

# Лабораторная работа 5.4.2

## Исследование энергетического спектра $\beta$ -частиц и определение их максимальной энергии при помощи магнитного спектрометра

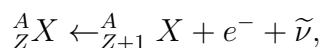
Шерхалов Денис Б02-204и  
Фаттахов Марат Б02-204кт

15 ноября 2024 г.

**В работе:** проводится исследование энергетического спектра  $\beta$ -частиц при распаде ядер  $^{137}\text{Cs}$  и определяется их максимальная энергия. Калибровка спектрометра осуществляется по энергии электронов внутренней конверсии  $^{137}\text{Cs}$ .

### 1. Введение

Бета-распадом называется самопроизвольное превращение ядер, при котором их массовое число не изменяется, а заряд увеличивается или уменьшается на единицу. В данной работе мы будем иметь дело с электронным  $\beta$ -распадом:



при котором кроме электрона испускается антинейтрино.

Выясним вид энергетического спектра  $\beta$ -частиц. Во-первых, учтём ЗСЭ:

$$E_e - E - ck = 0,$$

где  $ck$  – энергия нейтрино,  $E_e$  – максимальная энергия электрона,  $E$  – кинетическая энергия электрона, а связь между его энергией и импульсом дается соотношением:

$$E = c\sqrt{p^2 + m^2c^2} - mc^2.$$

Условие (??) можно учесть, введя  $\delta$ -функцию вида

$$F = \delta(E_e - E - ck),$$

которая по определению не равна нулю только если (??) выполнено. Тогда записать вероятность, что электрон после распада имеет импульс  $d^3p$ , а нейтрино –  $d^3k$ , можно следующим образом:

$$dw = D\delta(E_e - E - ck)d^3pd^3k = D\delta(E_e - E - ck)p^2dpk^2dkd\Omega_e d\Omega_{\tilde{\nu}},$$

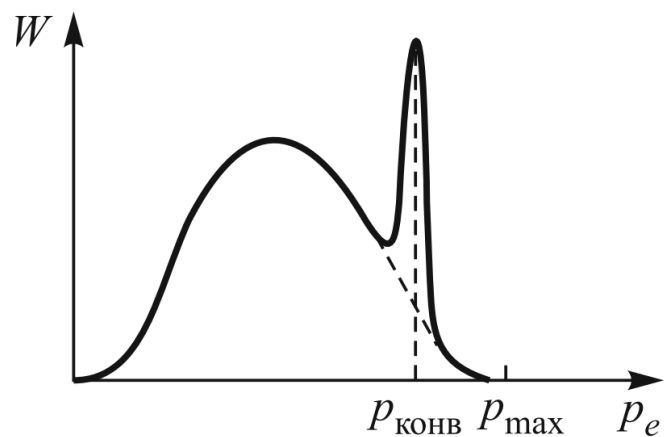


Рис. 1: Форма спектра  $\beta$ -частиц при разрешённых переходах

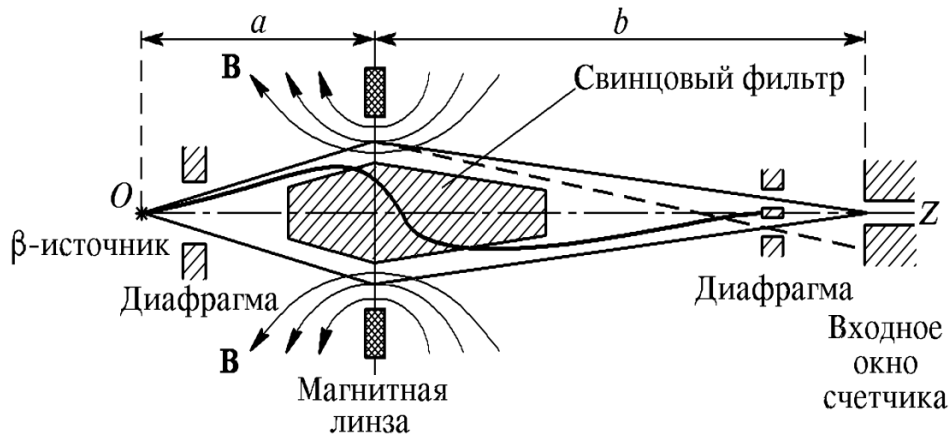


Рис. 2: Схема магнитной линзы

где  $D$  – коэффициент пропорциональности, который в этом опыте можно считать константой,  $d\Omega_e$  и  $d\Omega_{\bar{\nu}}$  – элементы телесных углов вылета электрона и нейтрино.

Вероятность искомого события имеет связь со спектром, так как

$$dN = N_0 dw.$$

Тогда интегрируем (??) и учитываем (??):

$$dN = \frac{16\pi^2 N_0}{c^2} D p^2 (E_e - E)^2 dp.$$

Дифференцируя (??), найдём

$$dE = \frac{c^2 p}{E + mc^2} dp.$$

Тогда окончательно

$$\frac{dN}{dE} = N_0 B \sqrt{E(E + 2mc^2)} (E_e - E)^2 (E + mc^2),$$

что в нерелятивистском приближении упрощается до

$$\frac{dN}{dE} \approx \sqrt{E} (E_e - E)^2.$$

Дочерние ядра, возникающие в результате  $\beta$ -распада, нередко оказываются возбужденными. Возбужденные ядра отдают свою энергию либо излучая  $\gamma$ -квант, либо передавая избыток энергии одному из электронов с внутренних оболочек атома. Излучаемые в таком процессе электроны имеют строго определенную энергию и называются конверсионными. Соответствующий спектр отображён на рис. ??.

## Оборудование и инструментальные погрешности

Схема экспериментальной установки отображена на рис. ?? и ??. При заданной силе тока на входное окно счетчика фокусируются электроны с определенным импульсом. Электроны, обладающие другими значениями импульса, при этом не сфокусированы и в основном проходят мимо окна. При изменении тока в катушке на счетчик последовательно фокусируются электроны с разными импульсами, то есть

$$p_e = kI,$$

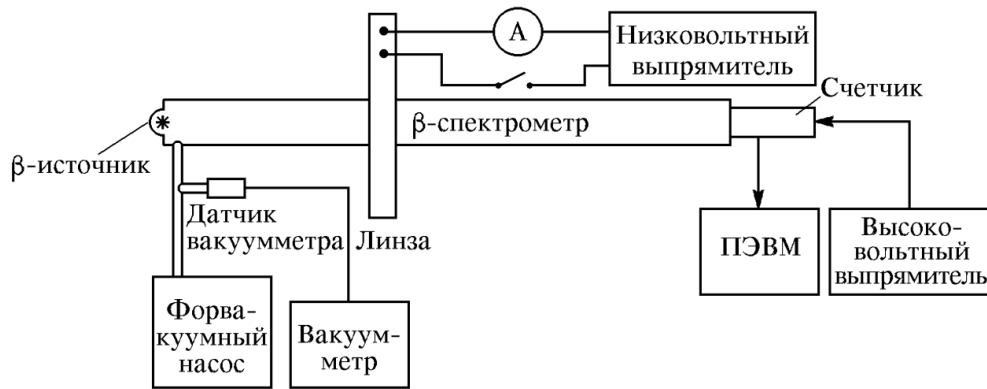


Рис. 3: Блок-схема экспериментальной установки

где  $I$  – ток катушки. Для числа электронов, имеющих импульс  $p_e + \Delta p_e$ , можно получить

$$N(p_e) = CW(p_e)p_e,$$

где  $C = \text{const}$ ,  $W(p_e) = dw/dp_e$  находится из формулы (??).

В работе используются:

- $\beta$ -источник
- Форвакуумный насос
- Вакуумметр (фигура номинальная)
- Магнитная линза со свинцовым фильтром и диафрагмой
- Сцинтилляционный счётчик
- Источники питания 0,02A
- Компьютер

## 2. Обработка результатов

По результатам измерений построим график спектра  $\beta$ -распада атома  $^{137}\text{Cs}$  и откалибруем его. Сдвиг графика по оси ординат сделаем на величину радиационного фона  $N_{\text{ф}}$ .

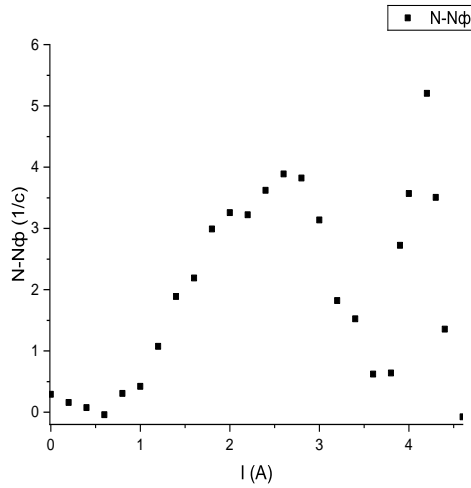


Рис. 4: Спектр  $\beta$ -распада атома  $^{137}\text{Cs}$ .

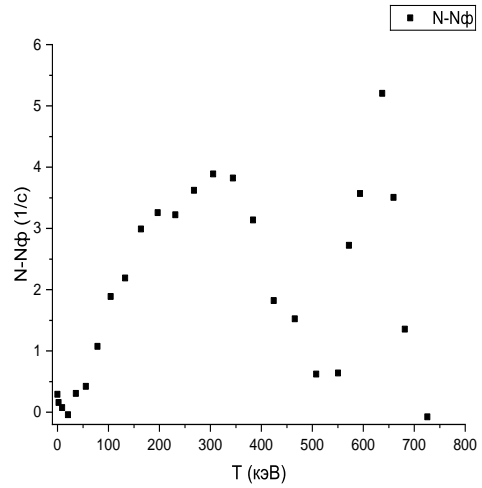


Рис. 5: Откалиброванный график.

Определим максимальную энергию  $\beta$ -спектра. Анализ рис. ?? в таком случае даст достаточно грубый результат, так как нам придётся ограничиться исследованием точек у самой верхней границы спектра. Эти точки измерены с наименьшей статистической точностью. Однако мы можем уменьшить ошибку определения максимальной энергии посредством процедуры Ферми-Кюри. Для этого мы отложим по оси ординат величину  $\sqrt{N}/p^{3/2}$ , а по оси абсцисс энергию  $\beta$ -частиц (с учётом того, что энергия электронов внутренней конверсии  $^{137}\text{Cs}$  равна 634, кэВ). В таком случае мы задействуем большинство экспериментальных точек, и прежде всего точки середины  $\beta$ -спектра, которые измерены с наилучшей точностью.

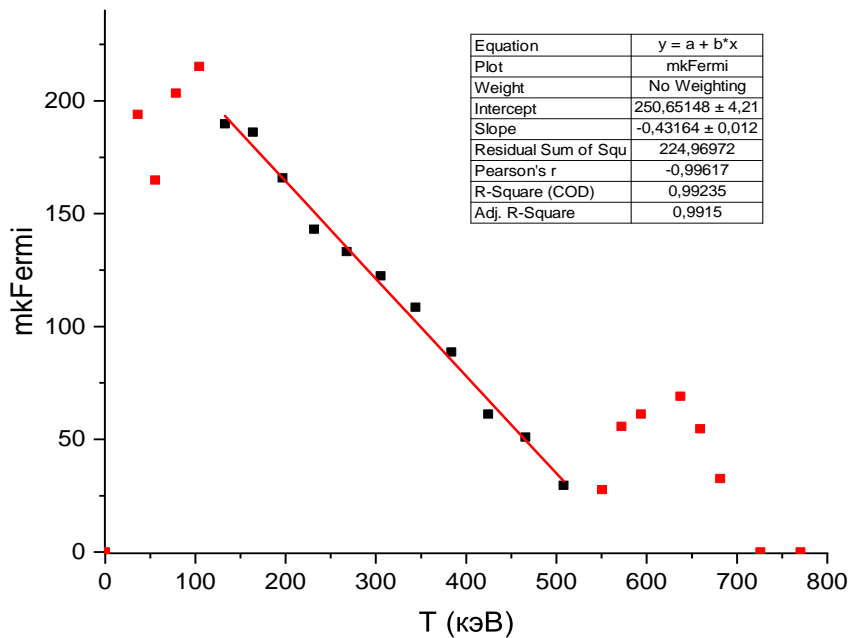


Рис. 6: График Ферми-Кюри.

Таблица 1: Результаты линейной аппроксимации.

|             | $a$   | $b$ |
|-------------|-------|-----|
| Величина    | -0,43 | 251 |
| Погрешность | 0,01  | 4   |

Ясно, что  $E_m = -\frac{b}{a}$  и  $\sigma_{E_m} = E_m \sqrt{\left(\frac{\sigma_a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_b}{b}\right)^2}$ , откуда  $E_m = (580 \pm 20)$  кэВ.

### 3. Вывод

По результатам работы изучили энергетический спектр  $\beta$ -частиц; кроме того было получено значение максимальной энергии для электрона при  $\beta$ -распаде.