

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 5.5.5

Компьютерная сцинтилляционная γ -спектрометрия

выполнил студент 924 группы ФОПФ

Панферов Андрей

Долгопрудный, 2021 г.

Цель работы: Снять и исследовать спектры излучения различных источников, характеризовать различные пики в спектрах радиоактивных веществ.

В работе используются:

- сцинтиллятор
- ФЭУ
- предусилитель импульсов
- высоковольтный блок питания для ФЭУ
- АЦП
- компьютер.

Теоретические положения

Фотоэффект - это процесс взаимодействия гамма-кванта с электроном, связанным с атомом, при котором электрону передается вся энергия гамма-кванта. При этом электрону сообщается кинетическая энергия $T_e = E_\gamma - I_i$, где E_γ - энергия гамма-кванта, I_i - потенциал ионизации i -той оболочки атома. Фотоэффект особенно существенен для тяжелых веществ, где он идет с заметной вероятностью даже при высоких энергиях гамма-квантов. В легких веществах фотоэффект становится заметен лишь при относительно небольших энергиях гамма-квантов.

Эффект Комптона - это упругое рассеяние фотона на свободном электроне, сопровождающееся изменением длины волны фотона. Максимальная энергия образующихся комптоновских электронов соответствует рассеянию гамма-квантов на 180° и равна

$$E_{\max} = \frac{\eta\omega}{1 + \frac{mc^2}{2\eta\omega}}. \quad (1)$$

Процесс образования электрон-позитронных пар. При достаточно высокой энергии гамма-кванта наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона может происходить третий вид взаимодействия гамма-квантов с веществом – образование электрон-позитронных пар. Процесс образования пар не может происходить в пустоте, так как в этом случае не выполняются законы сохранения энергии и импульса. В присутствии ядра или электрона процесс образования пары гамма-квантов возможен, так как можно распределить энергию и импульс гамма-кванта между тремя частицами без противоречия с законами сохранения. При этом если процесс образования пары идет в кулоновском поле ядра или протона, то энергия образующегося ядра отдачи оказывается весьма малой, так что пороговая энергия гамма-кванта E_0 , необходимая для образования пары, практически совпадает с удвоенной энергией покоя электрона $E_0 \cong 2mc^2 = 1.022$ МэВ.

Появившийся в результате процесса образования пар электрон свою энергию на ионизацию среды. Таким образом, вся энергия электрона остается в детекторе. Позитрон будет двигаться до тех пор, пока практически не остановится, а затем аннигилирует с электроном среды, в результате чего появятся два гамма-кванта. Т.е., кинетическая энергия позитрона также останется в детекторе. Далее возможны три варианта развития событий:

1. оба родившихся гамма-кванта не вылетают из детектора, и тогда вся энергия первичного гамма-кванта останется в детекторе, а в спектре появится пик с $E = E_\gamma$;

2. один из родившихся гамма-квантов покидает детектор, и в спектре появляется пик, соответствующий энергии $E = E_\gamma - E_0$, где $E_0 = mc^2 = 511$ кэВ;
3. оба родившихся гамма-кванта покидают детектор, и в спектре появляется пик, соответствующий энергии $E = E_\gamma - 2E_0$, где $2E_0 = 2mc^2 = 1022$ кэВ.

Таким образом, любой спектр, получаемый с помощью гамма-спектрометра, описывается несколькими компонентами, каждая из которых связана с определенным физическим процессом. Как описано выше, основными физическими процессами взаимодействия гамма-квантов с веществом является фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар, и каждый из них вносит свой вклад в образование спектра. Помимо этих процессов, добавляется *экспонента*, связанная с наличием фона, *пик характеристического излучения*, возникающий при взаимодействии гамма-квантов с окружающим веществом, а также *пик обратного рассеяния*, образующийся при энергии квантов $E_\gamma \gg mc^2/2$ в результате рассеяния гамма-квантов на большие углы на материалах конструктивных элементов детектора и защиты. Положение пика обратного рассеяния определяется по формуле:

$$E_{\text{обр}} = \frac{E}{1 + 2E/mc^2}, \quad (2)$$

где E – энергия фотопика.

Энергетическое разрешение спектрометра. Даже при поглощении частиц с одинаковой энергией амплитуда импульса на выходе фотоприёмника сцинтилляционного детектора меняется от события к событию. Это связано:

1. со статистическим характером процессов сбора фотонов на фотоприёмнике и последующего усиления,
2. с различной вероятностью доставки фотона к фотоприемнику из разных точек сцинтиллятора,
3. с разбросом высвечиваемого числа фотонов

В результате в набранном спектре линия (которая для идеального детектора представляла бы дельта-функцию) оказывается размытой, её часто описывают гауссианом.

Энергетическим разрешением спектрометра называется величина

$$R_i = \frac{\Delta E_i}{E_i}, \quad (3)$$

где ΔE_i – ширина пика полного поглощения, измеренная на половине высоты, E_i – энергия регистрируемого γ -излучения. Значение E_i пропорционально среднему числу фотонов \bar{n}_i на выходе ФЭУ, т.е.:

$$E_i = \alpha \bar{n}_i. \quad (4)$$

Полуширина пика полного поглощения ΔE_i пропорциональна среднеквадратичной флуктуации $\Delta \bar{n}_i$. Т.к. n_i является дискретной случайной величиной, которая распределена по закону Пуассона, то $\Delta \bar{n}_i = \sqrt{\bar{n}_i}$ и поэтому

$$\Delta E_i = \alpha \Delta \bar{n}_i = \alpha \sqrt{\bar{n}_i}. \quad (5)$$

Из (4), (5) получаем, что

$$R_i = \frac{\Delta E_i}{E_i} = \frac{\text{const}}{\sqrt{E_i}}. \quad (6)$$

Поскольку энергетическое разрешение зависит от энергии, его следует указывать для конкретной энергии. Чаще всего разрешение указывают для энергии гамма-линии ^{137}Cs (661.7 кэВ).

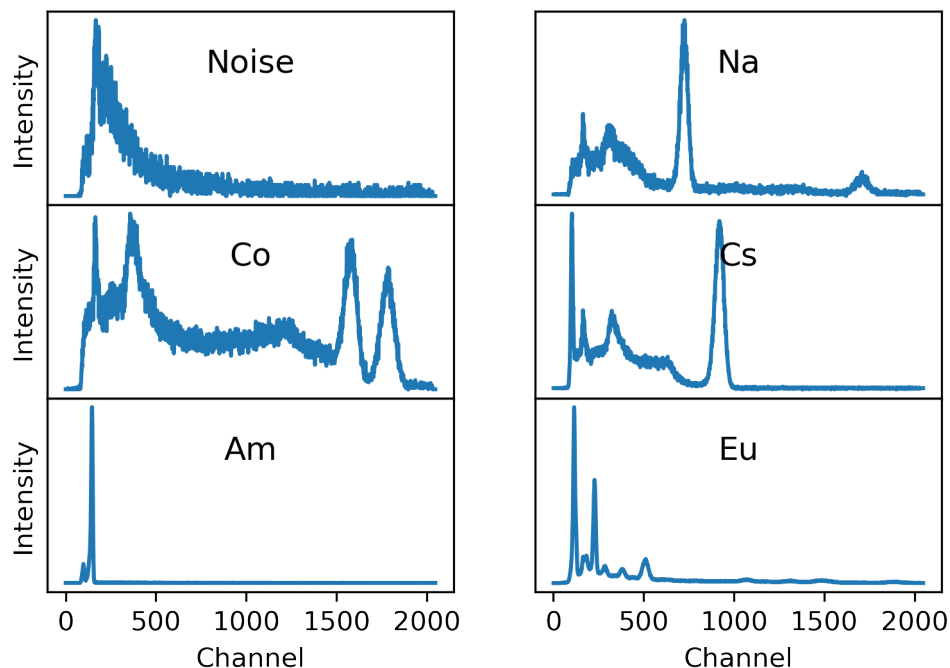
Выполнение работы

1. Подготовим к работе установку. Исследуем спектры следующих образцов:

- ^{22}Na
- ^{60}Co
- ^{137}Cs
- ^{241}Am
- ^{152}Eu

Накопление спектра производим в течение ≈ 600 секунд. Данные для образцов переведем в интенсивности, отнормировав сигнал на время экспериментов. Из сигнала вычтем сигнал шума, измеренный заранее. Спектры представим на Рис. ??:

Показания детектора



2. Используя известные значения пиков в спектрах натрия и цезия, построим калибровочный график соответствия номера канала определённому значению энергии (рис. 8).

Пики натрия:

511 кэВ - канал 725;

1275 кэВ - канал 1710;

Пик цезия:

662 кэВ - канал 920

Получаем уравнение для перехода от номера канала к значению энергии в кэВ:

$$E = (0.776 \pm 0.001)N - 52 \pm 2$$

3. Используя калибровочный график, определим для всех остальных источников значения энергии пиков полного поглощения E_i , их ширины на половине высоты ΔE_i и энергетическое разрешение R_i . Результаты занесём в Таблицу 1. В последний столбец занесём справочные значения для соответствующих энергий пиков полного поглощения (знаком (к) отмечены значения, по которым проводилась калибровка значений прибора)

Таблица 1: Пики полного поглощения различных образцов

Элемент	N_i	ΔN_i	E_i , MeV	ΔE_i , MeV	R_i	E , MeV
^{22}Na	723	51	0.509	0.039	0.070	0.511(к)
^{22}Na	1710	83	1.275	0.065	0.048	1.274(к)
^{60}Co	1578	84	1.173	0.065	0.071	1.173
^{60}Co	1783	88	1.332	0.068	0.049	1.332
^{137}Cs	918	58	0.660	0.045	0.063	0.662(к)
^{241}Am	145	10	0.061	0.008	0.069	0.595
^{152}Eu	285	25	0.169	0.019	0.087	0.122
^{152}Eu	382	25	0.244	0.019	0.065	0.245
^{152}Eu	509	38	0.343	0.029	0.075	0.344

4. По графикам определим энергию характеристического излучения свинца, служащего защитой спектрометра от внешнего излучения. На всех спектрах, кроме спектра неизвестного образца, снятого вне установки, в той или иной степени выражена спектральная линия, соответствующая энергии 75 keV. Эта энергия и есть энергия характеристического излучения свинца.
5. Проверим зависимость (6). Для этого построим график зависимости $R^2 = f(1/E)$ (рис. 10). Наблюдается линейная зависимость. Из-за неточностей в определении полуширины пиков точки не лежат на одной прямой.

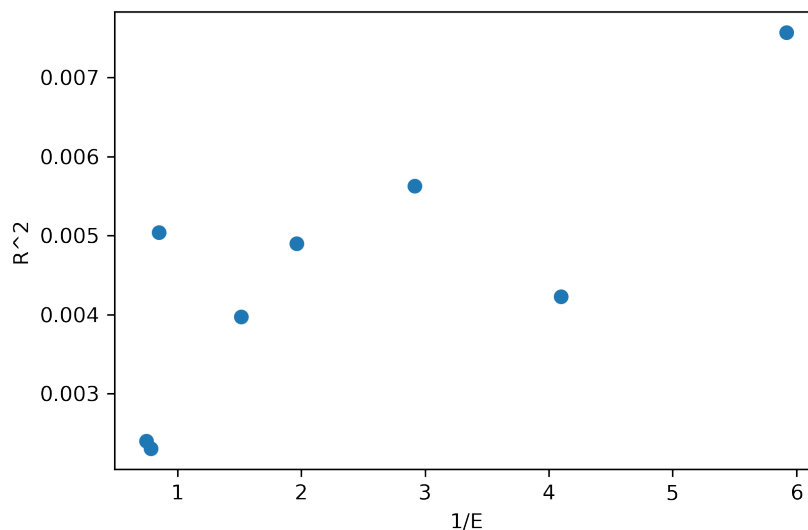


Рис. 1: График зависимости R^2 от $1/E$

6. Определим энергии края комптоновского поглощения для образцов ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{60}Co , сравним их с соответствующими справочными значениями.

^{60}Co	$E_{Cexp} = 0,922 \text{ MeV}$	$E_{Cth} = 0.963 \text{ MeV}$
^{137}Cs	$E_{Cexp} = 0,448 \text{ MeV}$	$E_{Cth} = 0.477 \text{ MeV}$
^{22}Na	$E_{Cexp} = 0,999 \text{ MeV}$	$E_{Cth} = 1.062 \text{ MeV}$

7. В спектрах, где наблюдаются пики обратного рассеяния, определим энергии этих пиков и сравним измеренные значения с определёнными по формуле (2)

$$E_{bs} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}}$$

^{60}Co ($E = 1.171 \text{ MeV}$)	$E_{Cexp} = 0,228 \text{ MeV}$	$E_{Cth} = 0.209 \text{ MeV}$
^{60}Co ($E = 1.333 \text{ MeV}$)	$E_{Cexp} = 0,228 \text{ MeV}$	$E_{Cth} = 0.214 \text{ MeV}$
^{137}Cs ($E = 0.662 \text{ MeV}$)	$E_{Cexp} = 0,198 \text{ MeV}$	$E_{Cth} = 0.184 \text{ MeV}$

Эти значения практически совпадают. Пики обратного рассеяния в спектре кобальта, отвечающие разным пикам полного поглощения, на графике неразрешимы (виден один широкий пик).

Вывод

В ходе работы после калибровки прибора были сняты спектры образцов ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{152}Eu , а также исследован спектр неизвестного образца и определен его состав (^{137}Cs). В спектрах были исследованы пики, соответствующие следующим взаимодействиям гамма-квантов с веществом:

- фотоэффект (пики полного поглощения)
- эффект Комптона (характерное распределение энергий в спектре, оканчивающееся комптоновским краем)
- обратное рассеяние (пики обратного рассеяния)
- аннигиляция позитронов (пик 511 keV в спектре натрия, по которому проводилась калибровка)

Все значения энергии, опеределённые по спектрам, практически совпадали с табличными и расчётными.

Также была проверена линейная зависимость квадрата спектрального разрешения прибора от величины, обратной энергии полного поглощения.