

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Факультет общей и прикладной физики

Лабораторная работа №5.5
(Общая физика: квантовая физика)

Компьютерная сцинтилляционная γ -спектрометрия

Работу выполнил:
Иванов Кирилл, 625 группа

г. Долгопрудный
2018 год

Цель работы: да я блять не ебу

1. Теоретическое введение

Основная задача спектрометрических измерений заключается в определении энергии, интенсивности дискретных гамма-линий от различных гамма-источников и их идентификации.

Основными процессами взаимодействия гамма-излучения с веществом являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар. Каждый из этих процессов вносит свой вклад в образование наблюдаемого спектра. Образующиеся при этих процессах электроны испытывают большое количество неупругих соударений с молекулами и атомами среды. Неупругие соударения могут сопровождаться как ионизацией, так и возбуждением молекул или атомов среды. В промежуточных же стадиях (при переходах возбужденных молекул или атомов в основное состояние, при рекомбинации электрических зарядов и т.п.) в веществе возникают кванты света различных длин волн, присущих данному веществу.

При **фотоэффекте** кинетическая энергия электрона $T_e = E_\gamma - I_i$, где I_i — энергия 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. Наряду с фотоэффектом, при котором вся энергия гамма-кванта передается атомному электрону, взаимодействие гамма-излучения со средой может приводить к его рассеянию, т.е. отклонению от первоначального направления распространения на некоторый угол.

При **эффекте Комптона** происходит упругое рассеяние фотона на свободном электроне, сопровождающееся изменением длины волны фотона (реально этот процесс происходит на слабо связанных с атомом внешних электронах). Максимальная энергия образующихся комптоновских электронов соответствует рассеянию гамма-квантов на 2π и равна

$$E_{c_max} = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{m_e c^2}{2\hbar\omega}}$$

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**. 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, необходимая для образования пары, практически совпадает с удвоенной энергией покоя электрона $E_0 = 2m_e c^2 = 1,022 \text{ МэВ}$.

Появившийся в результате процесса образования пар электрон теряет 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:

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

б) один из родившихся гамма-квантов покидает детектор, и в спектре появляется пик, соответствующий энергии $E = E_\gamma - E_0$, где $E_0 = m_e c^2 = 511$ кэВ;

в) оба родившихся гамма-кванта покидают детектор, и в спектре появляется пик, соответствующий энергии $E = E_\gamma - 2E_0$, где $2E_0 = 2m_e c^2 = 1022$ 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 являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар, и каждый из них вносит свой вклад в образование спектра. Помимо этих процессов, добавляются 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 — энергия фотопика):

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

Энергетическим разрешением спектрометра называется величина

$$R_i = \frac{\Delta E_i}{E_i} \quad (2)$$

т.е. отношение ширины пика полного поглощения (измеренной на полувысоте) к регистрируемой энергии пика поглощения. Это значение $E_i \propto \bar{n}_i$ — числу частиц на выходе ФЭУ. При этом $\Delta E_i \propto \overline{\Delta n_i} = \sqrt{\bar{n}_i}$ — ширина пика пропорциональна среднеквадратичной флуктуации, которая равна корню из числа частиц. Таким образом, наша формула (2) примет вид

$$R_i = \frac{\text{const}}{E_i} \quad (3)$$

2. Выполнение работы

Проведем измерения гамма-спектров для ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{241}Am и ^{152}Eu , а также измерение фона. Измерения для цезия повторим на соседней установке. Получаем зависимость счета на сцинтилляторе N'_c от номера канала N .

Найдем пики полного рассеяния для натрия ^{22}Na и цезия ^{137}Cs :

$$N_{Na_1} = 597,5, \quad N_{Na_2} = 1395,2, \quad N_{Cs} = 754,2$$

Мы знаем, что этим пикам соответствуют табличные значения энергии 511, 1275 и 662 кэВ соответственно. Тогда проведем калибровку спектрометра, построив линейную зависимость энергии гамма-кванта от номера канала $E_j = f(N_j)$. Результат калибровки:

$$E_j = (-60.537 + 0.957N_i) \text{ кэВ}$$

С помощью полученной зависимости переведем все полученные значения каналов в энергии, а счет сцинтиллятора отнормируем по времени, получив число частиц за секунду $N_{\text{ч}} = \frac{N'_{\text{ч}}}{t}$. Погрешность счета подсчитаем по формуле

$$\sigma_{N_{\text{ч}}} = N_{\text{ч}} \cdot \frac{\sqrt{N'_{\text{ч}}}}{N'_{\text{ч}}} = \frac{\sqrt{N'_{\text{ч}}}}{t}$$

Во всех измерениях t в диапазоне 600 – 700 секунд. Отложим по оси абсцисс энергию полученных экспериментальных точек, а по оси ординат – число частиц за секунду (рис. 1 – 6).

С помощью ПО компьютера экспериментальной установки получим значения пиков полного поглощения и их ширины. По формуле (2) подсчитаем для них разрешающую способность спектрометра. Результаты сведем в таблицу.

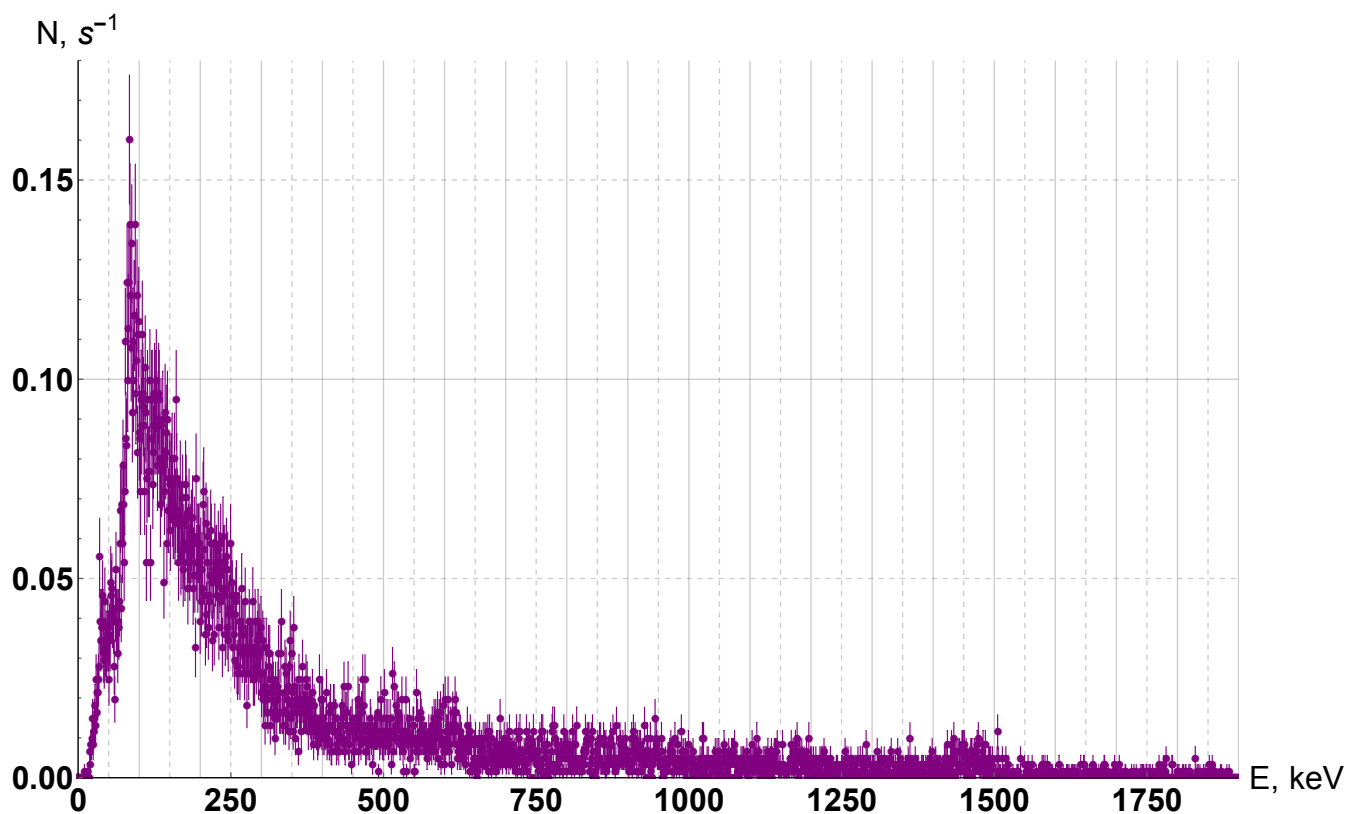
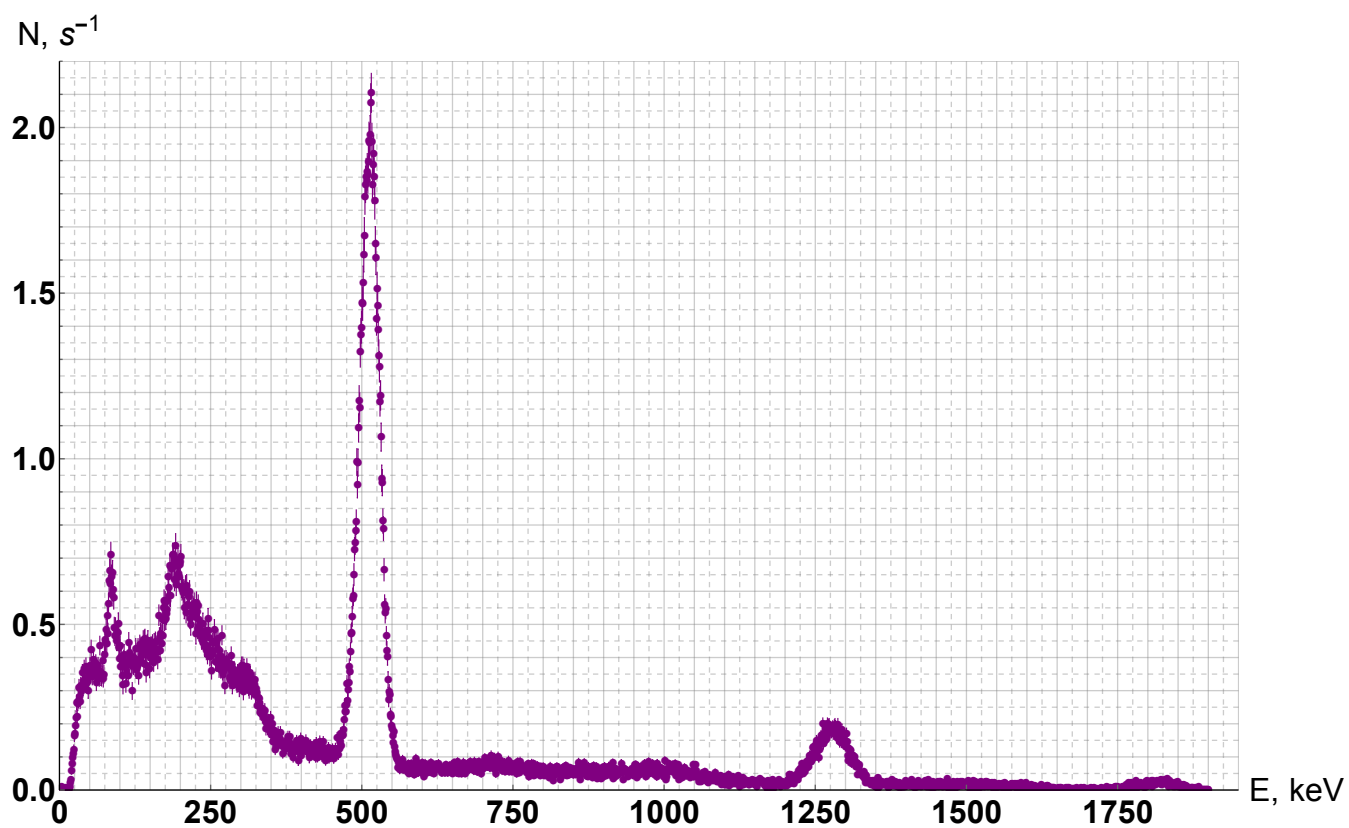
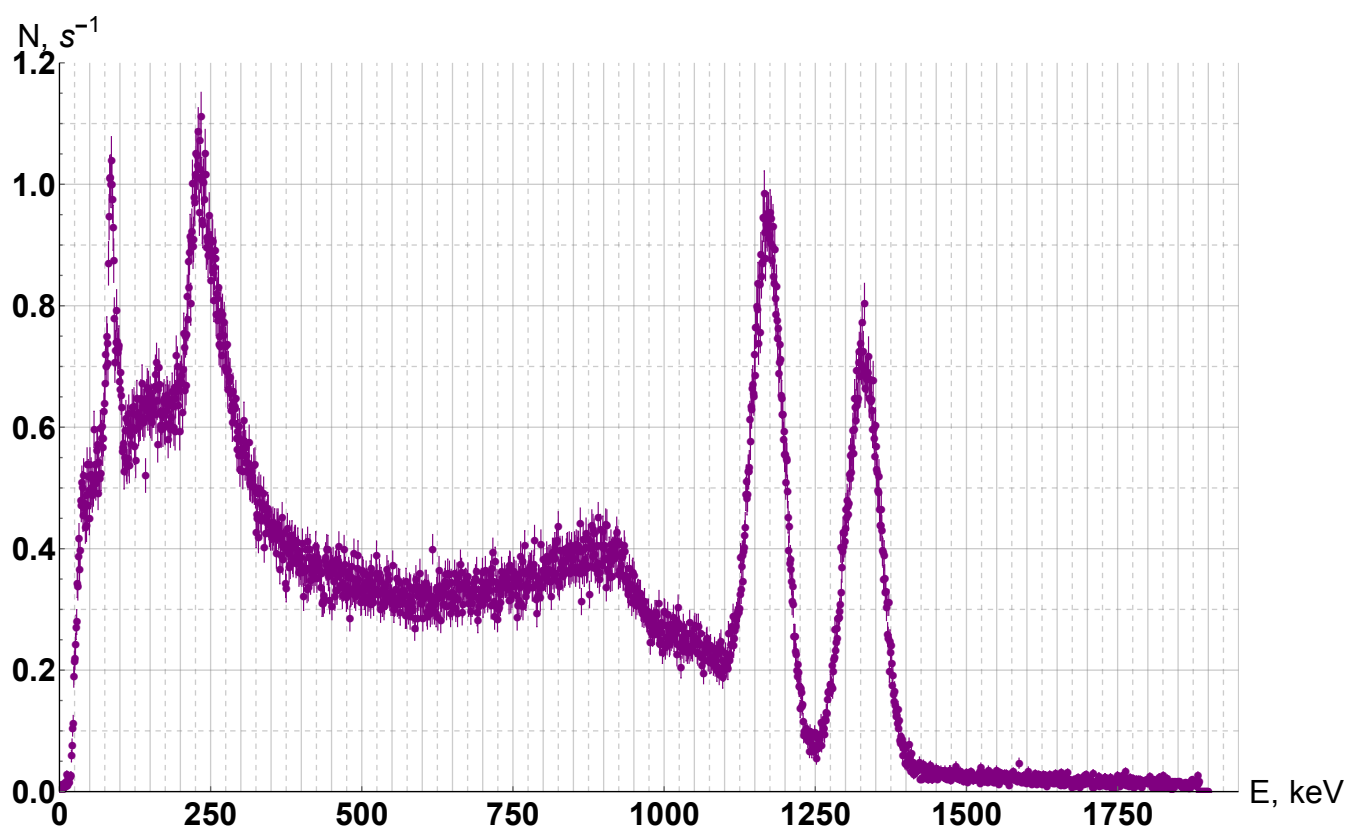
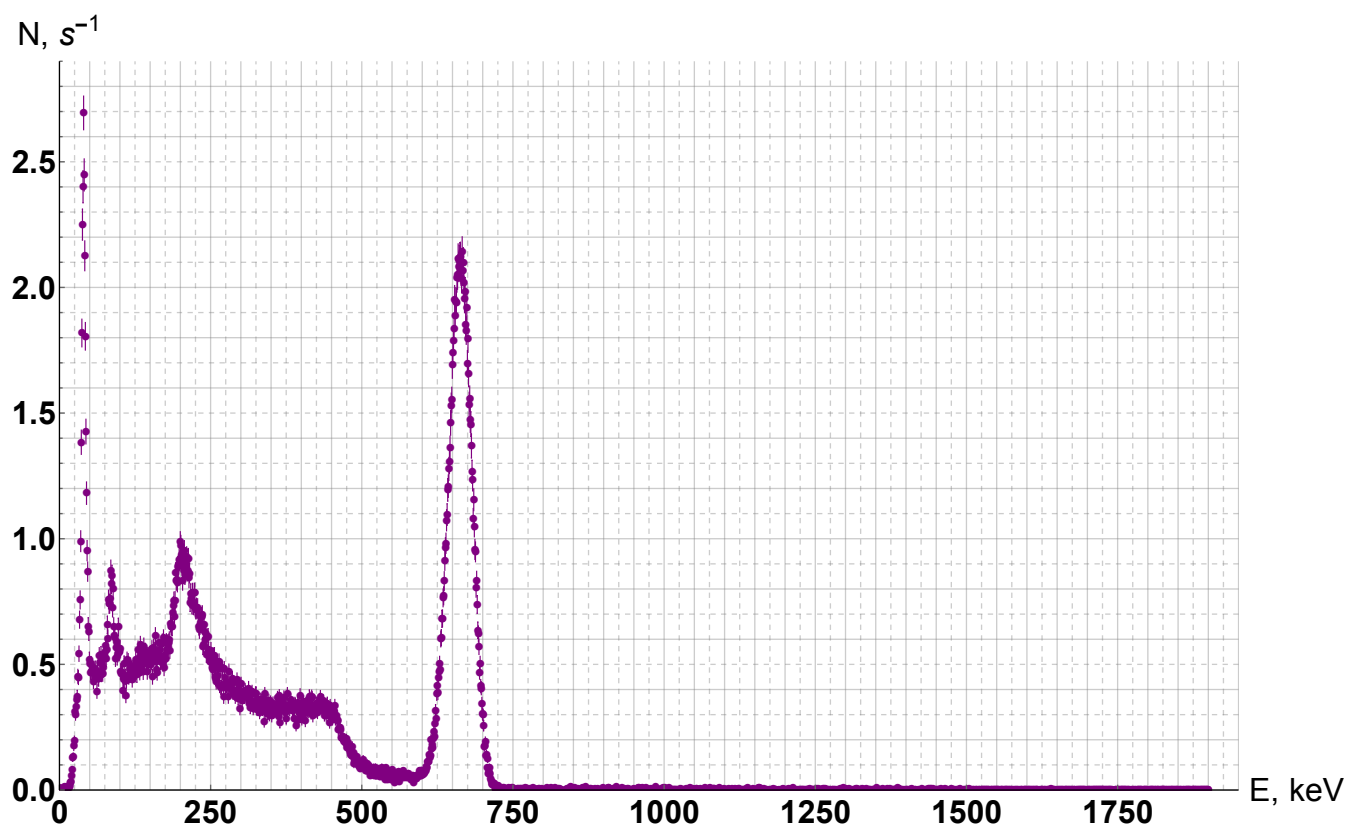
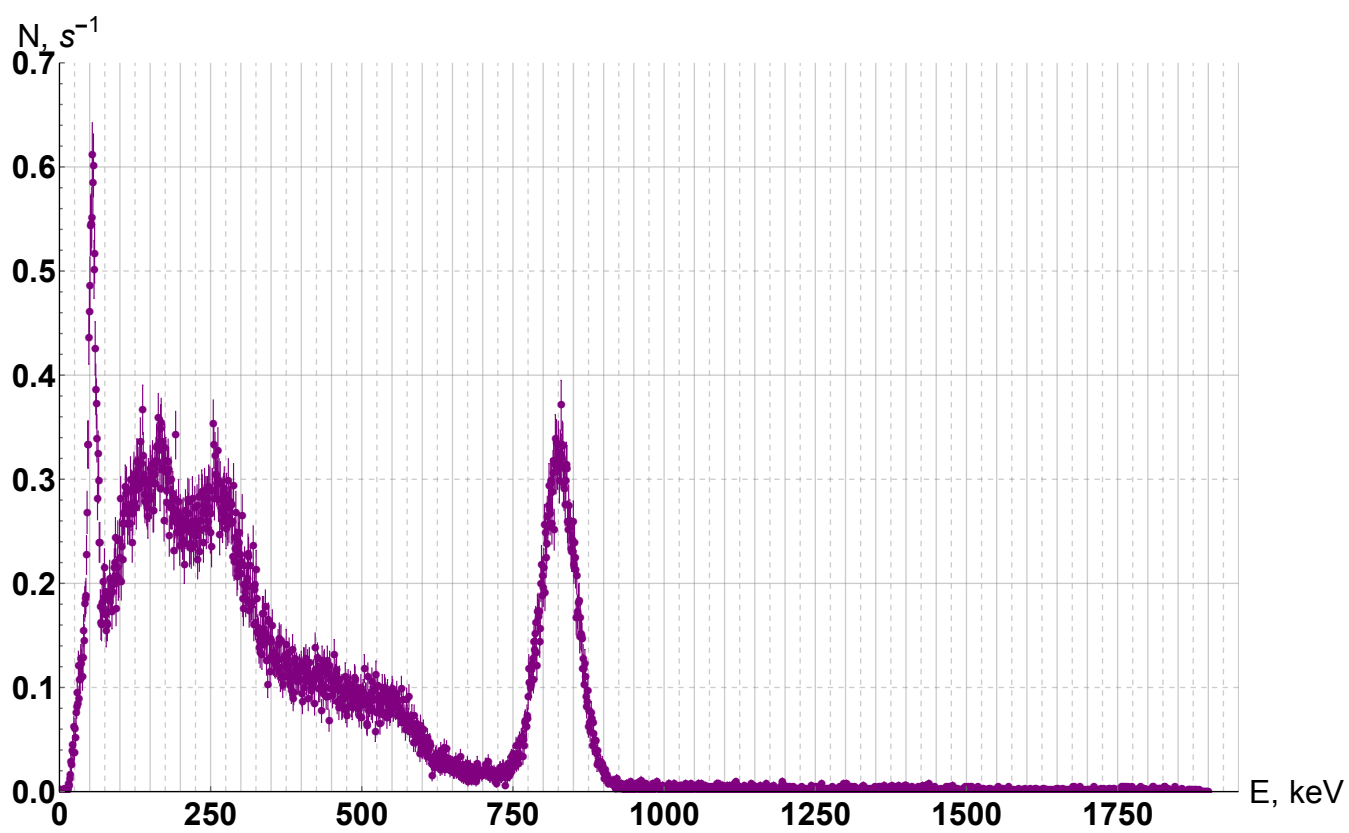


Рис. 1: Измерение фона

Рис. 2: Измерение спектра источника натрия ^{22}Na Рис. 3: Измерение спектра источника кобальта ^{60}Co

Рис. 4: Измерение спектра источника цезия ^{137}Cs Рис. 5: Измерение на второй установке спектра источника цезия ^{137}Cs

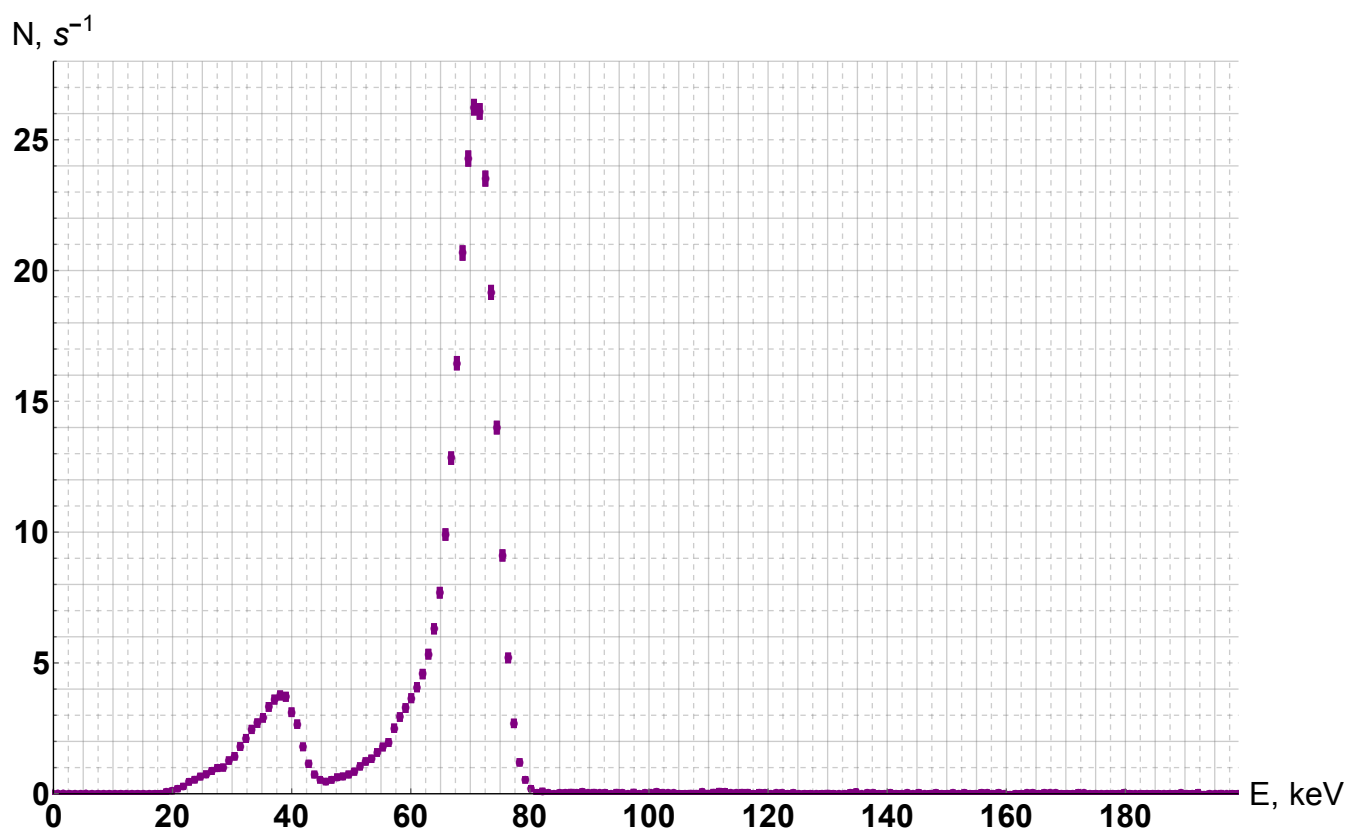
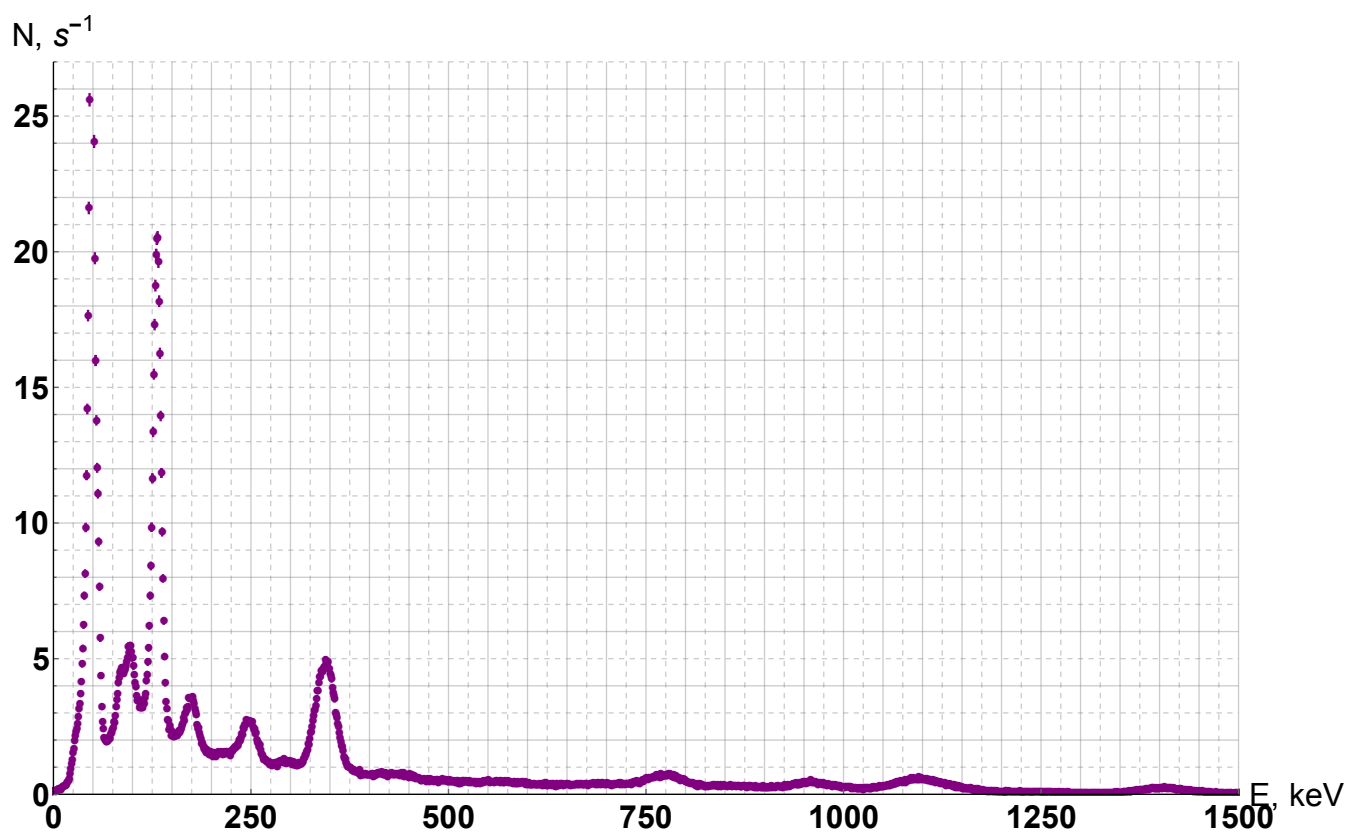
Рис. 6: Измерение спектра источника америция ^{241}Am Рис. 7: Измерение спектра источника европия ^{152}Eu

Таблица 1: Пики прямого поглощения

Образец	N_i	ΔN_i	E_i , кэВ	ΔE_i , кэВ	R_i
Натрий ^{22}Na	597.48	42	511.4	40.2	0.079
Натрий ^{22}Na	1395.23	76.6	1275.1	73.4	0.058
Цезий ^{137}Cs	754.22	47.4	661.5	45.3	0.069
Кобальт ^{60}Co	1286.1	65.1	1170.6	62.3	0.053
Кобальт ^{60}Co	1450.59	73.3	1328.1	70.2	0.053
Америций ^{241}Am	135.57	9.5	69.2	9	0.131
Европий ^{152}Eu	199.01	12.3	130	11.7	0.09
Европий ^{152}Eu	421.7	30.4	343.2	29.1	0.085

Экспериментально оценим пики комптоновского рассеяния и сравним с теоретическим расчетом. Результаты сведем в таблицу. Построим график зависимости теоретического расчета от экспериментального.

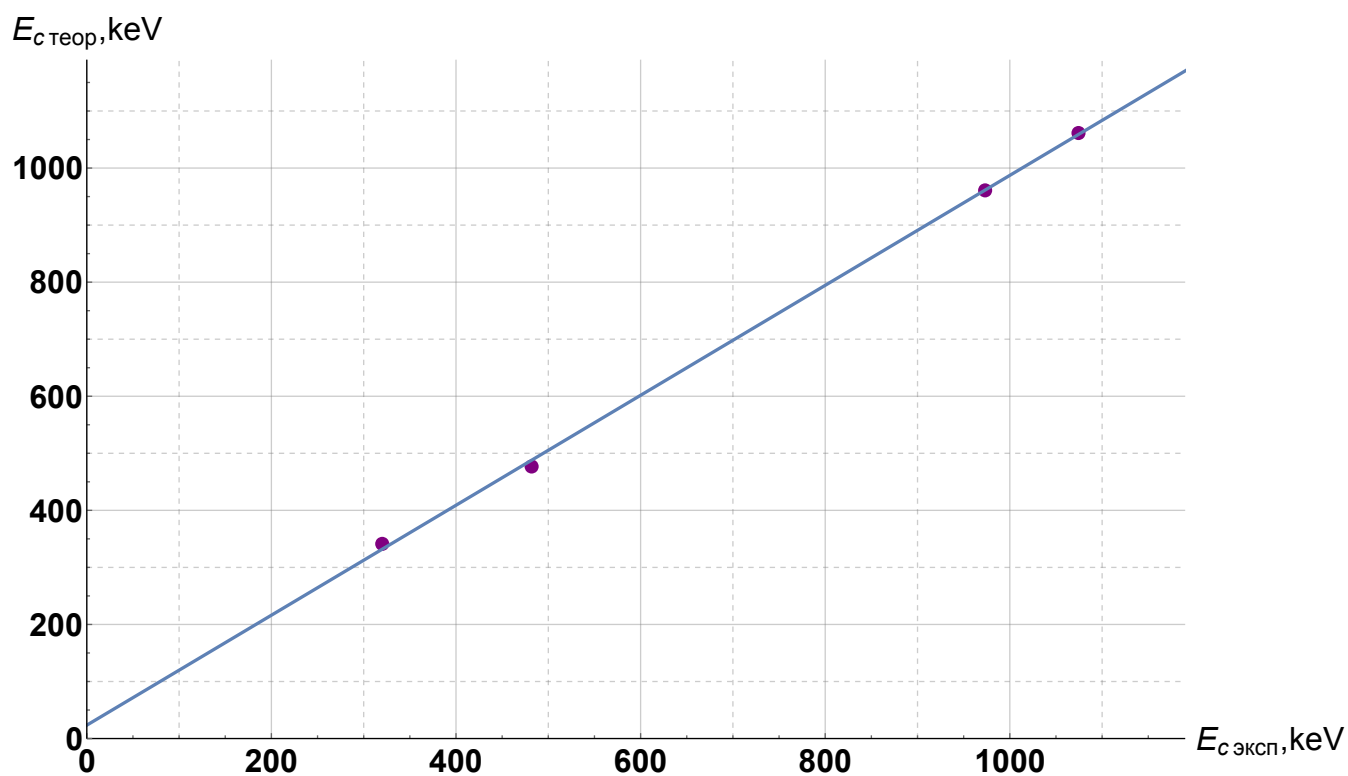


Рис. 8: Зависимости теоретического расчета края комптоновского спектра от экспериментального

Найдем параметры фита:

Таблица 2: Комптновские спектры

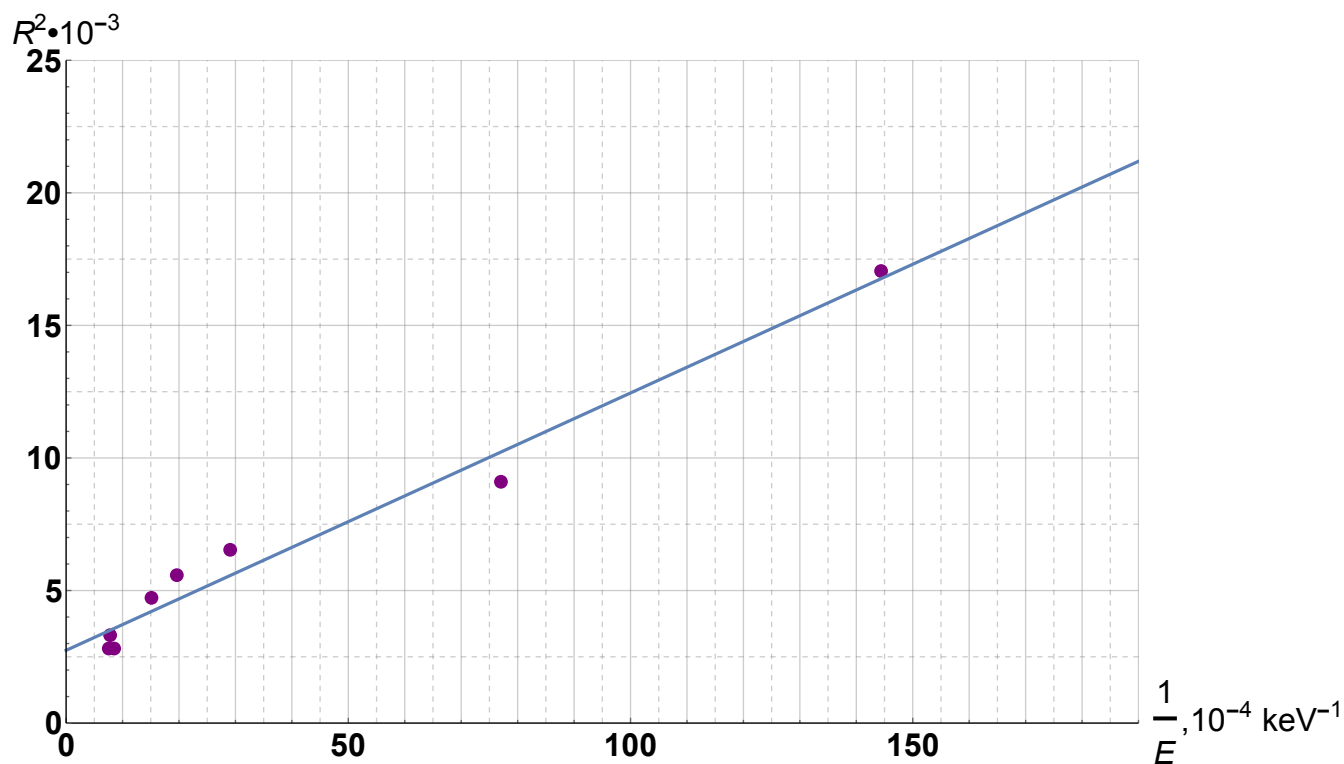
Образец	E_i , кэВ	$E_{c \text{ экс}}$, кэВ	$E_{c \text{ теор}}$, кэВ
Натрий ^{22}Na	511.4	320.5	341.
Цезий ^{137}Cs	661.5	482.2	477.2
Кобальт ^{60}Co	1270.6	973.3	960.9
Натрий ^{22}Na	1275.1	1075	1062.3

Таблица 3: Фит рис. 8 функцией $y = ax + b$

	Estimate	Standard Error
b	23.43	12.36
a	0.96	0.02

Видим, что коэф. при $x \simeq 1$, т.е. результат согласуется с теорией.

Для проверки соотношения (3) построим график зависимости $R_i^2 = f(\frac{1}{E_i})$ для величин из таблицы 1.

Рис. 9: Проверка формулы $R = \frac{\text{const}}{E}$

Результаты фита сведем в таблицу:

Таблица 4: Фит рис. 9 функцией $y = ax + b$

	Estimate	Standard Error
b	2.74367	0.40169
a	0.097081	0.00673854

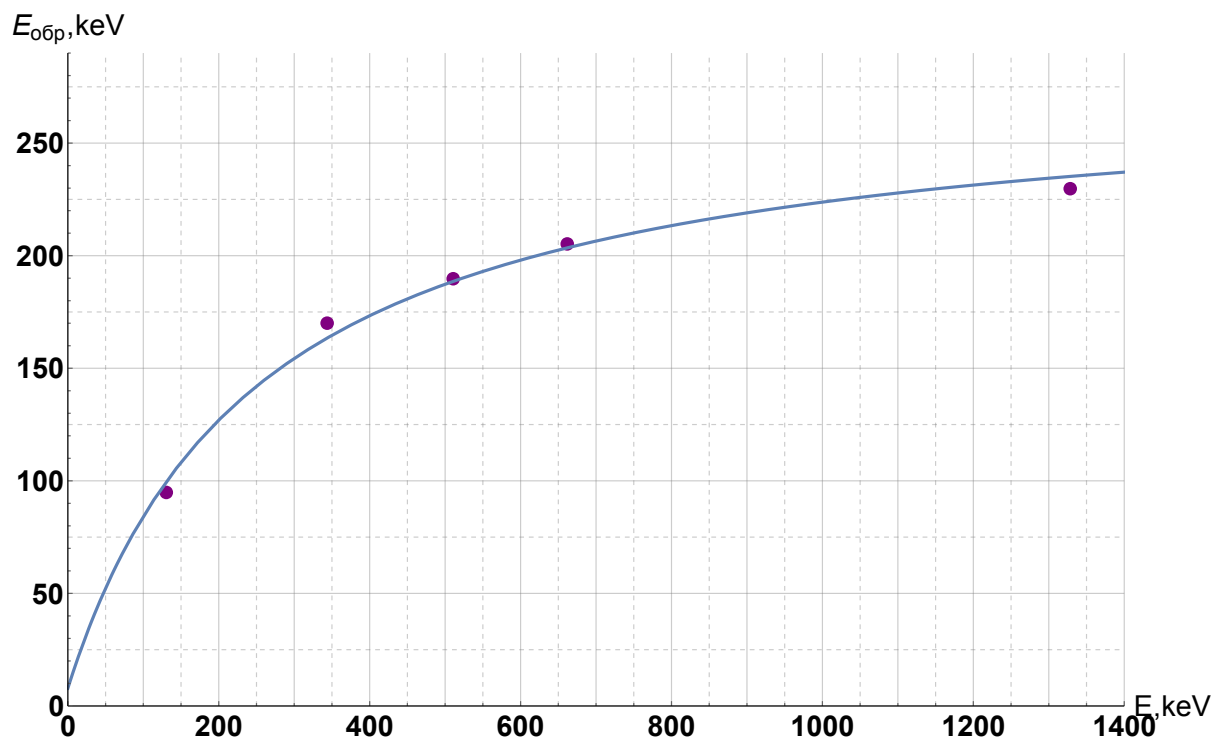
Видно, что точки вполне хорошо описывают прямую.

Теперь найдем пики обратного рассеяния.

Таблица 5: Комптоновские спектры

Образец	E_i , кэВ	$E_{обр}$, кэВ
Натрий ^{22}Na	511.4	190
Цезий ^{137}Cs	661.5	205
Кобальт ^{60}Co	1328.1	230
Европий ^{152}Eu	129.973	95
Европий ^{152}Eu	343.172	170

Построим график зависимости $E_{обр} = f(E)$ и профитируем его согласно (1):

Рис. 10: Проверка формулы $R = \frac{\text{const}}{E}$

Результаты фита сведем в таблицу:

Таблица 6: Фит рис. 10 функцией $y = a \frac{x}{1 + \frac{x}{255}} + c$

	Estimate	Standard Error
a	1.06274	0.0584254
c	7.85222	9.68542

Заметим, что на наших графиках в левой части спектра присутствует узкий пик, соответствующий энергии порядка $E_x \simeq 40 - 100$ кэВ. Это соответствует характеристическому излучению из свинца, служащего защитой спектрометра от внешнего излучения.

Пронаблюдав на осциллографе изображение импульсов с ФЭУ, оценим величины $\tau_0 \simeq 0.4$ мкс — характерное время высвечивания для ФЭУ, и постоянную времени $RC \simeq 3$ мкс. Это было оценено по передним и задним фронтам импульсов соответственно.