

Измерение спектров α -излучения ядер $^{226}_{88}\text{Ra}$, $^{210}_{84}\text{Po}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и смеси ($^{230}_{90}\text{Th}$ и $^{241}_{95}\text{Am}$) с помощью полупроводникового детектора.

Маслов Артём, Дедков Денис
группа Б01-108а
11.09.2023

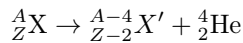
Аннотация

В работе измеряются спектры α -излучения ядер $^{226}_{88}\text{Ra}$, $^{210}_{84}\text{Po}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и смеси ($^{230}_{90}\text{Th}$ и $^{241}_{95}\text{Am}$) с помощью полупроводникового детектора. Исследуются последовательные α -распады указанных ядер. Проверяется закон Гейгера-Нэттола для ядер $^{226}_{88}\text{Ra}$ на основе табличных значений.

Ключевые слова: α -распад, закон Гейгера-Нэттола.

Введение

Альфа-распадом называется самопроизвольный процесс испускания ядрами альфа-частиц:



Периодом полураспада $T_{1/2}$ называется время в течение которого количество радиоактивных атомов убывает в 2 раза. Если N_0 – начальное количество радиоактивных атомов, то количество атомов $N(t)$ в последующие моменты времени определяется *законом радиоактивного распада* [2, §73]:

$$N = N_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{t/T_{1/2}}$$

Для альфа-распада период полураспада $T_{1/2}$ связан с энергией вылетающей альфа-частиц E_i законом Гейгера-Нэттола:

$$\ln T_{1/2} = \frac{a}{\sqrt{E_i}} + b \quad (1)$$

Спектром радиоактивного излучения называется энергетическое распределение исследуемого излучения. В случае альфа-распада спектром будет график зависимости количества зарегистрированных альфа-частиц от их энергии. Прибор, который измеряет спектр радиоактивного излучения называется *спектрометром*. Важной характеристикой спектрометра является его *разрешающая способность* R , то есть возможность различить излучение с близкими энергиями. Разрешающая способность прибора определяется разрешающей способностью детектирующего излучение датчика и шумами в электронной схеме.

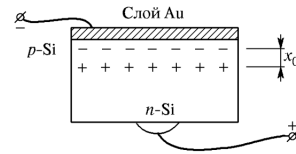


Рис. 1: Схема полупроводникового детектора.

Рассмотрим принцип работы полупроводникового детектора (рис. 1) [1, с. 464-468]. Детектор представляет собой обычно кремниевую пластинку из полупроводников n- и p-типа. В n-области находятся свободные электроны, в p-области находятся свободные дырки. Когда к пластинке прикладывается постоянное напряжение, как показано на рисунке, то свободные заряды покидают пластинку, в результате чего проводимость детектора уменьшается, при этом образуется обеднённая область шириной x_0 . Альфа-частица энергией E_i пролетает через обеднённую область детектора и ионизует атомы полупроводника переводя электроны из валентной зоны в свободную. В результате ионизации образуется пара электрон-дырка и возникает ток под действием приложенного к детектору напряжения. Этот ток усиливается зарядочувствительным усилителем, напряжение на котором пропорционально заряду, протекающему через усилитель. Напряжение на усилителе измеряется АЦП. Ток через усилитель пропорционален числу образованных пар электрон-дырка в детекторе. На образование одной такой пары в среднем расходуется энергия $E_{cp} = 3.6$ эВ. Предполагая, что альфа-частица расходует всю свою энергию E_i на ионизацию атомов в обеднённом слое, можно оценить среднее количество образовавшихся пар электрон-дырка N :

$$N_i = \frac{E_i}{E_{cp}}$$

Предполагается, что ионизация атомов происходит независимо друг от друга с фиксированной интенсивностью, тогда количество ионизованных атомов подчиняется распределению Пуассона. Так как N_i велико ($E_i \sim 1$ МэВ, $N_i \sim 10^5$), то распределение Пуассона приближается к распределению Гаусса с средним значением N_i и среднеквадратичным отклонением $\sigma = \sqrt{N_i}$. *Разрешающая способность детектора* определяется как отношение среднеквадратичного отклонения к среднему значению:

$$R_{фл} = \frac{\sqrt{N_i}}{N_i} = \frac{1}{\sqrt{N_i}}$$

Пусть в измеренной спектрограмме средняя энергия альфа-частиц составляет E_i , полуширина пика на половине высоты ΔE_i , тогда *энергетическая разрешающая способность* спектрометра равна:

$$R = \frac{\Delta E_i}{E_i}$$

Разрешающая способность спектрометра зависит от разрешающей способности детектора и от уровня шума в электронной схеме.

Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2:



Рис. 2: Схема экспериментальной установки.

Форвакуумный насос соединён с корпусом альфа-спектрометра вакуумным шлангом для откачки измерительной камеры до давлений $0.4 \div 20$ ммрт.ст.. В камеру альфа-спектрометра на специальный столик помещается радиоактивный препарат. Над столиком находится полупроводниковый детектор частиц, который регистрирует альфа-частицы в диапазоне энергий $4.0 \div 9.5$ МэВ. Сигнал с детектора усиливается и подаётся на 12-битный АЦП. То есть спектрометр имеет 4096 каналов измерения энергий альфа-частиц. Результаты измерений передаются на компьютер, который проводит первичную обработку данных – строит спектр радиоактивного распада. На подложку стола подаётся отрицательный относительно корпуса потенциал, чтобы ядра отдачи с импульсом направленным к детектору не попадали на него и не загрязняли его.

Оборудование и приборы

1. Форвакуумный насос Value VE-215N. Остаточное давление: 0.00002 атм. = 0.0152 ммрт.ст..
2. Альфа-спектрометр Амплитуда НТЦ Мультирад-АС. Диапазон энергии регистрируемого излучения $4.0 \div 9.5$ МэВ. Диапазон измерения активности $1 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^5$ Бк. Пределы допускаемой основной относительной погрешности измерений активности в исследуемых образцах $\varepsilon = 10\%$. Максимальное значение входной нагрузки статистически распределённых импульсов не менее $10^4 \frac{\text{имп}}{\text{с}}$. Диапазон поддерживаемого в камере давления $0.4 \div 20.0$ ммрт.ст.. Уровень собственного фона не более $100 \frac{\text{имп}}{\text{сутки}}$.

Методика эксперимента

Так как зависимость энергии альфа-частицы от номера зарегистрировавшего её канала спектрометра не из-

вестна, то в начале работы проводится градуировка детектора. Для этого измеряется спектр излучения $^{226}_{88}\text{Ra}$ в течение примерно 10 минут, каждому пику на графике спектра ставится в соответствие энергия зарегистрированной альфа-частицы. Так как амплитуда сигнала на выходе детектора пропорциональна энергии альфа-частицы, то градуировочная кривая должна быть прямой.

После градуировки детектора измеряются спектры $^{210}_{84}\text{Po}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и смеси ($^{230}_{90}\text{Th}$ и $^{241}_{95}\text{Am}$) в течение примерно 10 минут. По градуировочной зависимости определяются энергии зарегистрированных альфа-частиц, и по справочнику определяются атомы, в результате радиоактивного распада которых образовалась альфа-частица.

Обсуждение экспериментальных результатов

Градуировка детектора

По известным значениям энергии α -частицы при распаде $^{226}_{88}\text{Ra}$ и его дочерних ядер, определяются коэффициенты a и b градуировочной кривой детектора:

$$E_i = a \cdot N_i + b.$$

График градуировочной кривой $E_i(N_i)$ изображен на рисунке 3. С помощью метода наименьших квадратов были получены следующие градуировочные коэффициенты:

$$a = (2.97 \pm 0.01) \cdot 10^{-3} \frac{\text{МэВ}}{\text{кан.}},$$

$$b = (-0.10 \pm 0.02) \text{ МэВ}.$$

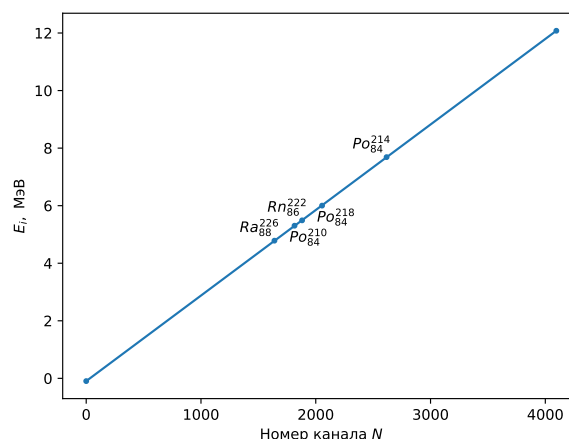


Рис. 3: Зависимость энергии α -частицы от номера канала $E_i(N_i)$.

Согласно теории сдвиг по энергии b должен быть равен 0. Систематическая ошибка, вносимая этим сдвигом $\varepsilon \sim 2\%$. Далее в таблицах будет приведена только случайная составляющая ошибок, чтобы иметь представление об их порядке. Полная погрешность оценивается по формуле:

$$\varepsilon_{\Sigma} = \sqrt{\varepsilon^2 + \varepsilon_{E_i}^2}$$

Исследование спектров α -распада

С помощью градуировочной зависимости, определялась энергия альфа-частиц для всех остальных элементов: $^{226}_{88}\text{Ra}$, $^{241}_{95}\text{Am} + ^{230}_{90}\text{Th}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$, $^{238}_{92}\text{U}$.

В таблицах для каждой последовательности радиоактивных распадов приведены: N_i – средний номер канала, зарегистрировавший альфа-частицу с фиксированной энергией, ΔN_i – среднеквадратичное отклонение в единицах каналов, E_i – средняя энергия зарегистрированных альфа-частиц, ширина ΔE_i – среднеквадратичное отклонение в энергетических единицах, σ_x – случайная составляющая ошибки определения величины x .

Оценка погрешности проводилась по формуле погрешности косвенных измерений:

$$\varepsilon_{R_{f,i}} = \frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon_{\Sigma}^2 + \left(\frac{0.05}{3.60}\right)^2} \sim 1.5\%$$

$$\varepsilon_{R_i} = \sqrt{\varepsilon_{E_i}^2 + \varepsilon_{\Sigma}^2} \approx \varepsilon_{\Sigma} \sim 2\%$$

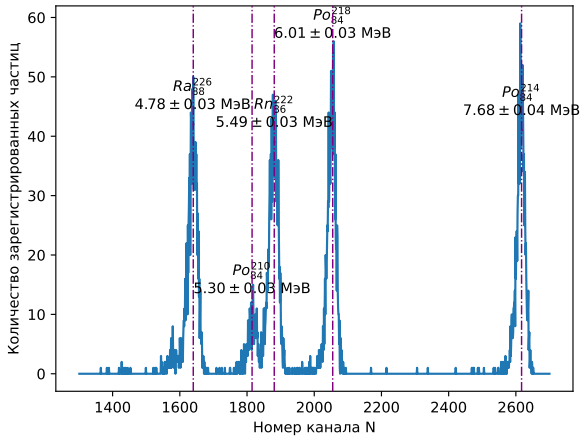


Рис. 4: Спектр $^{226}_{88}\text{Ra}$.

N_i	dN_i	E_i , МэВ	σ_{E_i} , МэВ	ΔE_i , МэВ	$\sigma \Delta E_i$, МэВ
1640.0	24.33	4.78	0.03	0.0723	0.0003
1815.0	22.58	5.30	0.03	0.0671	0.0002
1881.0	23.97	5.49	0.03	0.0712	0.0003
2055.0	21.05	6.01	0.03	0.0626	0.0002
2617.0	22.50	7.68	0.04	0.0669	0.0002

Таблица 1: Энергии пиков $^{226}_{88}\text{Ra}$.

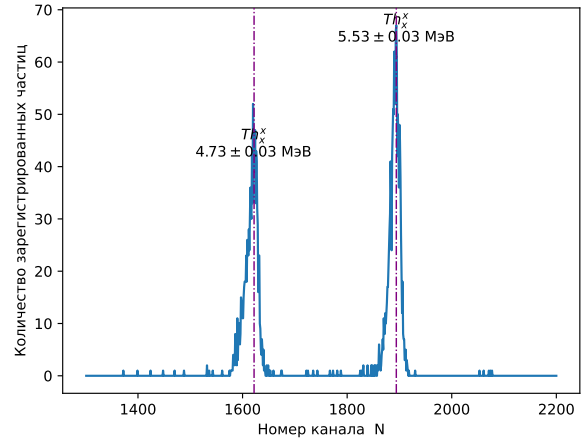


Рис. 5: Спектр $^{241}_{95}\text{Am} + ^{230}_{90}\text{Th}$.

N_i	ΔN_i	E_i , МэВ	ε_{E_i} , %	ΔE_i , МэВ	$R_i \cdot 10^2$	$R_{f,i} \cdot 10^2$
1622	15.80	4.73	0.6	0.0469	0.99	0.087
1894	17.12	5.53	0.6	0.0509	0.92	0.081

Таблица 2: Энергии пиков $^{241}_{95}\text{Am} + ^{230}_{90}\text{Th}$.

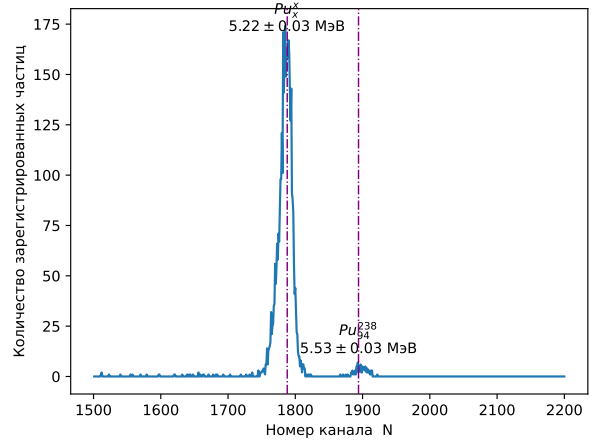


Рис. 6: Спектр $^{239}_{94}\text{Pu}$.

N_i	ΔN_i	E_i , МэВ	ε_{E_i} , %	ΔE_i , МэВ	$R_i \cdot 10^2$	$R_{f,i} \cdot 10^2$
1788	16.81	5.22	0.6	0.0500	0.96	0.083
1894	20.90	5.53	0.6	0.0621	1.12	0.081

Таблица 3: Энергии пиков $^{239}_{94}\text{Pu}$.

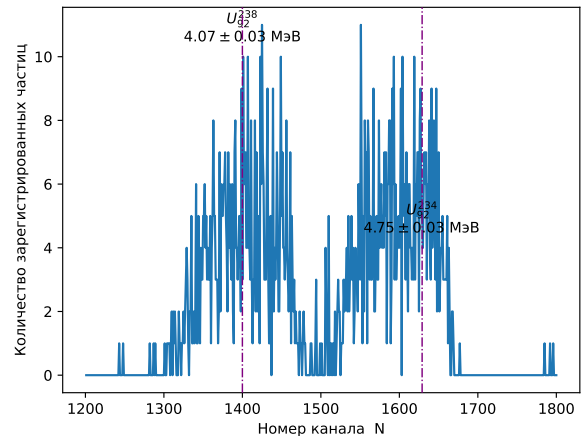


Рис. 7: Спектр $^{238}_{92}\text{U}$.

N_i	ΔN_i	E_i , МэВ	ε_{E_i} , %	ΔE_i , МэВ	$R_i \cdot 10^2$	$R_{f,i} \cdot 10^2$
1400	87.96	4.07	0.7	0.2614	6.43	0.094
1629	43.20	4.75	0.6	0.1284	2.71	0.087

Таблица 4: Энергии пиков $^{238}_{92}\text{U}$.

Проверка закона Гейгера-Нэттола

Зная энергии α -распада Ra^{226}_{88} и его дочерних ядер, а также периоды их полураспада, можно судить о точности выполнения закона Гейгера-Нэттола. С этой целью проведем линеаризацию зависимости:

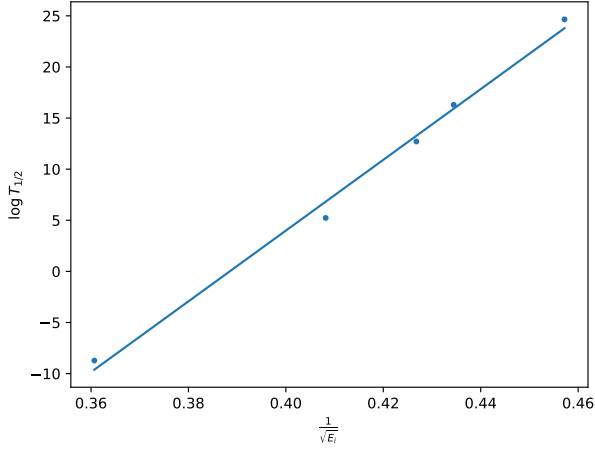


Рис. 8: График $\log T_{1/2} \left(\frac{1}{\sqrt{E_i}} \right)$.

Полученный график изображен на рисунке 8. Коэффициент корреляции слабо отличается от единицы:

$$\rho = \frac{\text{cov}_{xy}}{\sigma_x \cdot \sigma_y} = 0.9964.$$

Выводы

В работе были получены спектры α -излучения ядер. Мы экспериментально определили энергетическое разрешение детектора (см. таблицы):

$$R_i = \frac{\Delta E_i}{E_i}, \quad \varepsilon_{R_i} \sim 2\%$$

Оценка влияния статистической флуктуации числа электрон-дырочных пар $R_{f,i} = \sqrt{\frac{E_{\text{ср}}}{E_i}}$, $\varepsilon_{R_{f,i}} \sim 1.5\%$, создаваемых падающей частицей, получилась на порядки меньше вычисленных энергетических разрешений R_i . Поэтому можно сделать вывод, что основной причиной разброса импульсов по амплитуде является шум электрических цепей.

Был проверен закон Гейгера-Нэттола методом линеаризации зависимости. Коэффициент корреляции слабо отличается от единицы:

$$\rho(x, y) = 0.9964.$$

Литература

- [1] Ципенюк, Ю.М. Лабораторный практикум по общей физике. Квантовая физика: Учеб. пособие для вузов. / Ф.Ф. Игошин, Ю.А. Самарский, Ю.М. Ципенюк; под. ред. Ю.М. Ципенюка — М.: Физматкнига, 2012. — 464 с. ISBN 978-5-89155-206-7.
- [2] Сивухин, Д.В. Общий курс физики: Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т.V. Атомная и ядерная физика. — 3-е изд., стереот. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2020. — 784 с. ISBN 978-5-9221-0645-0 (Т. V).