

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

Лабораторная работа № 4.2  
(Общая физика: квантовая физика)

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

Работу выполнил:  
Иванов Кирилл, 625 группа

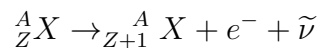
г. Долгопрудный  
2018 год

**Цель работы:** С помощью магнитного спектрометра исследовать энергетический спектр  $\beta$ -частиц при распаде ядер  $^{137}\text{Cs}$  и определить их максимальную энергию.

## 1. Теоретическое введение

Бета-распадом называется самопроизвольное превращение ядер, при котором их массовое число не изменяется, а заряд увеличивается или уменьшается на единицу. Бета-активные ядра встречаются во всей области значений массового числа  $A$ , начиная от единицы (свободный нейтрон) и кончая самыми тяжелыми ядрами. Период полураспада  $\beta$ -активных ядер изменяется от ничтожных долей секунды до  $10^{18}$  лет. Выделяющаяся при единичном акте  $\beta$ -распада энергия варьируется от 18 кэВ до 13,4 МэВ.

В данной работе мы будем иметь дело с электронным распадом



при котором кроме электрона испускается антинейтрино. Освобождающаяся при  $\beta$ -распаде энергия делится между электроном, антинейтрино и дочерним ядром, однако доля энергии, передаваемой ядру, исчезающе мала по сравнению с энергией, уносимой электроном и антинейтрино. Практически можно считать, что эти две частицы делят между собой всю освобождающуюся энергию. Поэтому электроны могут иметь любое значение энергии от нулевой до некоторой максимальной, которая равна энергии, освобождающейся при  $\beta$ -распаде, являющейся важной физической величиной.

Вероятность  $dw$  того, что при распаде электрон вылетит с импульсом в интервале  $d^3p$ , а антинейтрино с импульсом в интервале  $d^3k$ , пропорциональна произведению этих дифференциалов. Но мы должны еще учесть закон сохранения энергии, согласно которому импульсы  $p$  и  $k$  электрона и антинейтрино связаны соотношением

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

где  $E_e$  - максимальная энергия электрона, кинетическая энергия электрона  $E$  связана с его импульсом обычным релятивистским соотношением

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

а через  $ck$  обозначена энергия антинейтрино с импульсом  $k$ . Условие можно учесть введением в выражение для  $dw$   $\delta$ -функции

$$\delta(E_e - E - ck).$$

Таким образом, вероятность  $dw$  может быть записана в виде

$$dw = D\delta(E_e - E - ck)d^3pd^3k = D\delta(E_e - E - ck)p^2dpk^2dkd\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}, \quad (1)$$

где  $D$  — некоторый коэффициент пропорциональности,  $d\Omega_e$ ,  $d\Omega_{\bar{\nu}}$  — элементы телесных углов направлений вылета электрона и нейтрино. Вероятность  $dw$  непосредственно связана с  $\beta$ -спектром, поскольку для большого числа  $N_0$  распадов число  $dN$  распадов с вылетом электрона

и антинейтрино с импульсом соответственно от  $p$  до  $p + dp$  и от  $k$  до  $k + dk$  определяется соотношением

$$dN = N_0 dw \quad (2)$$

Коэффициент  $D$  в формуле (1) можно считать для рассматриваемых нами так называемых разрешенных фермиевских типов распадов с хорошей точностью константой (разрешенными называются такие переходы, при которых не изменяются ни момент, ни четность состояния ядра). В этом случае величину  $dw$  из (2) можно проинтегрировать по всем углам и по абсолютному значению импульса нейтрино.

После умножения на полное число распадов  $N$  проинтегрированное выражение приобретает смысл числа электронов  $dN$ , вылетающих из ядра с импульсом, абсолютная величина которого лежит между  $p$  и  $p + dp$ :

$$dN = \frac{16\pi^2 N_0}{c^2} D p^2 (E_e - E)^2 dp. \quad (3)$$

Чтобы получить распределение электронов по энергиям, надо в (3) перейти от  $dp$  к  $dE$ :

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

после чего выражающая форму  $\beta$  — спектра величина  $N(E) = dN/dE$  приобретает вид

$$\frac{dN}{dE} = N_0 B c p (E + mc^2) (E_e - E)^2 = N_0 B \sqrt{E(E + 2mc^2)} (E_e - E)^2 (E + mc^2) \quad (4)$$

где  $B = (16\pi^2/c^4)D$ . В нерелятивистском приближении, которое и имеет место с нашим случае, выражение (4) упрощается, и мы имеем

$$\frac{dN}{dE} \approx \sqrt{E} (E_e - E)^2. \quad (5)$$

Выражение (5) приводит к спектру, имеющему вид широкого колокола (рис 1). Кривая плавно отходит от нуля и столь же плавно, по параболе, касается оси абсцисс в области максимальной энергии электронов  $E_e$ .

Дочерние ядра, возникающие в результате  $\beta$ -распада, нередко оказываются возбужденными. Возбужденные ядра отдают свою энергию либо излучая  $\gamma$ -квант (энергия которого равна разности энергий начального и конечного уровней), либо передавая избыток энергии одному из электронов, либо передавая избыток энергии одному из электронов с внутренних оболочек атома. Излучаемые в таком процессе электроны имеют строго определенную энергию и называются конверсионными.

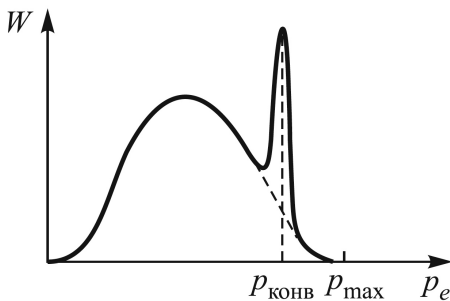


Рис. 1: Форма спектра  $\beta$ -частиц при разрешенных переходах

Конверсия чаще всего происходит на оболочках  $K$  или  $L$ . На спектре, представленном на рис. 1, видна монохроматическая линия, вызванная электронами конверсии. Ширина этой линии в нашем случае является чисто аппаратной, по ней можно оценить разрешающую силу спектрометра.

## 2. Выполнение работы

Откачаем воздух из полости спектрометра, включим вакуумметр. Включим ПЭВМ, формирователь импульсов, питание магнитной линзы и уменьшим ток через неё до нуля.

Проведём измерение  $\beta$ -спектра, изменяя ток в магнитной линзе, при каждом значении тока будем измерять число попаданий частиц в детектор за 100 секунд, результаты занесём в табл.

Измерим фон:

## 3. Выполнение работы

## 4. Вывод