

Работа 5.5.

КОМПЬЮТЕРНАЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННАЯ

γ - СПЕКТРОМЕТРИЯ

Основная задача спектрометрических измерений заключается в определении энергии и интенсивности дискретных гамма-линий от различных гамма-источников и их идентификации. В настоящее время используются различные типы гамма-детекторов: полупроводниковые, сцинтилляционные, пластиковые, жидкостные, газовые и т.д. Они существенно отличаются как по своим спектрометрическим свойствам, так по эксплуатационным характеристикам и по технологии и стоимости изготовления.

В данной работе исследуются сцинтилляционные гамма-спектрометры на основе неорганического кристалла NaI(Tl).

При прохождении гамма-квантов через материальную среду образуются электроны, возникающие за счет фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения электрон-позитронных пар. Теоретическое описание взаимодействия гамма-квантов с веществом для этих эффектов подробно разобрано в главе V учебного пособия: Игошин Ф.Ф., Самарский Ю.А., Ципенюк Ю.М. *Лабораторный практикум по общей физике*. Квантовая физика – М.:Физматкнига, 2012. 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. На 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. Процесс возникновения световых вспышек в различных сцинтилляторах подробно разобран в Приложении II (пункты 2 и 3).

Вообще говоря, возникающее излучение должно сильно поглощаться в сцинтилляторе, так как его энергия в точности равна энергии возбуждения атомов среды. Чтобы избежать этого явления, в кристаллы сцинтиллятора вводят небольшие добавки других атомов (в случае кристалла NaI это атомы таллия). Свободные локальные уровни энергии электрона на примесных атомах таллия располагаются внутри запрещенной зоны кристалла NaI. В процессе релаксации возможны переходы электронов, возбужденных в зону проводимости, на эти уровни. Энергии излучаемых при таких переходах фотонов меньше ширины запрещенной зоны, и они могут поглощаться только атомами таллия. Но концентрация таллия мала (порядка 0,1%), поэтому мало поглощение указанных фотонов, и они имеют все шансы вылететь из сцинтиллятора. В этом случае прохождение ионизирующей частицы через вещество будет сопровождаться световой вспышкой, которая и может быть использована для регистрации частицы.

Широкое применение сцинтилляционный метод исследования излучений нашел после того, как были изобретены и усовершенствованы фотоэлектронные умножители (ФЭУ), позволяющие регистрировать весьма малые по длительности и очень слабые по интенсивности вспышки света. Таким образом, современный сцинтилляционный счетчик состоит, в принципе, из сцинтиллятора – вещества, способного испускать видимое или ультрафиолетовое излучение, возникающее под действием заряженных частиц, и фотоэлектронного умножителя, в котором энергия этих световых вспышек через посредство фотоэффекта преобразуется в импульсы электрического тока.

Процессы взаимодействия гамма-излучения с веществом.

Основными процессами взаимодействия гамма-излучения с веществом являются, как было выше указано, фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар. Каждый из этих процессов вносит свой вклад в образование наблюдаемого спектра.

Фотоэффект – 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. 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.

Эффект Комптона – 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 180° и равна

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

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 совместно законы сохранения энергии и импульса. В присутствии ядра или электрона процесс образования пары гамма-квантом возможен, так как можно распределить энергию и импульс гамма-кванта между тремя частицами без проти-

воречия с законами сохранения. При этом если процесс образования пары идет в кулоновском поле ядра, то энергия образующегося ядра отдачи оказывается весьма малой, так что пороговая энергия гамма-кванта $E_{\text{пор}}$, необходимая для образования пары, практически совпадает с удвоенной энергией покоя электрона $E_{\text{пор}} \approx 2mc^2 = 1,022 \text{ МэВ}$.

Появившиеся в результате процесса образования пар частицы теряют свою кинетическую 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 $E_0 = mc^2 = 511 \text{ кэВ}$;

в) оба родившихся гамма-кванта покидают детектор, и в спектре появляется пик, соответствующий энергии $E = E_\gamma - 2E_0$, где $2E_0 = 2mc^2 = 1022 \text{ кэВ}$.

Таким образом, любой спектр, получаемый с помощью гамма-спектрометра, описывается несколькими компонентами, каждая из которых связана с определенным физическим процессом. Каждый процесс взаимодействия гамма-квантов с веществом (фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар) 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 $E_\gamma \gg mc^2$ в результате рассеяния гамма-квантов на больших углах на материалах конструктивных элементов детектора и защиты и последующего фотоэффекта в сцинтилляторе. Положение пика обратного рассеяния определяется по формуле:

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

где E – энергия фотопика.

На рис.1 приведен в качестве примера спектр, полученный при регистрации сцинтилляционным гамма-спектрометром гамма-квантов, излучаемых радиоактивным ^{60}Co . При β^- -распаде ^{60}Co образуется радиоактивный ^{60}Ni в возбужденных состояниях с энергиями 2,505 МэВ или 1,332 МэВ. Распад высокоэнергетического состояния происходит преимущественно на первый возбужденный уровень, при этом испускается гамма-квант с энергией 1,173 МэВ, затем происходит переход в основное состояние с испусканием гамма-кванта с энергией 1,332 МэВ. На этом рисунке видны два пика полного поглощения – фотопика, соответствующие квантам с энергией 1,332 МэВ и 1,173 МэВ. Кроме того, наблюдается непрерывное комптоновское излучение,

пик обратного рассеяния и характеристическое излучение из свинца, служащего защитой детектора от космического излучения. Первичные электроны (позитроны), образующиеся при β^- -распаде, сцинтиллятора не достигают.

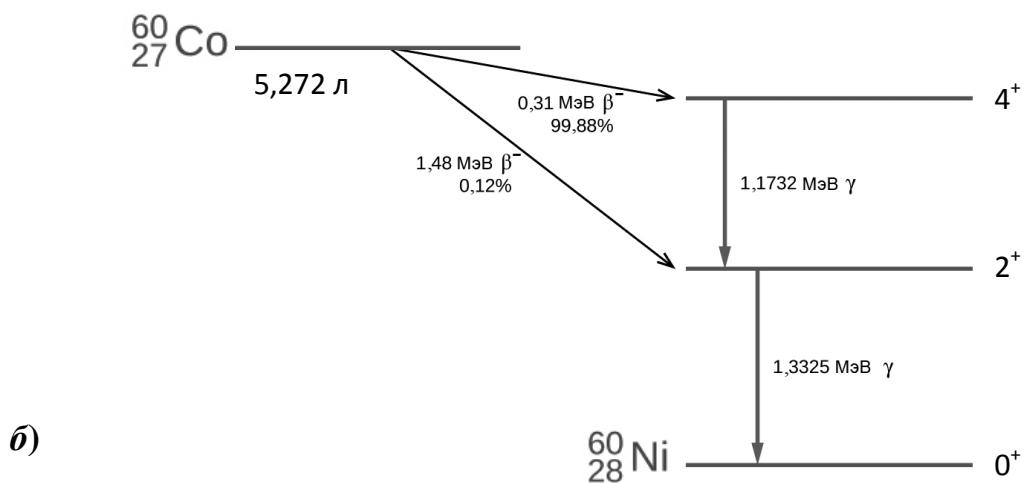
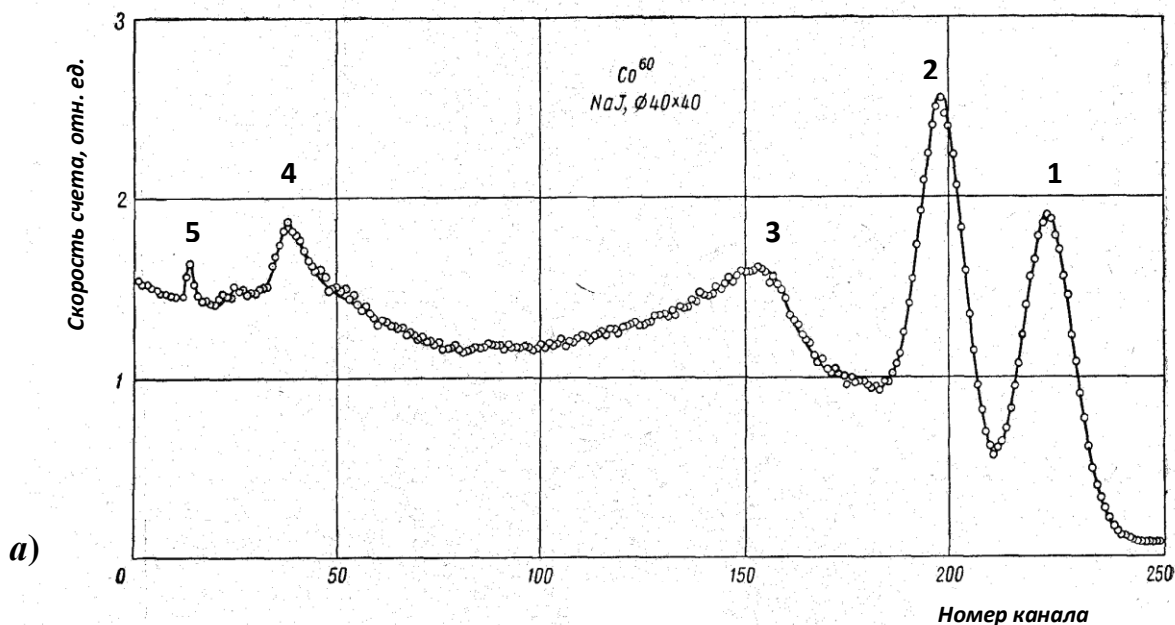


Рис.1. Спектр ^{60}Co (а) и схема его распада (б). (1 и 2 – фотопики, 3 – край комптоновского спектра, 4 – пик обратного рассеяния, 5 – пик характеристического излучения свинца).

На рис. 2 приведен спектр, зарегистрированный от радиоактивного изотопа ^{137}Cs . Ядро ^{137}Cs испытывает β^- -распад, в результате которого образуется ядро ^{137}Ba . Большинство распадов происходит на первый возбужденный метастабильный уровень ядра $^{137\text{m}}\text{Ba}$ (индекс m означает метастабильное состояние). При переходе возбужденного ядра $^{137\text{m}}\text{Ba}$ в основное состояние испускаются гамма кванты с энергией 0,6617 МэВ. На спектре этого источника сплошными линиями показаны пик полного поглощения, обусловлен-

ный фотоэффектом, пик характеристического излучения, пик обратного рассеяния и экспоненциальный фон.

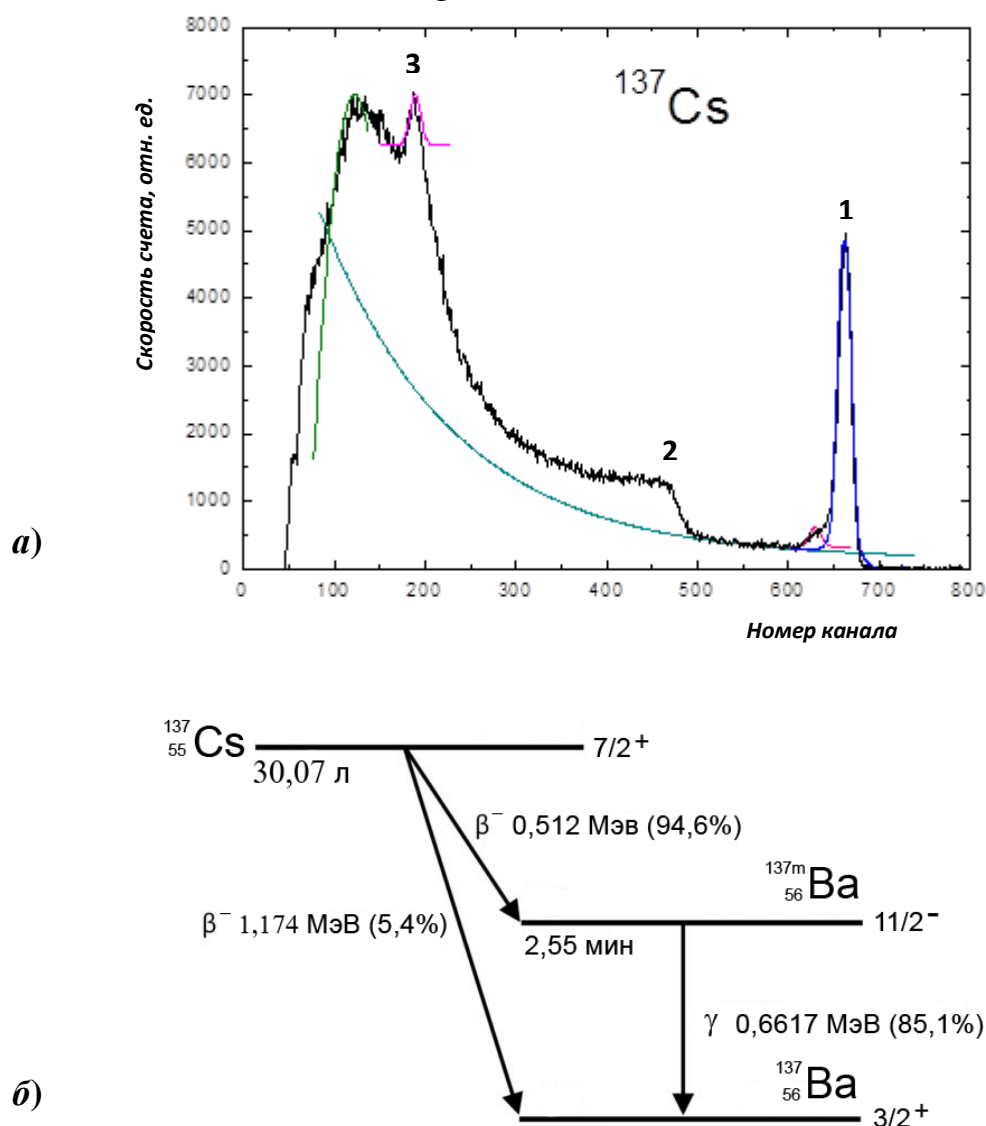


Рис. 2. Спектр ^{137}Cs (a) и схема его распада (б). (1 – фотопик, 2 – край комптоновского спектра, 3 – пик обратного рассеяния).

На рис. 3 приведен еще один спектр, полученный от радиоактивного изотопа ^{22}Na . Ядро ^{22}Na , в отличие от ядер ^{60}Co и ^{137}Cs , испытывает β^+ -распад. Позитроны аннигилируют, не долетая до сцинтиллятора. Возникающие в результате аннигиляции γ -кванты попадают в сцинтиллятор и дают в спектре резкий аннигиляционный пик, соответствующий энергии 511 кэВ. В спектре этого источника есть также гамма-кванты с энергией 1,274 МэВ.

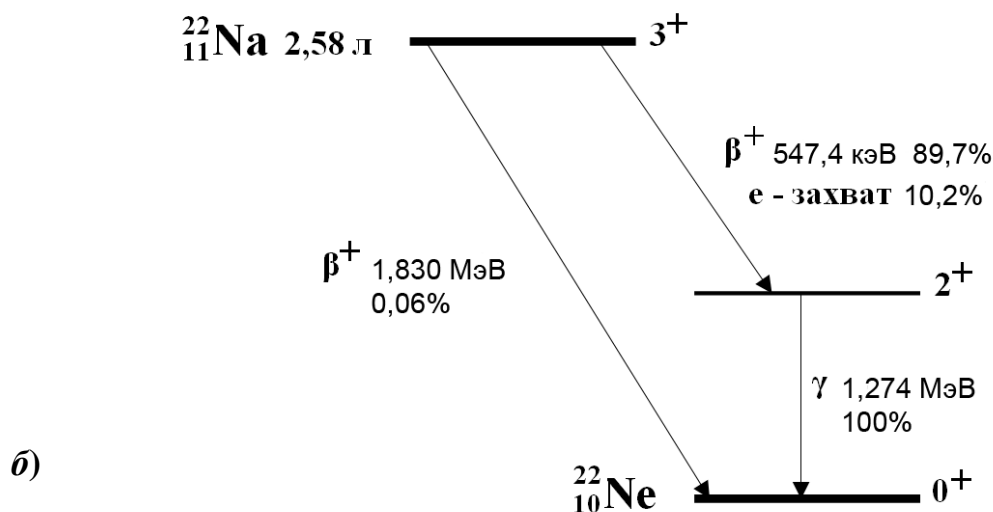
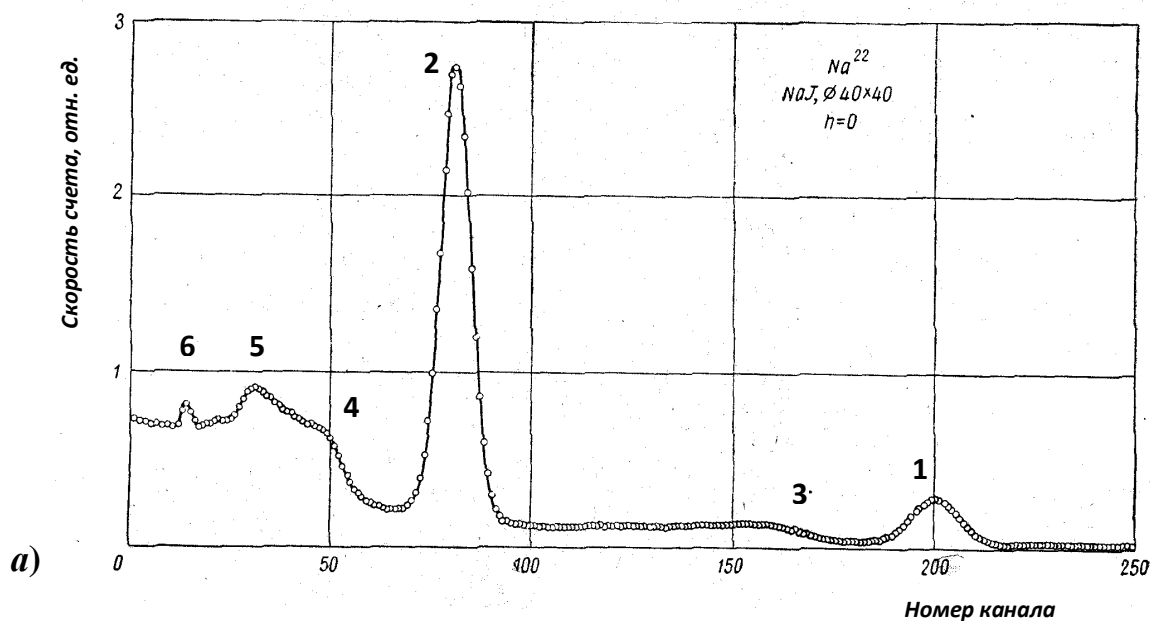


Рис. 3. Спектр ^{22}Na (а) и схема его распада (б). (1 – фотопик, 2 – аннигиляционный фотопик, 3 и 4 – края комптоновских спектров, 5 – пик обратного рассеяния, 6 – пик характеристического излучения свинца).

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 фотоприёмнику из разных точек сцинтиллятора,
- 3) с разбросом высвечиваемого числа фотонов.

В результате в экспериментальном спектре линия (которая для идеального детектора представляла бы практически 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 (в единицах энергии), E_i – энергия регистрируемых гамма-квантов. Значение E_i пропорционально среднему числу фотонов \bar{n}_i на входе ФЭУ, т.е.:

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

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

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

Из (4), (5) получаем, что

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

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).

Принципиальная блок-схема гамма-спектрометра, изучаемого в данной работе, показана на рис. 4.

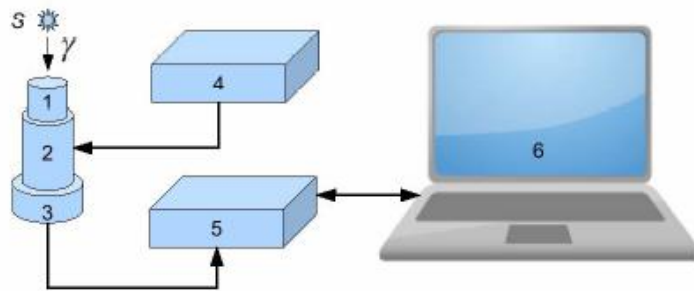













Рис. 4. Принципиальная блок-схема спектрометра. (1 – сцинтиллятор, 2 – ФЭУ, 3 – предусилитель импульсов, 4 – высоковольтный блок питания для ФЭУ, 5 – блок преобразования аналоговых импульсов с ФЭУ в цифровой код (АЦП), 6 – компьютер для сбора данных, их обработки и хранения).

ФЭУ со сцинтиллятором и блоком питания установлены на отдельной подставке. В нашей работе на разных установках (стендах) в качестве сцинтиллятора используются кристаллы NaI(Tl) с размерами $\varnothing 45 \times 50$ мм и $\varnothing 20 \times 25$ мм.

I. Порядок проведения работы

1. Включите компьютер и питание экспериментальной установки. Откройте под своим именем папку, в которую будете записывать полученные данные. Переписав эти данные на внешний носитель (флешку), Вы сможете дома обрабатывать полученные результаты.
2. Войдите в программу через значок **ПРОГРЕСС** на рабочем столе компьютера.
3. Выберите меню **СТЕНД №** номер установки, которая у вас подключена к компьютеру (этот номер указан на самой установке).
4. Установите перед сцинтиллятором образец с источником ^{60}Co . Проверьте, что переключатель коэффициента усиления на блоке управления экспериментальной установки находится в положении "4" (крайнее правое положение). Выберите в меню пункт:  → **ПУСК**. Примерно через 200 секунд (время в секундах отображается внутри значка ) выберите в меню пункт:  → **СТОП** для остановки счета. На экране отображается спектр источника. Вертикальный масштаб отображения спектра можно менять путем перемещения указателя мыши по полю спектра при нажатой левой кнопке мыши.
После окончания счета убедитесь, что оба пика полного поглощения отображаются вблизи правого края спектра. Если это не так, то надо провести повторное измерение, предварительно изменив положение потенциометра **Опорное напряжение** на блоке управления экспериментальной установки и выбрав в меню пункт:  → **ОЧИСТКА**. Увеличение опорного напряжения приводит к растяжению спектра по горизонтальной оси и смещению пиков полного поглощения вправо.
Внимание! После того, как выбрана необходимая величина опорного напряжения, менять его нельзя. В противном случае будет нарушена калибровка спектрометра.
5. Проведите измерение фона. Для этого уберите от детектора источник ^{60}Co . Выберите в меню пункт  → **ОЧИСТКА**, затем  → **ПУСК**. Примерно через 10 минут остановите счет, выбрав  → **СТОП**. Убедитесь, что на полученной картине фонового спектра отсутствуют какие-либо фотопики.
6. Снова установите перед сцинтиллятором образец с источником ^{60}Co . Выберите в меню пункт:  → **ОЧИСТКА**, затем  → **ПУСК**. Примерно через 10 минут остановите счет, выбрав  → **СТОП**. Нажав на вертикальный репер (вертикальная прямая линия) левой кнопкой мыши, можно подвести его к центру 1-го и 2-го пиков и определить номера каналов, которые соответствуют их максимумам. Номера каналов отображаются также на горизонтальной оси. Для проведения более точных измерений программа позволяет аппроксимировать фотопик в спектре функцией Гаусса (гауссианом), лежащей на наклонной прямой

линии. Предварительно растяните участок спектра так, чтобы интересующий вас пик был подробно прорисован на экране. Для изменения вертикального масштаба отображения спектра нажмите левую кнопку мыши и двигайте ее вверх или вниз. Для изменения горизонтального масштаба отображения спектра переместите мышью край горизонтальной полосы прокрутки, находящейся на шкале абсцисс графика. Для выделения участка спектра на экране присутствуют два маркера (две вертикальные прямые линии). Мышью переместите левый маркер на начало выбираемого спектра (слева от пика полного поглощения (ППП)), а правый – в его конец. Для аппроксимации участка спектра гауссианом выберите в меню пункт:  → **РУЧНАЯ ОБРАБОТКА ППП → ОБРАБОТАТЬ ППП**. Положение максимума гауссиана и его ширина на половине высоты отобразятся в окне задачи (пункты **ПОЗИЦИЯ** и **РАЗРЕШЕНИЕ**), а поверх измеренного спектра будет построена аппроксимирующая функция. Переместите маркеры влево (вправо) и повторите обработку, добиваясь наилучшего описания спектра аппроксимирующей функцией. Запишите положения максимумов и ширины 1-го и 2-го пиков для ^{60}Co . Данным двум пикам полного поглощения соответствуют две линии γ -излучения с энергиями 1,17 МэВ и 1,33 МэВ. Определите номер канала края комптоновского рассеяния, подводя к нему один из двух вертикальных реперов. На рисунке 5 показано, как следует измерять энергию фотопика и края комптоновского спектра. Если вы хотите сохранить данные в **Excel** - файле, запустите программу **Excel**. В программе **ПРОГРЕСС** выберите в меню пункт: **FILE** → **ПЕРЕНЕСТИ** → **В Excel** и подождите $\sim 30 \div 40$ секунд, пока данные переносятся в открытый **Excel** - файл. Проведите аналогичные измерения для образца с источником ^{137}Cs , у которого есть линия γ -излучения с энергией 0,662 МэВ.

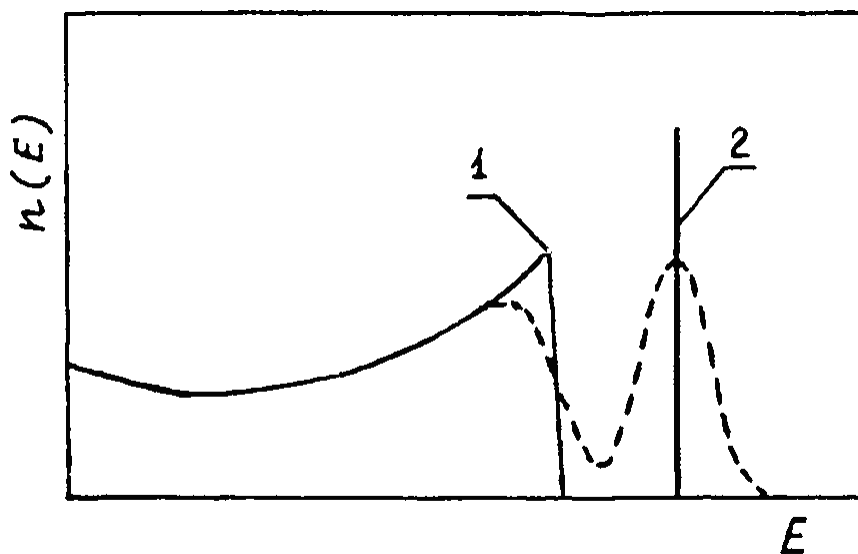


Рис. 5. Положения фотопика (2) и края комптоновского спектра (1).

7. Проведите аналогичные измерения для образцов с источниками ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{241}Am и ^{152}Eu . Следует отметить, что в спектре источников, испускающих несколько линий γ -излучения, могут присутствовать так называемые "пики суммы", которые соответствуют сумме энергий отдельных γ -квантов, одновременно попавших в сцинтиллятор. Интенсивность пика суммы заметно слабее интенсивности пиков полного поглощения.
8. Включите осциллограф. Убедитесь, что коаксиальный кабель соединяет разъем **ВХОД** на блоке экспериментальной установки со входом одного из каналов осциллографа. Переведите осциллограф в ждущий режим временной развертки. Установите переключатель временной развертки осциллографа в положение "**1 ÷ 20 мкс/дел**", а переключатель вертикального усиления канала в положение "**10 ÷ 200 мВ/дел**". Плавно вращая ручку **УРОВЕНЬ**, получите на экране осциллографа устойчивое изображение импульсов с выхода ФЭУ. Для лучшего наблюдения импульсов можно приставить к экрану осциллографа специальный резиновый кожух, предохраняющий от внешней засветки. Зарисуйте в тетрадь несколько импульсов с указанием временного масштаба по горизонтальной оси.
9. После проведения всех указанных измерений, перейдите на стенд с другим размером сцинтиллятора и проведите там измерение гамма-спектра от радиоактивного источника ^{137}Cs .
10. Сравните получаемые спектры ^{137}Cs и объясните различие в них.

II. Обработка результатов

В каждом спектре определите номера каналов, отвечающие центрам пиков полного поглощения излучения от радиоактивных источников ^{60}Co , ^{22}Na , ^{137}Cs . Этим каналам присваивают соответствующие табличные значения энергий и проводят линейную аппроксимацию зависимости энергии от номера канала для данного гамма-спектрометра при данной геометрии измерения и настройках гамма-спектрометра. Постройте калибровочный график зависимости номера канала N_i от энергии γ -кванта E_i : $N_i = aE_i + b$.

1. Используя калибровочный график, определите для всех остальных источников значения энергии пиков полного поглощения E_i , их ширины на половине высоты ΔE_i и энергетическое разрешение R_i . Результаты сведите в таблицу:

Источник	N_i	ΔN_i	E_i , МэВ	ΔE_i , МэВ	R_i
...

В этой таблице N_i – номер канала, соответствующий пику полного поглощения, ΔN_i – ширина этого пика на половине высоты.

2. По результатам измерения энергии края комптоновского поглощения постройте график, по одной оси которого отложите экспериментальные значения, а по другой расчетные значения этой энергии.
3. Для проверки зависимости (6), постройте по полученным данным график $R_i^2 = f(1/E_i)$. Значение минимальной энергии для ^{241}Am , из-за большой погрешности, исключите.

4. Форма импульсов на выходе ФЭУ определяется выражением:

$$U(t) = \text{const} \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}} \right), \quad (7)$$

где τ_0 – время высвечивания сцинтиллятора, а RC – постоянная времени (R и C – сопротивление и емкость в анодной цепи ФЭУ). Выражение (7) справедливо при $RC \gg \tau_0$. Обычно выбирают $RC = (5 \div 10)\tau_0$. По зарисованным импульсам (см. пункт I, 8) оцените величину τ_0 (по переднему фронту импульса) и постоянную времени RC (по заднему фронту импульса).

5. Постройте график зависимости энергии пика обратного рассеяния от энергии фотопика.
6. Вычислите энергию наблюдаемого характеристического излучения из свинца, служащего защитой спектрометра от внешнего излучения.