить в виде

$$E_{\gamma 0} = aN_k', \quad (22)$$

где N_k - порог анализатора, выраженный числом каналов. Одновременно N_k показывает истинный нуль амплитудного анализатора. Этот нуль прибора N_k находится путем экстраполяции прямой линейности в область отрицательных номеров каналов анализатора. Окончательно выражение для вычисления энергии γ -кванта имеет вид

$$E_\gamma = a(N_k + N_k'). \quad (23)$$

Эффективность сцинтилляционного γ -спектрометра зависит от размеров сцинтиллятора и при не очень большой энергии может быть близка к 100%. Однако его разрешающая способность невысокая. Для γ -квантов с энергией 662 кэВ $\Delta E/E \geq 6\%$ и уменьшается с увеличением энергии E примерно как $E^{-1/2}$.

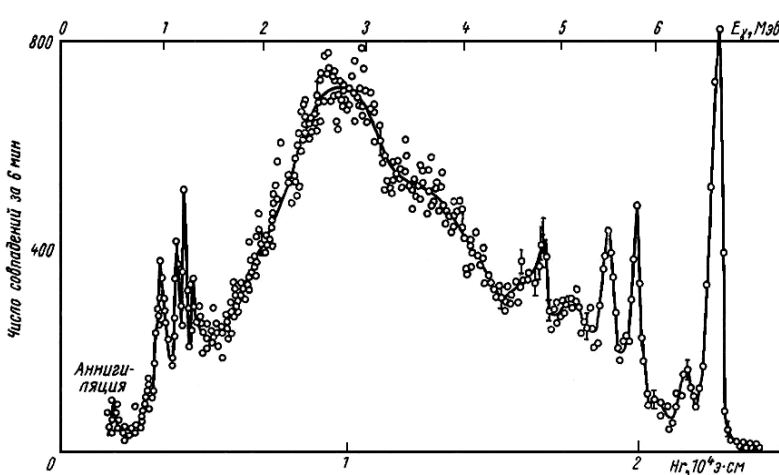


Рис.18. Спектр γ -квантов ^{158}Gd , полученный на комптоновском γ -спектрометре.

Для сильно ионизирующих частиц (α -частиц, осколков деления ядер) и частиц малых энергий ($E \leq 1\text{МэВ}$) наилучшими спектрметрическими характеристиками обладает кристалл NaI, активированный Tl [NaI (Tl)], который имеет линейную зависимость светового выхода от энергии частицы для электронов с энергией $\varepsilon \leq 1\text{кэВ}$ и для протонов с энергией $\varepsilon \leq 0,4\text{МэВ}$, а также инертные газы.

Для исследования γ -квантов и электронов высоких энергий NaI (Tl) в качестве сцинтиллятора также является наиболее подходящим, так как он обладает высокими плотностью ($3,67\text{ г/см}^3$) и эффективным атомным номером. Высокий световой выход и хорошая прозрачность позволяют получить в хорошую разрешающую способность по энергии. При толщине кристалла 50 см разрешающая способность ΔE дается формулой

$$\Delta E = \frac{2\%}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}} \quad (24)$$

Для электронов и γ -квантов с энергией $E \sim 1\text{ГэВ}$ ΔE достигает 1%.

Светосила сцинтилляционного γ -спектрометра зависит в основном от эффективности фосфора $\varepsilon(E_\gamma)$ к γ -излучению. Эффективность фосфора рассчитывают исходя из толщины фосфора и линейного коэффициента ослабления γ -квантов в материале фосфора. Наибольшей эффективностью к γ -излучению обладают неорганические фосфоры NaI(Tl) и CsI(Tl). В этих фосфорах интенсивность световой вспышки пропорциональна поглощенной энергии γ -кванта. Если обозначить буквой η долю γ -квантов источника, попавших в фосфор, а ε - эффективность фосфора, то светосила сцинтилляционного γ -спектрометра будет равна

$$T = \eta\varepsilon. \quad (25)$$

Величина η зависит от геометрии системы источник γ -излучения - фосфор.

В физике высоких энергий для измерения энергии налетающей частицы $E \sim 10\text{--}100$ ГэВ иногда используются гигантские секционированные сцинтилляционные спектрометры полного поглощения, в которых масса сцинтиллятора достигает десятков и сотен тонн. Измерение полной выделенной энергии в ядерном каскаде позволяет определить энергию налетающей частицы с точностью, достигающей $\pm 10\%$.

Благодаря высокой эффективности регистрации различных частиц и излучений, а также быстродействию, сцинтилляционный спектрометр нашёл широкое применение в ядерной спектроскопии и спектроскопии частиц высоких энергий. В области малых энергий (≤ 1 МэВ) сцинтилляционный спектрометр уступают в энергетическом разрешении пропорциональным счётчикам и полупроводниковым детекторам.

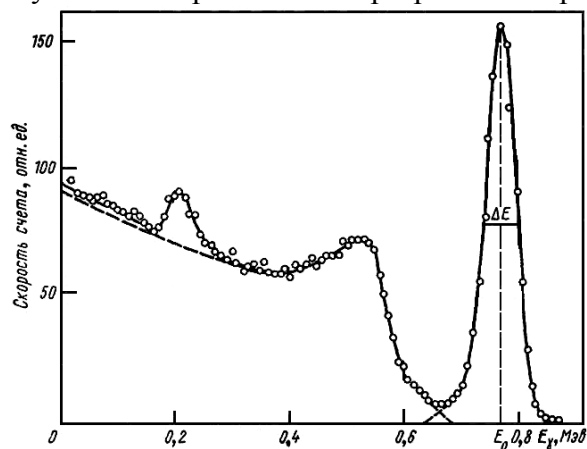


Рис. 19. Распределение амплитуд импульсов при энергии γ -квантов 0,765 МэВ от источника ^{95}Nb .

Разрешение сцинтилляционного γ -спектрометра определяется полушириной спектральной линии, как и у других спектрометров. Однако во всех ранее рассмотренных спектрометрах спектральная линия представлялась пикообразным распределением измеряемого параметра A . За полуширину спектральной линии принималась полная ширина на половине высоты этого пика. В сцинтилляционном γ -спектрометре форма спектральной линии значительно сложнее.

Для определения разрешения сцинтилляционного γ -спектрометра рассмотрим подробнее форму спектральной линии такого спектрометра. γ -Кванты порождают в фосфоре фотоэлектроны, комптон-электроны и пары электрон-позитрон вследствие трех основных процессов взаимодействия γ -излучения с атомными электронами и ядрами фосфора. Каждый из этих независимых процессов взаимодействия γ -квантов с веществом дает свое распределение импульсов по амплитудам на выходе ФЭУ. Накладываясь друг на друга, все три распределения образуют форму спектральной линии от моноэнергетического γ -излучения. Форма спектральной линии зависит от энергии γ -квантов. В области энергии γ -квантов, меньших 1,2 МэВ, эффект образования пар в фосфоре маловероятен и этим эффектом можно пренебречь, а форма спектральной линии связана с появлением фото-и комптон-электронов.

В фотоэффекте вся энергия γ -кванта передается одному из атомных электронов фосфора. Вследствие этого на выходе ФЭУ возникает пикообразное распределение амплитуд импульсов, называемое фотопиком, с наиболее вероятным значением амплитуды U_0 (Рис. 18). Значение амплитуды U_0 соответствует энергии моноэнергетических γ -квантов E_0 , падающих на фосфор. Ширина фотопика зависит от флуктуации числа фотонов света, появляющихся при торможении фотоэлектронов в фосфоре от неодинаковых условий сбора света на фотокатод ФЭУ (место поглощения γ -кванта в фосфоре), от различных вспышек, флуктуации импульса тока электронов в ФЭУ и ряда других причин.

В комптон-эффекте от моноэнергетических γ -квантов образуются комптон-электроны с неодинаковой энергией. Вследствие этого на выходе ФЭУ возникает непрерывное распределение импульсов по амплитуде от нуля до значения U_0 (Рис. 19). Таким образом, полная форма спектральной линии представляет собой непрерывное распределение амплитуд импульсов с фотопиком на конце этого распределения. Небольшой пик над непрерывным комптоновским распределением называют пиком обратного рассеяния. Часть γ -квантов, прошедших сквозь фосфор, рассеивается на конструктивных элементах ФЭУ. Энергию рассеянных γ -квантов определяют по формуле

$$E_\gamma = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}, \quad (26)$$

где E_0 - энергия падающих на фосфор γ -квантов; m_0c^2 - энергия покоя электрона; θ - угол рассеяния γ -кванта.

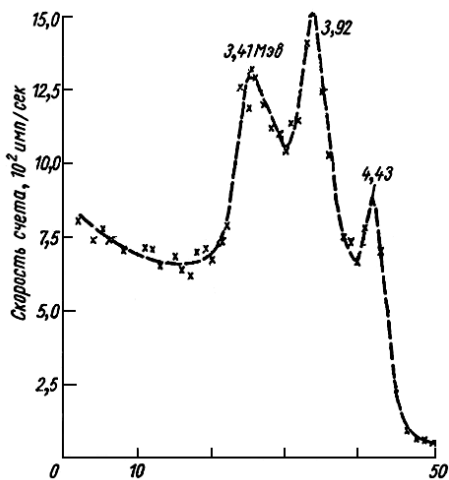


Рис. 20. Распределение амплитуд импульсов для γ -квантов с энергией 4,43 МэВ (4,43 МэВ-фотопик; 3,92 МэВ- полупарный пик; 3,41 МэВ-парный пик).

При больших углах θ , близких к $\theta \approx 1$, энергия рассеянных γ -квантов почти постоянна и близка к энергии

$$E_{\lambda}' \approx \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{m_0c^2}} \quad (27)$$

Эти γ -кванты имеют относительно малые энергии и с большой вероятностью поглощаются фотоэлектрически фосфором, образуя фотопик обратного рассеяния.

Форма спектральной линии сцинтилляционного γ -спектрометра усложняется для γ -квантов с энергией больше 1,022 МэВ. Кроме распределений амплитуд импульсов от фотоэлектронов и комптон-электронов добавляются распределения амплитуд импульсов от пар электрон - позитрон, возникающих в фосфоре. Суммарная кинетическая энергия пары электрон - позитрон при энергии γ -кванта E_0

$$E_{\beta^-} + E_{\beta^+} = E_0 - 1,022 \text{ МэВ}. \quad (28)$$

Кинетическая энергия электронов и позитронов преобразуется на выходе ФЭУ в импульс с амплитудой, меньшей амплитуды импульса от фотоэлектрона на энергию покоя электрона и позитрона, равную 1,022 МэВ. Образование пары обуславливает амплитудное распределение импульсов, называемое парным пиком (**Рис. 20**). Он сдвинут относительно фотопика на 1,022 МэВ по направлению к началу отсчета энергии и наблюдается над непрерывным комптоновским распределением. При толщинах фосфора больше 5 см в форме спектральной линии кроме парного пика появляется еще один пик, называемый полупарным (**Рис. 20**). Появление его связано с процессом аннигиляции позитрона в фосфоре. Растратив свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов фосфора, позитрон аннигилирует с атомным электроном. В этом процессе возникают два γ -кванта с энергией 0,511 МэВ каждый. В больших фосфорах становится заметной вероятность фотоэлектрического поглощения одного из γ -квантов. Вспышка света от поглощения этого γ -кванта складывается со вспышкой обусловленной поглощением пары электрон - позитрон. Очевидно, что такая вспышка света соответствует поглощенной энергии

$$E = E_0 - 1,022 + 0,511 = E_0 - 0,511 \text{ МэВ}. \quad (29)$$

Полупарный пик сдвинут относительно фотопика по оси энергий на 0,511 МэВ и находится посередине между фотопиком и парным пиком. Таким образом, форма спектральной линии сцинтилляционного γ -спектрометра в общем случае состоит из нескольких пиков и непрерывного комптоновского распределения. Вклад в форму спектральной линии каждого из рассмотренных распределений зависит от типа фосфора, его размеров и энергии γ -квантов. Вероятность отдельных процессов взаимодействия γ -излучения с фосфором определяется коэффициентами линейного поглощения. Кривые представляют зависимость коэффициентов линейного ослабления от энергии γ -квантов для наиболее часто применяемого в сцинтилляционных γ -спектрометрах фосфора NaI(Tl). Пунктирная кривая описывает полный коэффициент линейного ослабления μ .

Сложная форма спектральной линии сцинтилляционного γ -спектрометра не позволяет найти разрешение подобно тому, как это делалось ранее. Понятие полуширины спектральной линии становится неопределенным. Разрешающую способность сцинтилляционного γ -спектрометра условились характеризовать разрешением по фотопику. За разрешение сцинтилляционного γ -спектрометра принимают отношение полуширины ΔU фотопика к наиболее вероятному значению амплитуды U_0 в этом распределении:

$$R = \Delta U / U_0. \quad (30)$$

Ввиду линейности между поглощенной энергией γ -кванта E_0 и амплитудой импульса U_0 разрешение равно

$$R = \frac{\Delta U}{U_0} = \frac{\Delta E}{E_0}. \quad (31)$$

Это соотношение позволяет вычислить по известному R минимальную разность ΔE . Так, при разрешении 6% и энергии $E_0 = 1$ МэВ сцинтилляционный γ -спектрометр разделяет два γ -кванта, если их энергии различаются не менее чем на $\Delta E = RE_0 = 60 \text{ кэВ}$.

Сложная форма спектральной линии существенно затрудняет анализ экспериментального распределения $\varphi(U_0)$. Очевидно, не каждому пику в распределении $\varphi(U_0)$ будут соответствовать определенные энергии γ -квантов/ Экспериментальный пик может оказаться или парным, или полупарным от γ -квантов более высокой энергии. Только фотопикам, строго говоря, отвечают отдельные линии в γ -спектре.

Сложные γ -спектры, состоящие из большого числа линий, и непрерывные γ -спектры дают столь сложное распределение $\varphi(U_0)$, что становится невозможным установить истинное распределение $f(E)$ γ -квантов по энергии. Поэтому однокристалльные сцинтилляционные γ -спектрометры применяют для изучения простых γ -спектров, состоящих из нескольких линий.

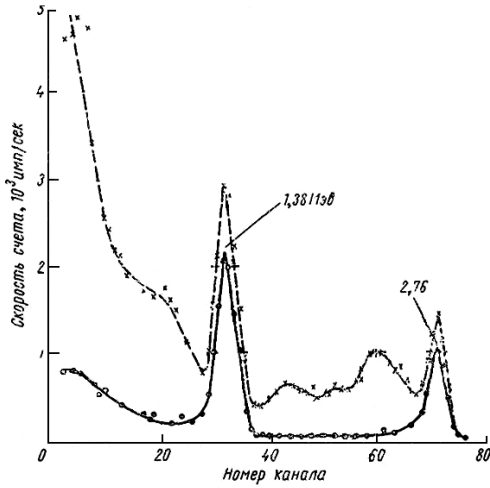


Рис. 21. Распределение амплитуд импульсов для γ -квантов от источника ^{24}Na . Пунктирная кривая - без внешнего кристалла, сплошная - с внешним кристаллом.

Кроме энергетического распределения γ -квантов, при измерении спектра γ -излучения определяют интенсивность отдельных γ -линий. Число импульсов в фотопике показывает число фотоэлектрически поглощенных γ -квантов в фосфоре. Для вычисления интенсивности γ -линий необходимо знать фотоэффективность фосфора. Под фотоэффективностью $\varepsilon_{\text{ф}}$ понимают часть (долю) полной эффективности, обусловленную фотоэффектом. Если за время t в фотопике зарегистрировано N импульсов, то интенсивность γ -

квантов есть

$$I(E_{\gamma}) = \frac{NE_{\gamma}}{\varepsilon_{\text{ф}}(E_{\gamma})t}. \quad (32)$$

При исследовании сложных γ -спектров однокристалльный γ -спектрометр дает большую ошибку в определении интенсивности γ -линий. Для уменьшения ошибки при расшифровке сложных γ -спектров разработаны конструкции многокристалльных γ -спектрометров. В них используют не один, а несколько фосфоров. Форма спектральной линии в этих γ -спектрометрах имеет более простой вид, что достигается регистрацией импульсов от какого-либо одного процесса взаимодействия γ -излучения с фосфором. В соответствии с этим γ -спектрометры называют комптоновскими, парными и спектрометрами антисовпадений. Рассмотрим для примера работу γ -спектрометра антисовпадений.

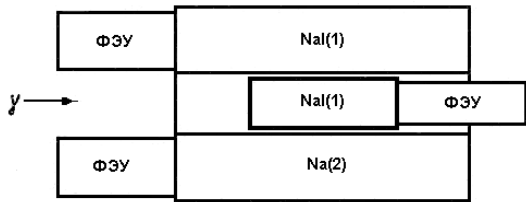


Рис. 22. Схема расположения кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$ в спектрометре антисовпадений: 1 - внешний кристалл; 2 - центральный кристалл.

Амплитудный анализатор в γ -спектрометре антисовпадений анализирует лишь импульсы от фотоэлектрического поглощения γ -квантов в фосфоре. Форма спектральной линии в таком спектрометре представляется одним фотопиком (Рис. 21) с небольшим непрерывным распределением. На этом же рисунке пунктиром указана форма спектральной линии однокристалльного γ -спектрометра. Детектируемая часть γ -спектрометра антисовпадений состоит из двух кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$: центрального и внешнего, окружающего центральный (Рис. 22). Регистрирующая часть γ -спектрометра дополняется схемой антисовпадений.

Рассмотрим принцип работы такого γ -спектрометра. Пусть γ -квант фотоэлектрически поглотился в центральном кристалле. Импульс с ФЭУ центрального кристалла поступает на схему антисовпадений и на вход амплитудного анализатора. В то же время на схему антисовпадений не попадает импульс с ФЭУ внешнего кристалла. Схема антисовпадений вырабатывает импульс, который подается на вход управления амплитудного анализатора, и разрешает анализировать по входу тот же импульс с ФЭУ центрального кристалла. Если γ -квант комптоновски рассеялся в центральном кристалле, то с большой вероятностью рассеянный γ -квант регистрируется и внешним кристаллом. На схему антисовпадений одновременно придут с ФЭУ центрального и внешнего кристаллов два импульса. В этом случае схема не вырабатывает сигнала, разрешающего анализ импульса от центрального кристалла амплитудным анализатором.

Пусть, наконец, γ -квант поглотился в центральном кристалле и образовал пару электрон - позитрон. При аннигиляции позитрона возникают два γ -кванта с энергией не менее 0,511 МэВ. Один или оба γ -кванта с большей вероятностью регистрируются во внешнем кристалле. Снова на схему антисовпадений поступают два импульса и импульс с центрального кристалла не анализируется. Таким образом, из трех основных эффектов взаимодействия γ -квантов с фосфором амплитудный анализатор анализирует лишь импульсы, возникшие в процессе фотоэлектрического поглощения γ -квантов в центральном кристалле. Форма спектральной линии должна, следовательно, состоять из одного фотопика. В действительности наблюдается еще непрерывное распределение амплитуд. Оно имеет небольшую величину и обусловлено прострелами

рассеянных γ -квантов через внешний кристалл и рядом других факторов. С помощью γ -спектрометра антисовпадений изучаются сложные дискретные и сплошные γ -спектры и даже непрерывные, так как расшифровка экспериментальных амплитудных распределений значительно упрощается.

В физике высоких энергий для измерения энергии налетающей частицы $E \sim 10\text{--}100 \text{ ГэВ}$ иногда используются гигантские секционированные сцинтилляционные спектрометры полного поглощения, в которых масса сцинтиллятора достигает десятков и сотен тонн. Измерение полной выделенной энергии в ядерном каскаде позволяет определить энергию налетающей частицы с точностью, достигающей $\pm 10\%$.

Благодаря высокой эффективности регистрации различных частиц и излучений, а также быстродействию, сцинтилляционный спектрометр нашёл широкое применение в ядерной спектроскопии и спектроскопии частиц высоких энергий. В области малых энергий ($\leq 1 \text{ МэВ}$) сцинтилляционный спектрометр уступают в энергетическом разрешении пропорциональным счётчикам и полупроводниковым детекторам.

Рис. 23. Схема полупроводникового гамма-спектрометра.

4.4 Полупроводниковые γ -спектрометры

Действие полупроводниковых γ -спектрометров основано на образовании γ -излучением в объёме полупроводникового кристалла (обычно Ge с примесью Li) электронно-дырочных пар. Возникающий при этом заряд собирается на электродах и регистрируется в виде электрического сигнала, величина которого определяется энергией γ -квантов (Рис. 23). Полупроводниковые γ -спектрометры обладают весьма высокой разрешающей способностью, что обусловлено малой энергией, расходуемой на образование одной электронно-дырочной пары. Для $h\nu = 662 \text{ кэВ}$ $\Delta E/E \approx 0,5\%$, для γ -квантов с энергией 1 МэВ может достигать 0.1- 0.2%. Эффективность полупроводниковых γ -спектрометров обычно ниже, чем сцинтилляционных спектрометров, т. к. γ -излучение в Ge поглощается слабее, чем, например, в сцинтилляционном кристалле NaI. Кроме того, размеры используемых полупроводниковых детекторов пока ещё невелики. К недостаткам полупроводниковых γ -спектрометров следует отнести также необходимость их охлаждения до температур, близких к температуре жидкого азота.

На ухудшение разрешения полупроводникового детектора влияет усилитель сигналов с полупроводникового детектора. Амплитуда импульса на выходе полупроводникового детектора составляет 0,5-1 мВ. Усилитель имеет собственный уровень шумов, импульсы которых, беспорядочно складываясь с импульсами детектора, увеличивают разброс амплитуд в два-три раза. Тем не менее энергетическое разрешение в 5-7 кэВ по абсолютной величине значительно лучше энергетического разрешения сцинтилляционного γ -спектрометра, составляющего около 50 кэВ при энергии γ -квантов 1 МэВ.

Для улучшения разрешения полупроводникового γ -спектрометра потребовалась разработка не только малошумящих усилителей, но и увеличение числа каналов амплитудного анализатора. Если ширина канала равна 5 кэВ, то для измерения γ -квантов с энергией 10 МэВ требуется число каналов

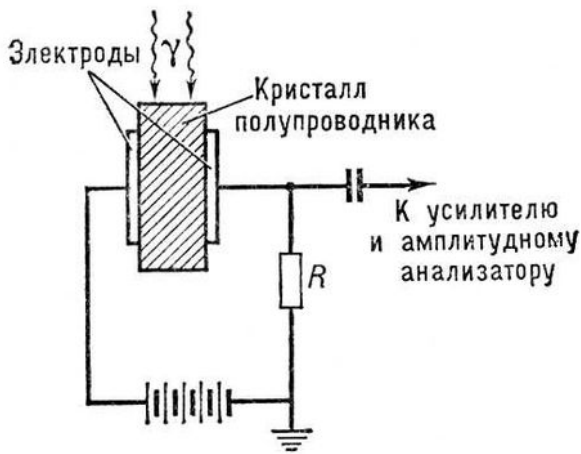
$$n = \frac{10 \cdot 10^3}{5} = 2000.$$

Хорошее разрешение и высокая светосила полупроводникового γ -спектрометра открывает новые возможности при измерении сложных и непрерывных спектров γ -излучения.

Блок-схема полупроводникового γ -спектрометра аналогична блок-схеме сцинтилляционного γ -спектрометра. В качестве детектора используют полупроводниковый германиевый счётчик с толстым i-слоем, полученным методом диффузии лития. По своей эффективности Ge - Li-детекторы с рабочим объёмом 50-70 см³ ещё уступают сцинтилляционным детекторам с кристаллом NaI(Tl). Однако этот недостаток окупается хорошим энергетическим разрешением, позволяющим различать тонкую структуру спектров γ -излучения.

4.5 Альтернативные методы гамма-спектроскопии

Наивысшую точность измерения энергии γ -квантов обеспечивают кристалл-дифракционные γ -спектрометры, в которых непосредственно измеряется длина волны γ -излучения. Такой спектрометр аналогичен приборам для наблюдения дифракции рентгеновских лучей. Излучение, проходя через кристалл кварца или кальцита, отражается плоскостями кристалла в зависимости от его длины волны под тем или иным углом и регистрируется фотоэмульсией или счётчиком фотонов. Применяется для спектроскопии γ -



квантов низких энергий. Недостаток таких γ -спектрометров - низкая эффективность.

Для измерения спектров γ -излучения низких энергии (до 100 кэВ) нередко применяются пропорциональные счётчики, разрешающая способность которых в области низких энергий значительно выше, чем у сцинтилляционного γ -счётчика. При $h\nu > 100$ кэВ пропорциональные счётчики не используются из-за слишком малой эффективности. Измерение спектра γ -излучения очень больших энергий осуществляется с помощью ливневых детекторов, которые измеряют суммарную энергию частиц электронно-позитронного ливня, вызванного γ -квантом высокой энергии. Образование ливня обычно происходит в радиаторе очень больших размеров (которые обеспечивают полное поглощение всех вторичных частиц). Вспышки флюоресценции (или черенковского излучения) регистрируются с помощью ФЭУ.

Для спектрометрии γ -квантов высоких энергий используются гамма-спектрометр, основанные на регистрации черенковского излучения от электронно-фотонных ливней, создаваемых γ -квантами в радиаторах из тяжелого прозрачного вещества, например свинцового стекла. Определить энергию высокоэнергичного γ -кванта можно также в пузырьковой камере, измеряя траекторию рождаемой им пары электрон-позитрон в магнитном поле.

В некоторых случаях для измерения энергии γ -квантов используется процесс фоторасщепления дейтрона. Если энергия γ -кванта превосходит энергию связи дейтрона (2,23 МэВ), то может произойти расщепление дейтрона на протон и нейтрон. Измеряя кинетические энергии этих частиц, можно определить энергию падающих γ -квантов.

Хорошие результаты по снятию γ -спектра даёт двухкристальный комптоновский γ -спектрометр. В нём кристалл-анализатор и запускающий кристалл сцинтилляционного спектрометра расположены вплотную друг к другу, а точечный источник γ -квантов находится между ними. γ -Кванты частично поглощаются в обоих кристаллах. В основу работы комптоновского спектрометра положена линейная зависимость энергии комптоновских электронов от энергии первичных γ -квантов, а также малая зависимость энергии комптоновских электронов от угла рассеяния при больших углах рассеяния (более 140°). Поэтому, если регистрируются только комптоновские электроны, для которых $\theta=140^\circ-180^\circ$, то γ -спектры, снятые с помощью дифференциального дискриминатора, будут иметь форму отдельных линий, каждая из которых будет соответствовать группе γ -квантов данной энергии.

Для снятия спектров высокоэнергетичных γ -квантов используется парный спектрометр, использующий три сцинтилляционных детектора излучения, причём в одном из них происходит образование электрон-позитронных пар. При аннигиляции позитрона в противоположных направлениях испускаются аннигиляционные кванты, которые регистрируются боковыми кристаллами. Таким образом, при образовании пар могут происходить тройные совпадения импульсов от всех трёх кристаллов. Парный сцинтилляционный γ -спектрометр обладает большой разрешающей способностью, но значительно меньшей эффективностью, чем однокристальный γ -спектрометр. Он позволяет чётко выделить слабые линии γ -излучения высоких энергий на фоне относительно интенсивных линий малых энергий не образующих пар.