МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Физтех-школа фотоники, электроники и молекулярной физики

Отчёт о выполнении лабораторной работы 5.2

Спектрометрия α-излучения с помощью полупроводникового детектора

Автор:
Макаров Лев Евгеньевич
Б04-306

Долгопрудный 2025

1 Введение

Цель работы:

1. С помощью кремниевого поверхностно-барьерного детектора измерить спектры α-частиц, испускаемых различными радиоактивными ядрами — ${}^{226}_{88}\mathrm{Ra}$, ${}^{241}_{95}\mathrm{Am} + {}^{230}_{90}\mathrm{Th}$, ${}^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ и $\mathrm{U}_{\text{пр}}$.

2. По их величине определить энергию α-частиц.

3. Проверить выполнение закона Гейгера-Неттола.

2 Теоретические сведения

Свойства α-распада

Энергию вылетающих из ядра α-частиц легко подсчитать на основе законов сохранения.

$$M_2c^2 = M_1c^2 + m_\alpha c^2 + T_1 + T_\alpha \tag{1}$$

$$\mathbf{p_1} + \mathbf{p}_\alpha = 0 \tag{2}$$

Ясно, что вылет α-частицы из ядра возможен лишь в том случае, если разность энергий покоя родительского и дочернего ядра будет больше энергии покоя α-частицы. В силу того, что реально α-распад испытывают лишь тяжелые ядра с $A > 200$, энергия отдачи ядра очень мала и фактически кинетическая энергия α-частицы равна разности энергий покоя исходного и конечного ядер. Именно поэтому вылетающие α-частицы имеют строго определенную энергию.

Однако экспериментально обнаружено, что энергетический спектр α-частиц многих α-активных ядер состоит из нескольких линий, одна из которых является преобладающей. В качестве примера на рис. 1 показан α-спектр (${}^{212}_{83}\mathrm{Bi}$).

Дискретность линий и их относительная интенсивность объяснимы, поскольку, во-первых, α-частицы могут испускаться ядром, находящимся в возбужденном состоянии (так называемые длиннопробежные α-частицы), а во-вторых, может происходить α-распад из основного состояния родительского ядра на возбужденные состояния дочернего ядра (короткопробежные α-частицы). На рис. 2 приведены два примера таких переходов — распад ${}^{238}\mathrm{Pu}$ и ${}^{212}\mathrm{Po}$.

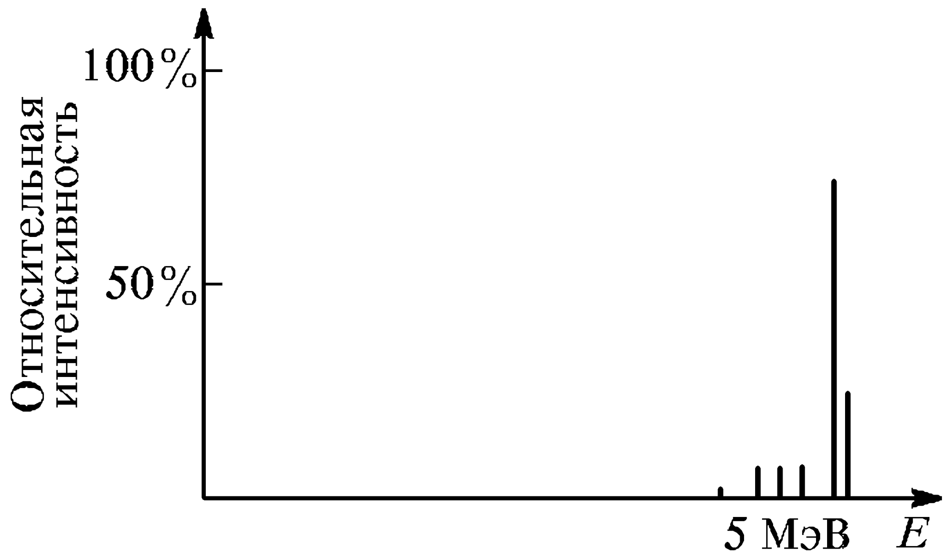

Рис. 1: Энергетический спектр α-частиц, вылетающих при распаде ${}^{212}_{83}\mathrm{Bi}$

В первом случае (^{238}Pu) α-частицы максимальной энергии соответствуют переходам из основного состояния ^{238}Pu в основное состояние дочернего ядра. Кроме того, α-распад может идти на возбужденные состояния дочернего ядра ^{234}U с последующими γ-переходами в основное состояние. Распад ^{212}Po — пример возможности испускания α-частиц из возбужденного состояния. Такая ситуация возникает из-за того, что ^{212}Po образуется в результате β-распада ^{212}Bi. Находясь в возбужденном состоянии, ядро ^{212}Po может либо испустить α-частицу, либо путем γ-излучения перейти в основное состояние. Так как период полураспада для α-частиц примерно в 105 раз больше периода γ-распада, то интенсивность длиннопробежных α-частиц очень мала.

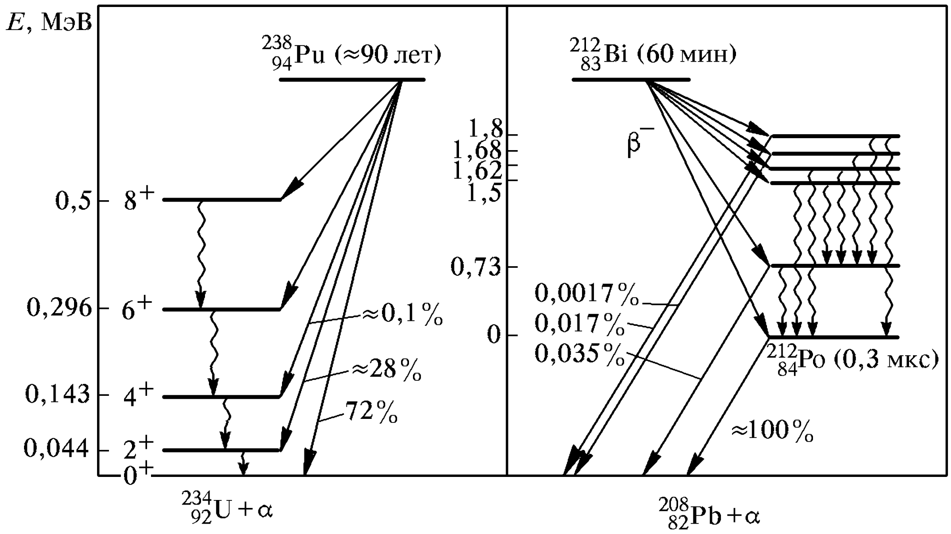

Рис. 2: Альфа-спектры распада ядер ^{238}Pu и ^{212}Po

Возбужденные состояния обладают разными спинами и четностью, а значит, разность моментов количества движения исходного и конечного ядра должна уноситься α-частицей. Иными словами, α-распад происходит с изменением углового момента ядра. Как показывают простые

оценки, если α-частица имеет малый импульс L, то величина возникающего центробежного барьера составляет в тяжелых ядрах примерно $0.002L^2A^2 = 0.002l(l+1)$ часть от величины кулоновского барьера. Тем самым видно, что влияние центробежного барьера может быть существенным лишь для больших значений l. Тяжелые ядра, как правило, в основном состоянии деформированы (исключением являются магические ядра). Это означает, что низколежащими состояниями являются вращательные полосы, и именно на эти состояния обычно и происходит распад родительского ядра, приводящий к появлению группы короткопробежных α-частиц. Как известно, энергия вращательных уровней определяется выражением

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar}{2I} l(l+1) \tag{3}$$

Тем самым измерение тонкой структуры энергетического спектра α-частиц дает возможность определить момент инерции ядра I. Периоды полураспада α-активных ядер очень сильно зависят от энергии вылетающих частиц. Экспериментально установленная зависимость (закон Гейгера–Нэттола) имеет вид:

$$\lg T_{1/2} = \frac{a}{\sqrt{E_\alpha}} + b \tag{4}$$

Коэффициенты a и b очень слабо зависят от заряда ядра Z.

Радиоактивные ряды

Семейство ^{238}U, показанное на рис. 3, является нестабильной цепочкой превращений. Начинается с α-активного изотопа урана $^{238}_{92}$U, который с периодом полураспада $4.5 \cdot 10^9$ лет превращается в $^{234}_{90}$Th и т. д. Среди ядер этого семейства урана находится изотоп радия $^{226}_{88}$Ra, последовательность распадов которого изучается в данной работе. Очень скоро после приготовления моноизотопа $^{226}_{88}$Ra ($T_{1/2} = 1617$ лет) в препарате накапливаются его дочерние продукты — $^{222}_{86}$Rn ($T_{1/2} = 3.8$ дней), $^{218}_{84}$Po ($T_{1/2} = 3$ мин) и $^{214}_{84}$Po ($T_{1/2} = 10$ с), которые сами являются α-активными. Поэтому при измерении α-спектра радия-226 мы фактически наблюдаем α-частицы, испускаемые всеми его дочерними продуктами.

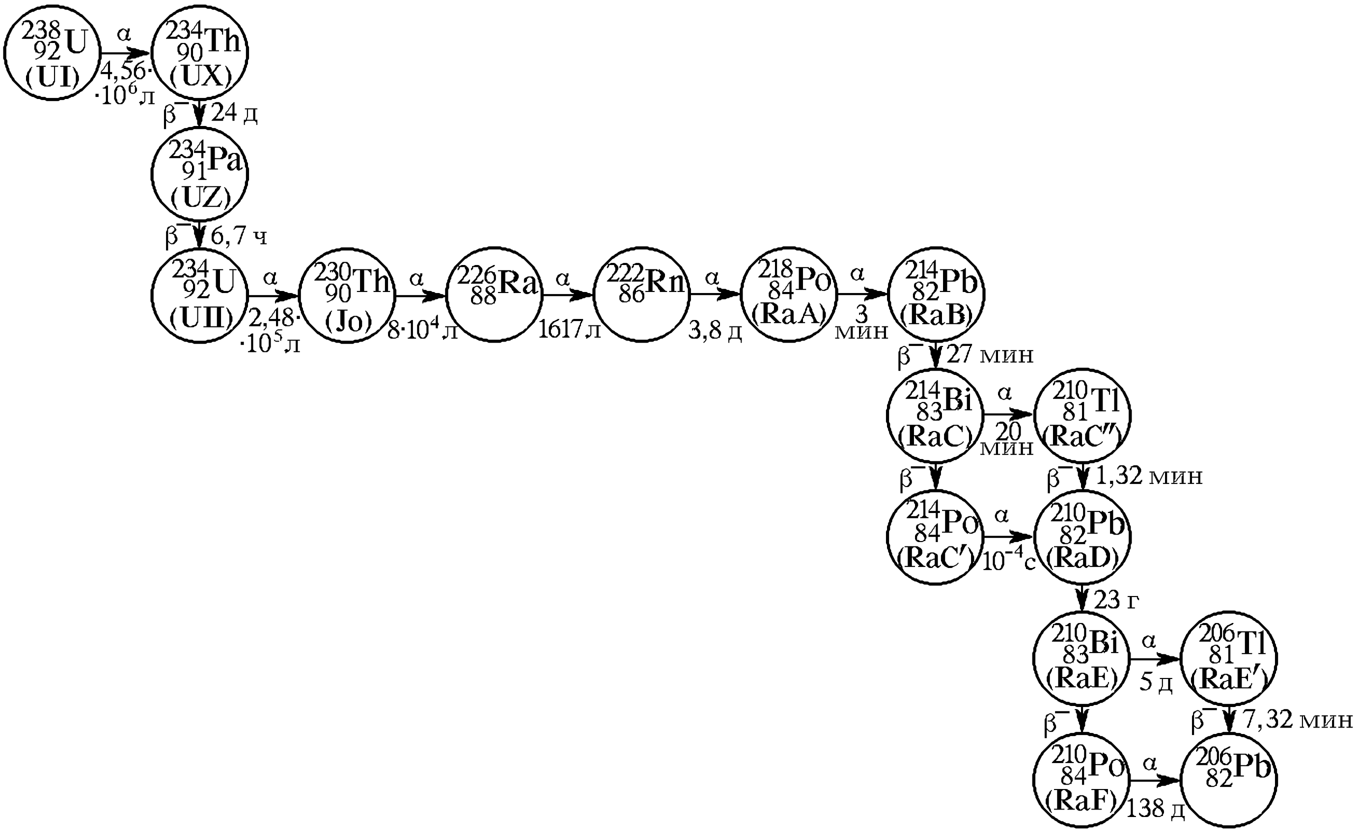

Рис. 3: Последовательность радиоактивных превращений ^{238}U $\rightarrow$ ^{206}Pb

3 Экспериментальная установка

Основой установки является спектрометр α-излучения. Конструктивно спектрометр выполнен в виде трех отдельных частей: измерительного модуля, персональной ЭВМ со встроенной платой амплитудноцифрового преобразователя (АЦП) и системы откачки СО вакуумной камеры ВК с блоком индикации БИ (см. рис. 4).

В измерительном блоке смонтированы:

1) вакуумная камера ВК, в которой расположен держатель образцов, поверхностно-барьерный полупроводниковый детектор и индикатор давления;

2) малошумящий предварительный усилитель ПУ;

3) спектрометрический усилитель СУ с органами управления;

4) регулируемый блок низковольтного смещения БНС для питания детектора.

Вакуумный насос создает в измерительной камере давление не более 10-2 Тор. Полупроводниковый детектор регистрирует α-частицы с энергиями от 3.5 до 9 МэВ, его энергетическое разрешение составляет не более 30 кэВ при энергии α-частицы 5 МэВ.

В поверхностно-барьерных полупроводниковых счетчиках преобразование энергии падающих частиц в электрические импульсы происходит в области так называемого (p–n)-перехода. Такой переход создается в виде тонкого слоя на границе между областями с p- и n-проводимостью. При прохождении частицы через обедненный слой вдоль ее трека создаются электронно-дырочные пары. Образовавшиеся носители разносятся электрическим полем (p–n)-перехода в разные стороны — и через кристалл проходит токовый импульс.

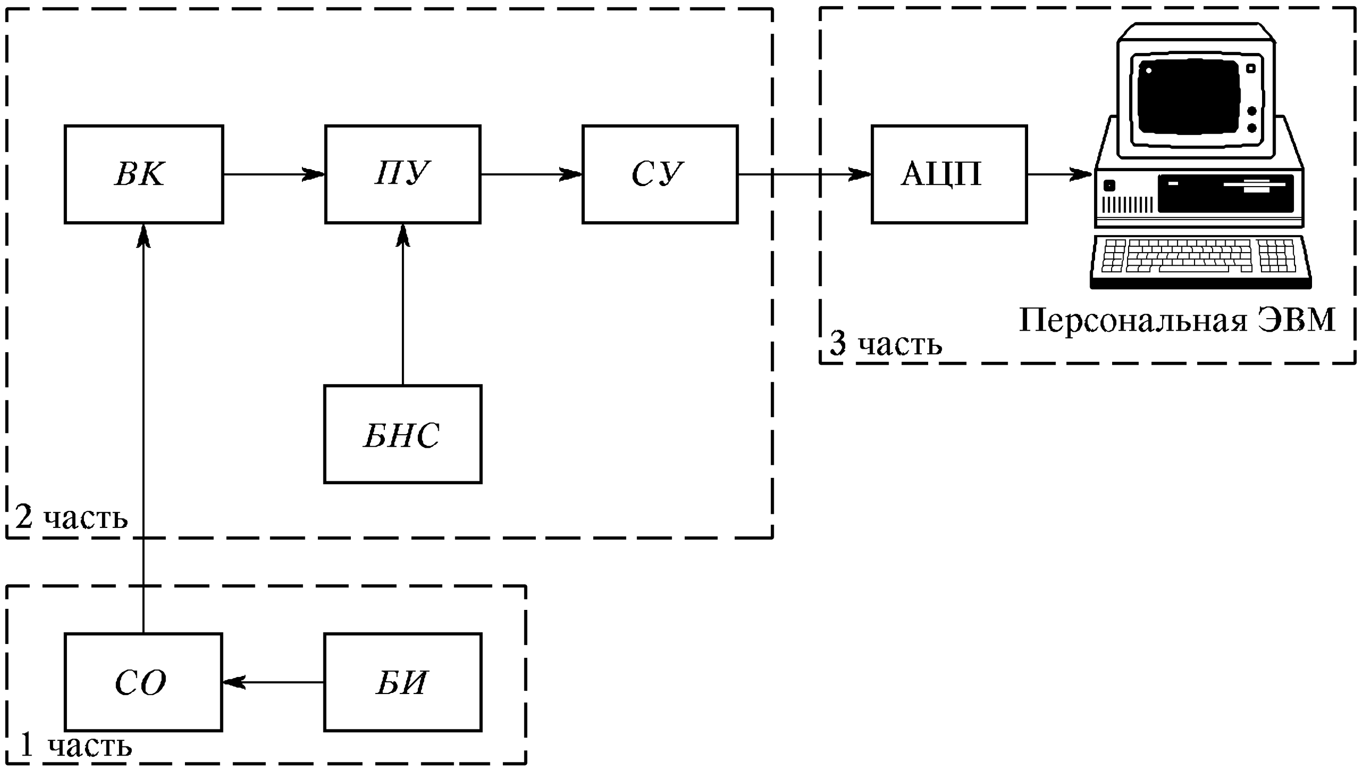

Рис. 4: Блок-схема спектрометра α-излучения

При использовании детектора в спектрометрических целях особое значение приобретает его разрешающая способность, т. е. ширина кривой распределения импульсов по амплитудам при строго постоянной энергии регистрируемых частиц. Форма такой кривой распределения обычно бывает близка к кривой ошибок (гауссовой кривой)

$$W(U)dU = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(U-U_0)^2/(2\sigma^2)} dU \tag{5}$$

десь U_0 — среднее значение амплитуды импульсов, U — конкретное значение этой амплитуды, $W(U)dU$ — вероятность того, что при энергии частицы E амплитуда измеренного импульса заключена между U и $U + dU$, σ — параметр, определяющий ширину распределения (среднеквадратичное отклонение).

Распределение (5) имеет вид колокола с максимумом при $U = U0$.Разрешающую способность спектрометра определяют по величине δ — ширине кривой $W(U)$, измеренной на половине высоты. Энергетическим разрешением спектрометра обычно называют величину

$$R = \frac{\delta}{U_0} \cdot 100\% \tag{6}$$

Нетрудно найти связь между δ и σ:

$$\delta = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \tag{7}$$

Одной из основных причин, вызывающих разброс импульсов по амплитуде, является статистическая флуктуация числа электрон-дырочных пар, создаваемых падающей частицей. Среднее число пар N равно

$$N = E/\mathcal{E}_{\text{ср}} \tag{8}$$

где E — энергия, теряемая частицей в детекторе, а $\mathcal{E}_{\text{ср}} = 3.6$ эВ — энергия, необходимая для создания пары электрон–дырка. Среднеквадратичное отклонение σ равно

$$\sigma = \sqrt{N} = \sqrt{E/\mathcal{E}_{\text{ср}}} \tag{9}$$

Вклад флуктуаций числа пар в энергетическое разрешение

$$R_{\text{флук}} = \frac{\sigma}{N} \cdot 100\% = \sqrt{\frac{\mathcal{E}_{\text{ср}}}{E}} \cdot 100\% \tag{10}$$

Другим источником разброса импульсов является шум электрических цепей. Прежде всего, это шум, создаваемый токами утечки, возникающими из-за термической генерации электрон-дырочных пар в обедненном слое детектора, а также шум первого усилительного каскада — чем меньше шум, вносимый схемами измерений, тем ближе энергетическое разрешение спектрометра к флуктуационному, определяемому формулой (9).

Плата АЦП преобразует электрические аналоговые импульсы в цифровой код, который записывается в память ЭВМ. На экране ЭВМ наблюдается зависимость числа поступающих импульсов от их амплитуды, т. е. энергетический спектр испускаемых источником α-частиц.

4 Результаты измерений и обработка данных

1. Включим установку, убедимся что в вакуумной камере нет других источников излучения. Проведем измерения для образцов и убедимся, что детектор не регистрирует частицы (фоновое излучение пренебрежимо мало)

2. Проведем измерения со всеми образцами: ${}^{226}_{88}\text{Ra}$, ${}^{241}_{95}\text{Am} + {}^{230}_{90}\text{Th}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ и $\text{U}_{\text{пр}}$. Экспортируем данные в таблицу, после чего определим положения спектров гауссовым приближением. Запишем положения пиков и погрешности в таблицу 1.

Положения и погрешности определим по формулам:

$$N = \frac{\sum_i x^i_{\text{канал}} \cdot N^i_{\text{частиц}}}{\sum_i N^i_{\text{частиц}}}, \quad \sigma_N = \sqrt{\frac{\sum_i \left(x^i_{\text{канал}} - N\right)^2 \cdot N^i_{\text{частиц}}}{\sum_i N^i_{\text{частиц}}}} \tag{11}$$

	N_1	σ_{N_1}	N_2	σ_{N_2}	N_3	σ_{N_3}	N_4	σ_{N_4}
Ra	1677.3	0.2	1921.9	0.2	2098.4	0.2	2674.6	0.2
Am + Th	1647.7	0.2	1926.8	0.3				
Pu	1811.7	0.2	1927	1				
U	1436	2	1621	2				

Таблица 1: Положения спектров для различных образцов

3. Проведем калибровку по энергиям пиков для ${}^{226}_{88}\text{Ra}$: построим калибровочный график зависимости номера канала N_i от энергии α-частицы E_i, используя значение для энергий при распаде ${}^{226}_{88}\text{Ra}$. Изобразим его на рис. 5.

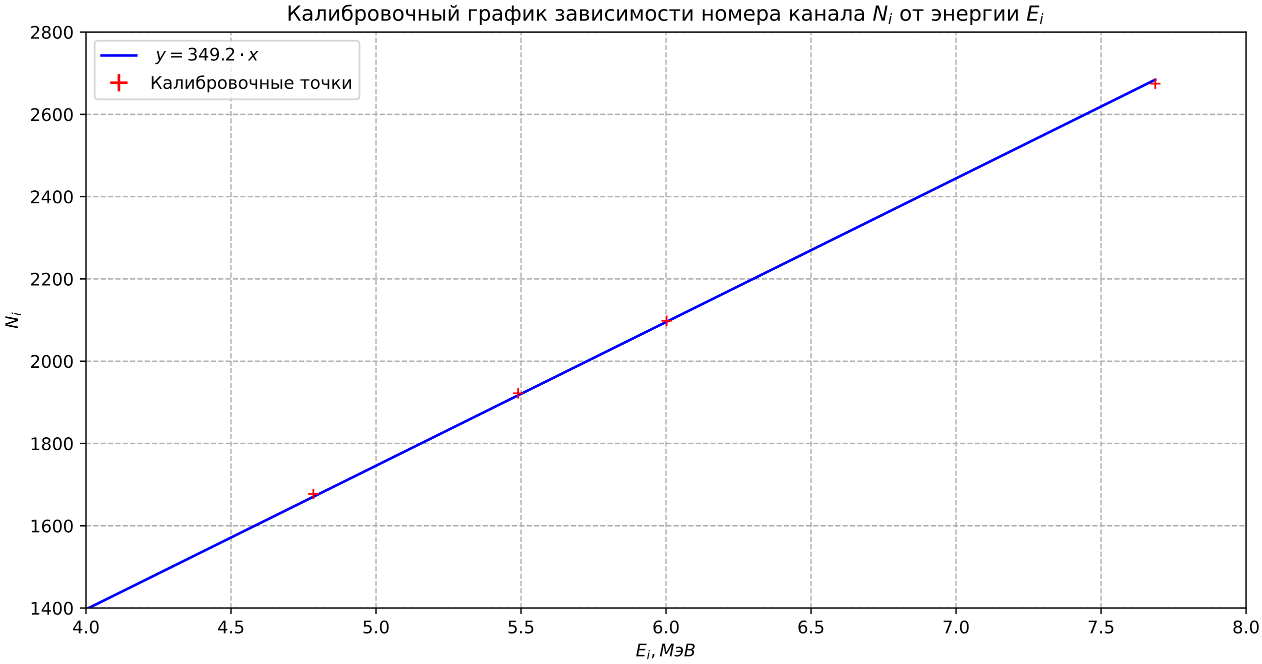

Рис. 5: *Калибровочный график зависимости* $N_i = \alpha E_i$

По углу наклона прямой найдем коэффициент α (погрешность вычислим из МНК):

$$\alpha = (349.2 \pm 0.6) \text{ МэВ}^{-1}$$

Прокалибруем все измерения и изобразим спектры на рис. 7, 8, 9 и 10 и отметим на них положения пиков.

4. Используя калибровочный график, определим для всех остальных пиков значения энергии пиков E_i, их ширину ΔE_i и энергетическое разрешение $R_i = \Delta E_i / E_i$. Результаты запишем в таблицу 2.

источник	N_i	ΔN_i	E_i, МэВ	ΔE_i, МэВ	σ_E, МэВ	R_i	σ_{R_i}
Am + Th	1647.7	24.6	4.72	0.07	0.01	0.015	0.002
Am + Th	1926.8	25.8	5.52	0.07	0.01	0.013	0.002
Pu	1811.7	23.6	5.19	0.07	0.01	0.013	0.002
Pu	1927	17.2	5.52	0.05	0.01	0.009	0.002
U	1435	66.5	4.11	0.19	0.01	0.046	0.003
U	1621	106.6	4.64	0.31	0.01	0.066	0.005

Таблица 2: Вычисление энергий пиков и их энергетического разрешения

Погрешность E вычислим по формуле:

$$\sigma_E = E\sqrt{\left(\frac{\sigma_N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\alpha}{\alpha}\right)^2}$$

И запишем в таблицу 2. Погрешность R вычислим аналогично и запишем в таблицу 2.

5. Определим энергетическое разрешение при распаде $^{226}_{88}\text{Ra}$, связанное с флуктуацией числа образующихся электронно-дырочных пар, которые создаются α-частицей в детекторе.

$$R_{\text{фл}} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{E}{E_{\text{ср}}}}, \tag{12}$$

где $E_{\text{ср}} = 3.6$ эВ – средняя энергия создания пары электрон-дырка. Тогда посчитаем разницу энергетического разрешения ΔR, связанную с шумом в электрической цепи детектора:

$$\Delta R = R_i - R_{\text{фл},i} \tag{13}$$

и запишем в таблицу 3. Погрешность посчитаем через частные производные

Номер пика	1	2	3	4
$\Delta R \cdot 10^6$	867	810	774	684
$\sigma_{\Delta R} \cdot 10^6$	6	6	5	5

Таблица 3: Вычисление энергетического разрешения, связанного с флуктуацией числа электронно-парочных дыр

Тогда ΔR вычислим как среднее, а погрешность как стандартное среднеквадратичное отклонение:

$$\Delta R = (13 \pm 3) \cdot 10^{-3}$$

6. Проверим выполняется ли закон Гейгера-Неттола. Построим график зависимости $\lg T_{1/2}$ от $1/\sqrt{E_\alpha}$ для $^{226}_{88}$Ra.

Запишем периоды полураспада в таблицу 4.

	1	2	3	4
$T_{1/2}$, с	$5.1 \cdot 10^{10}$	$3.3 \cdot 10^5$	$1.87 \cdot 10^2$	$1.63 \cdot 10^{-4}$

Таблица 4: Периоды полураспада для дочерних ядер $^{226}_{88}$Ra

Если закон выполняется, то зависимость имеет вид:

$$\lg T_{1/2} = \frac{a}{\sqrt{E_\alpha}} + b,$$

где $a \simeq 1.6Z = 141$ и $b \simeq -1.6Z^{2/3} - 21.4 = -53$, $Z = 88$. График изобразим на рис. 6, так же изобразим прямую с теоретически предсказанными коэффициентами.

Коэффициенты:

$$a = (150 \pm 9), \quad b = (-58 \pm 4)$$

Посчитаем метрику χ^2, чтобы определить, выполняется ли закон:

$$\chi^2 = \sum \frac{(y - \hat{y})^2}{\sigma_y^2 + \sigma_{\hat{y}}^2}$$

где, y - значения экспериментальных точек, $\hat{y}$ - аппроксимация, σ_y и $\sigma_{\hat{y}}$ - погрешности y и $\hat{y}$ соответственно.

$$y = \log T_{1/2}, \quad x = \frac{1}{\sqrt{E_\alpha}}$$

Погрешности:

$\sigma_y = \left|\frac{\partial y}{\partial T_{1/2}}\right| \sigma_{T_{1/2}} = \frac{1}{\ln 10}\varepsilon_{T_{1/2}}$

$\sigma_z = \left|\frac{\partial x}{\partial E_\alpha}\right| \sigma_{E_\alpha} = \left(\frac{1}{2}E_\alpha^{-3/2}\right) \sigma_{E_\alpha} = \frac{x}{2}\varepsilon_{E_\alpha}$

Для аппроксимации:

$$\hat{y} = ax + b, \quad \sigma_{\hat{y}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \hat{y}}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial \hat{y}}{\partial a}\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\partial \hat{y}}{\partial b}\right)^2 \sigma_b^2} = \sqrt{a^2\sigma_x^2 + x\sigma_a^2 + \sigma_b^2}$$

Тогда получаем:

$$\chi^2 \approx 0.03$$

Так как значение метрики χ^2 ниже 1, то можно утверждать, что закон выполняется с хорошей точностью.

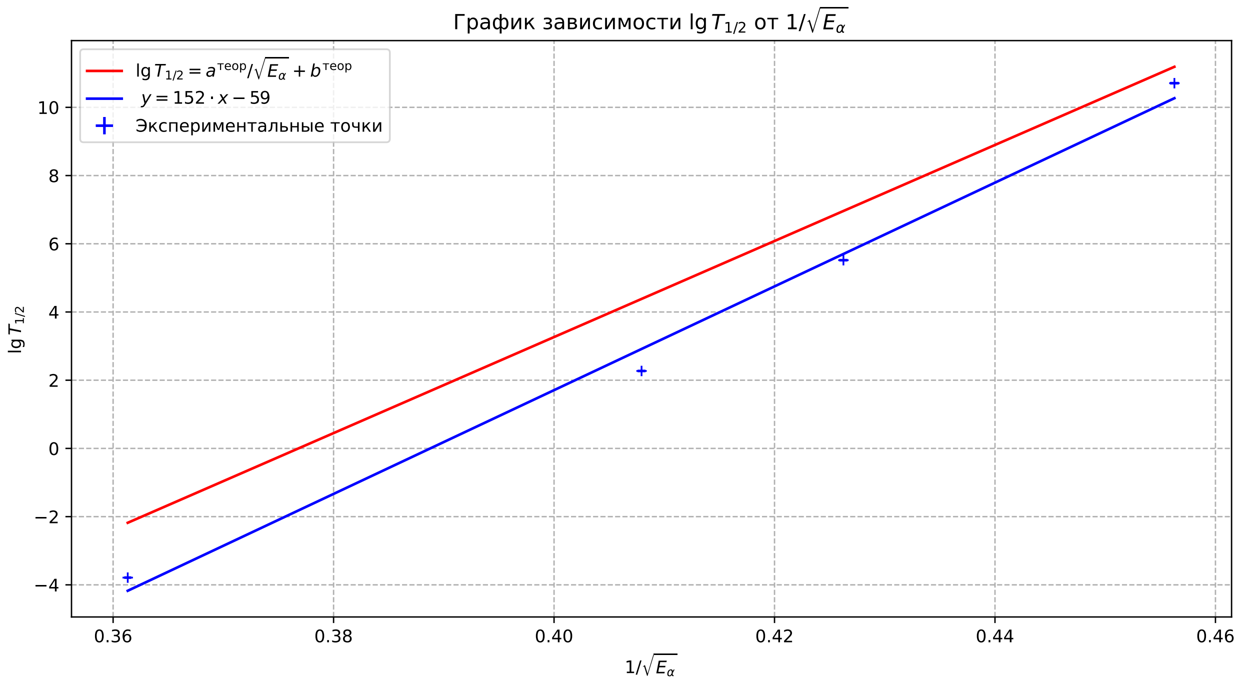

Рис. 6: *График зависимости* $\lg T_{1/2}$ *от* $1/\sqrt{E_\alpha}$

5 Выводы

1. Получены спектры α-частиц, испускаемых изотопами: $^{226}_{88}$Ra, $^{241}_{95}$Am + $^{230}_{90}$Th, $^{239}_{94}$Pu и $U_{пр}$.
2. Была определена энергия α-частиц и энергетическое разрешение.
3. Было проверено, что выполняется закон Гейгера-Неттола.

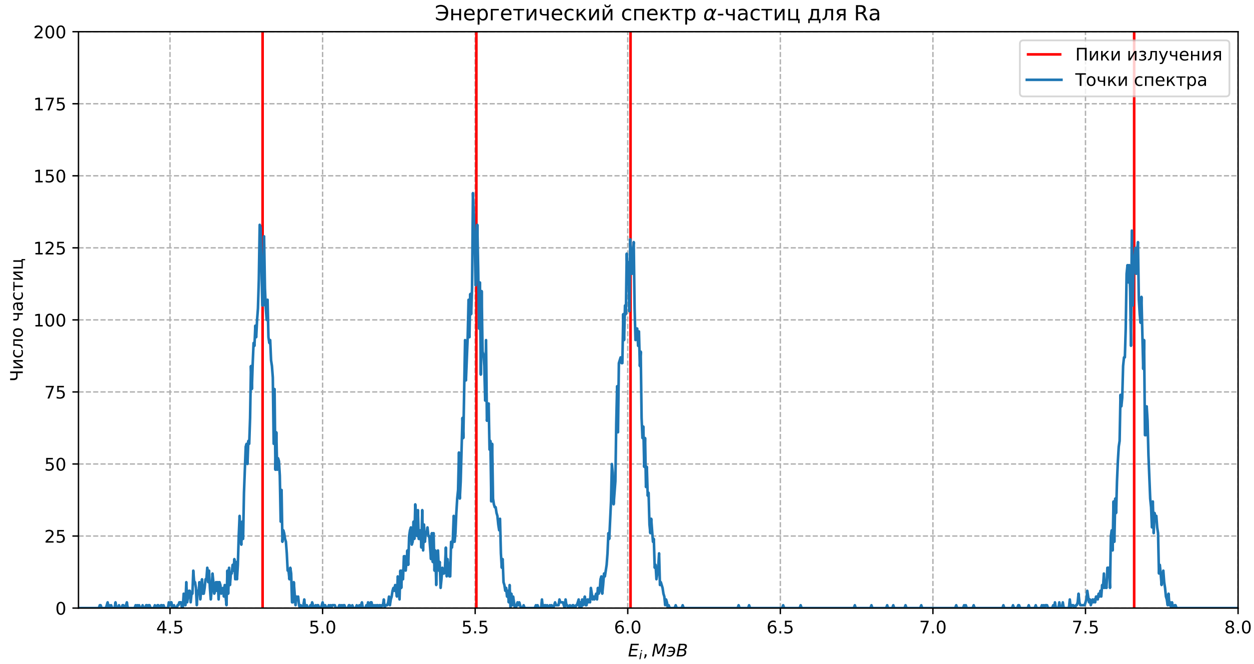

Рис. 7: *Спектр α-излучения для $^{226}_{88}Ra$*

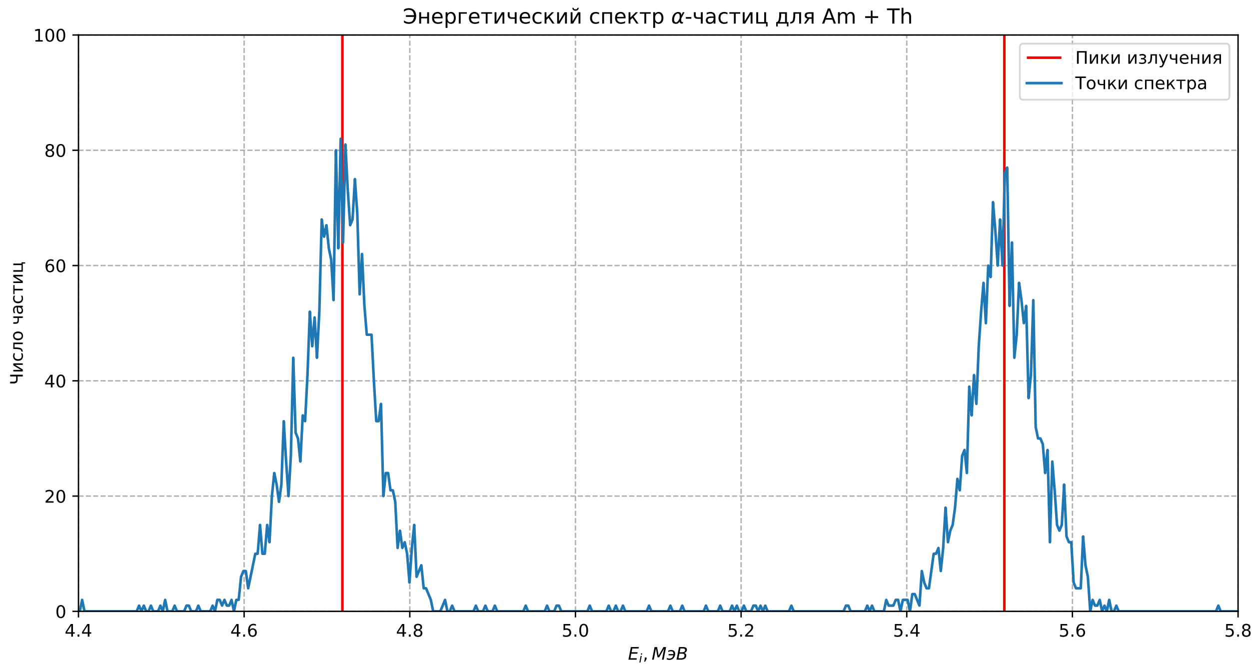

Рис. 8: *Спектр α-излучения для $^{241}_{95}Am + ^{230}_{90}Th$*

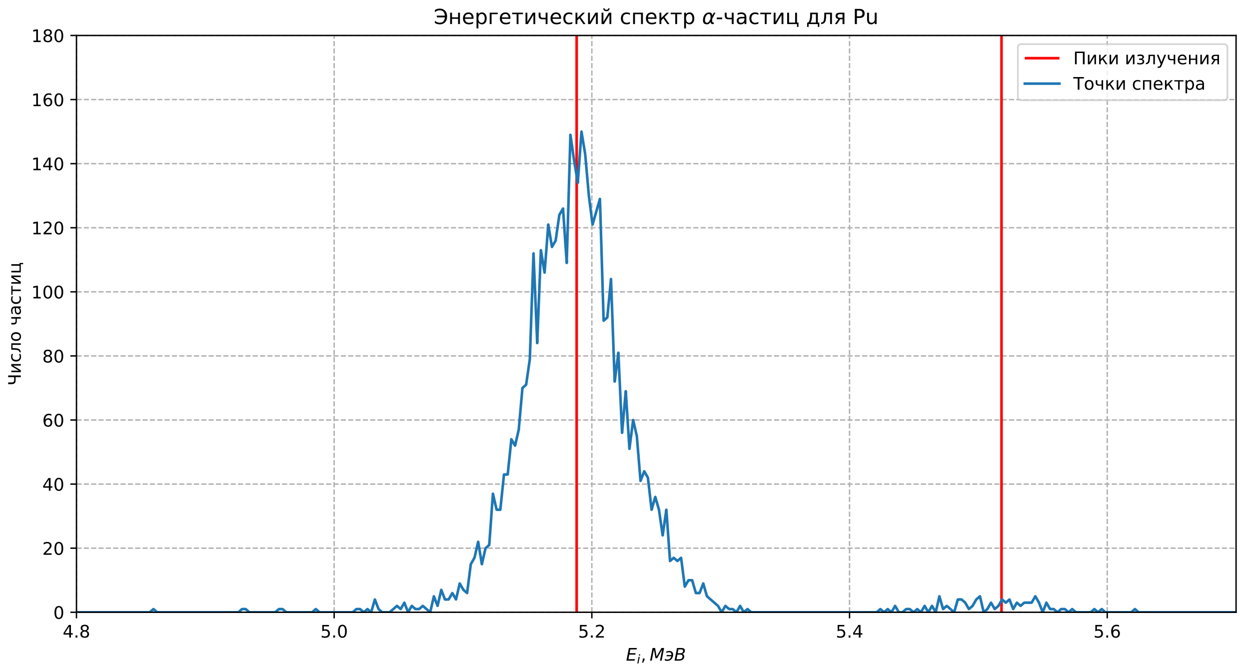

Рис. 9: *Спектр α-излучения для* $^{239}_{94}Pu$

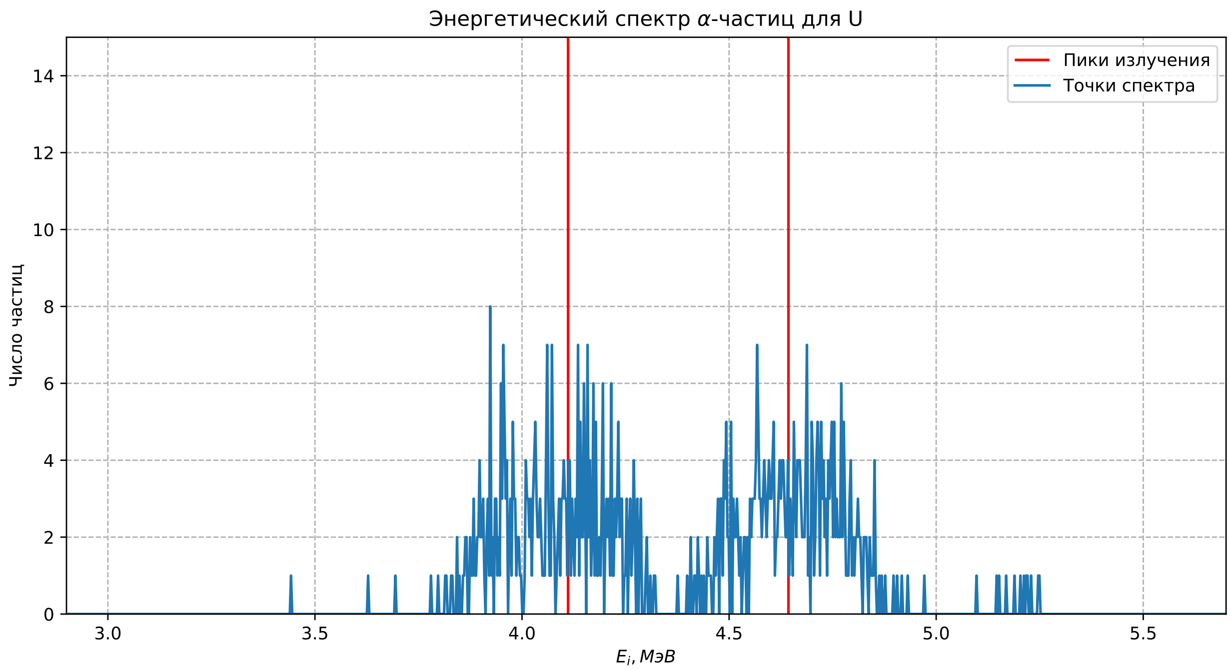

Рис. 10: *Спектр α-излучения для* $U_{пр}$