

5.4.2. Исследование энергетического спектра β -частиц и определение их максимальной энергии при помощи магнитного спектрометра

Стренадко Виктория

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

Теоретическая часть

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 β -активных ядер изменяется от ничтожных долей секунды до 10^{18} лет. Выделяющаяся при единичном акте β -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 β -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 β -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

$$E_e - E - ck = 0, \quad (2)$$

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

$$E = c\sqrt{p^2 + m^2c^2} - mc^2, \quad (3)$$

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

$$\delta(E_e - E - ck). \quad (4)$$

Таким образом, вероятность dw может быть записана в виде

$$dw = D\delta(E_e - E - ck)d^3pd^3k = D\delta(E_e - E - ck)p^2dpk^2dkd\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}, \quad (5)$$

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 β -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

$$dN = N_0 dw \quad (6)$$

Коэффициент D 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 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 $p + dp$:

$$dN = \frac{16\pi^2 N_0}{c^2} D p^2 (E_e - E)^2 dp. \quad (7)$$

Чтобы получить распределение электронов по энергиям, надо перейти от dp к dE :

$$dE = \frac{c^2 p}{E + mc^2} dp, \quad (8)$$

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

$$\frac{dN}{dE} = N_0 B c p (E + mc^2) (E_e - E)^2 = N_0 B \sqrt{E(E + 2mc^2)} (E_e - E)^2 (E + mc^2) \quad (9)$$

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

$$\frac{dN}{dE} \approx \sqrt{E} (E_e - E)^2. \quad (10)$$

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

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

Экспериментальная установка

Для определения энергии β -частиц в работе используется магнитный спектрометр. Электроны испускаются радиоактивным источником и попадают в магнитное поле катушки, ось которой параллельна OZ . Траектории электронов сходятся в одной точке — фокусе, где и установлен

сцинтилляционный счетчик, сигналы которого усиливаются фотоумножителем и регистрируются пересчетным прибором. Фокусное расстояние f магнитной линзы связано с током в катушке I и импульсом p_e регистрируемых частиц следующим образом:

$$\frac{1}{f} \propto \frac{I^2}{p_e^2}$$

При неизменной геометрии установки, увеличивая и уменьшая силу тока, можно фокусировать электроны разных импульсов, причем

$$p_e = kI, \quad (11)$$

где k — коэффициент пропорциональности, являющийся параметром установки.

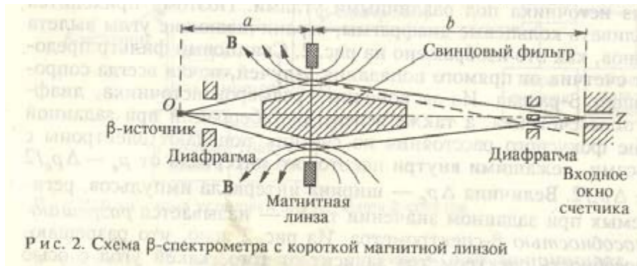


Рис. 2. Схема β -спектрометра с короткой магнитной линзой

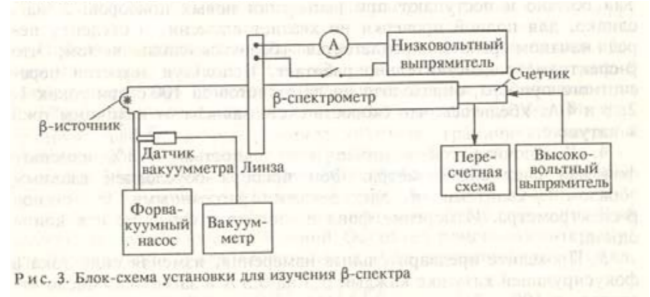


Рис. 3. Блок-схема установки для изучения β -спектра

Рис. 1: слева — схема β -спектрометра; справа — блок-схема установки для изучения спектра

В β -спектрометре установлены диафрагмы для ограничения углов вылета частиц из источника и свинцовый фильтр для защиты от прямого попадания γ -лучей.

Число частиц N , регистрируемых на установке, равно: $N \approx W \cdot \Delta p_e$, где Δp_e — разрешающая способность спектрометра. Дифференцируя выражение для форуса магнитной линзы, получим: $\Delta p_e = \frac{1}{2} \frac{\Delta f}{f} p_e$, то есть $\Delta p_e \propto p_e$. Таким образом, для количества частиц справедлива формула:

$$N = CW(p_e)p_e \quad (12)$$

Здесь C — некоторая константа.

Выполнение работы

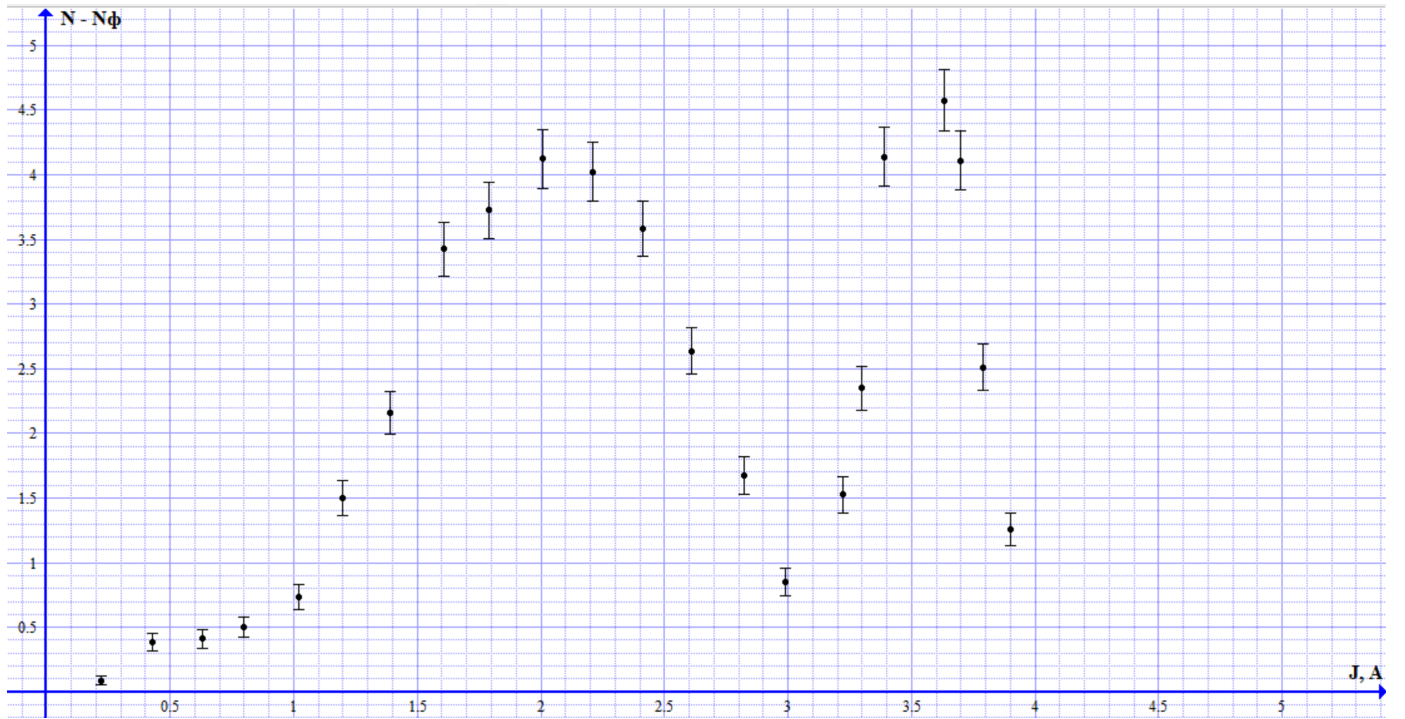
Откачаем воздух из полости спектрометра, включим вакуумметр. Включим ПЭВМ, формирователь импульсов, питание магнитной линзы и уменьшим ток через неё до нуля. Проведём измерение β -спектра, изменяя ток в магнитной линзе, при каждом значении тока будем измерять число попаданий частиц в детектор за 100 секунд. Результаты сведём в таблицу. По результатам измерений возьмем среднее, т.е.

$$N_{\Phi} = 1,6495 \pm 0.09 c^{-1} \quad (13)$$

Проведём вычет фона из числа частиц.

J	N	N_Np	p	T	mkFermi
0,22	1,737	0,0875	62,7	3,8	594,9867
0,43	2,037	0,3875	122,5	14,5	458,7084
0,63	2,062	0,4125	179,5	30,6	266,8781
0,8	2,149	0,4995	228	48,5	205,345
1,02	2,386	0,7365	290,7	76,9	173,2402
1,2	3,149	1,4995	341,9	103,9	193,6324
1,39	3,811	2,1615	396,1	135,5	186,4966
1,61	5,073	3,4235	458,8	175,7	188,2849
1,79	5,373	3,7235	510,1	211	167,4977
2,01	5,772	4,1225	572,8	256,6	148,1305
2,21	5,672	4,0225	629,7	300	126,9173
2,41	5,235	3,5855	686,7	345	105,2192
2,61	4,286	2,6365	743,7	391,4	80,0488
2,82	3,324	1,6745	803,6	441,3	56,7991
2,99	2,499	0,8495	852	482,5	37,0578
3,22	3,174	1,5245	917,6	539,2	44,4177
3,3	3,998	2,3485	940,3	559,2	53,1472
3,39	5,785	4,1355	966	581,8	67,7323
3,63	6,222	4,5725	1034,4	642,7	64,2782
3,7	5,76	4,1105	1054,3	660,6	59,2212
3,79	4,161	2,5115	1080	683,8	44,6491
3,9	2,911	1,2615	1111,3	712,2	30,3191
Фон	100с	1,6495			

Отложим на графике экспериментальные точки в осях I , $N - N_{\Phi}$ Важным результатом

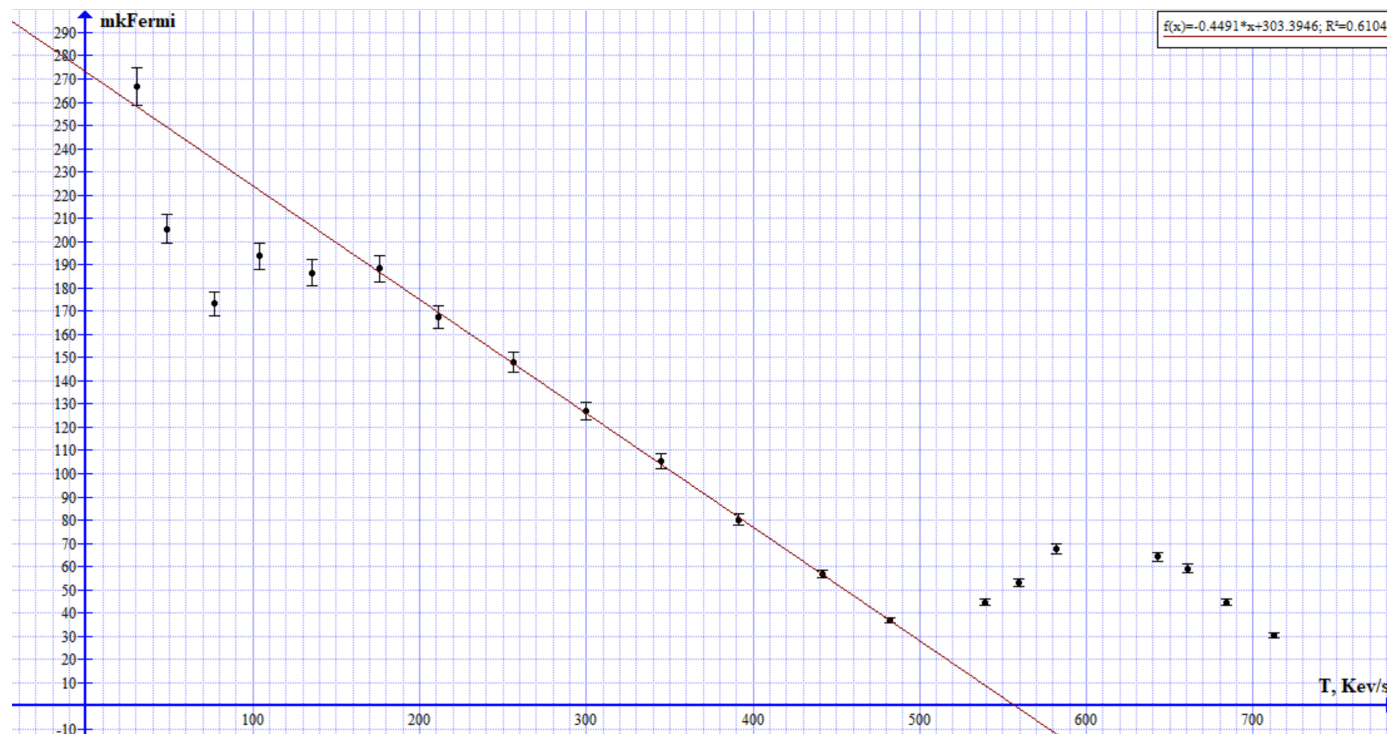


фита является параметр $b = (3,51 \pm 0,05)A$ — он показывает, где находится конверсионный пик по оси абсцисс.

Зная конверсионный пик и соответствующие ему импульс $p_c = 1034$ кэВ/ и энергию $T = 642$ кэВ, мы можем откалибровать шкалу токов в шкалу импульсов и энергий. Теперь подставим в формулу, сокращая обе части на δp_e , мы получаем

$$N(p) \approx p^3(E_e - E)^2 \frac{\sqrt{N}}{p^{3/2}} \propto T_{max} - T \quad (14)$$

Отложив по оси y величину $\frac{\sqrt{N}}{p^{3/2}} = f = mkFermi$, а по x — кинетическую энергию, мы можем построить график, называемый графиком Ферми-Кюри, и определить по нему T_{max} — в этих осях спектр β -распада описывается прямой, который мы можем профитировать $y = ax + b$.



В результате фита мы получаем, что при $y = 0$ мы можем найти $T_{max} = \frac{b}{-a} \approx (557 \pm 36)$.

Таблица 1: Результаты фита Ферми-Кюри

Параметр	Значение	Ошибка
b	273	25
a	-0.49	0.02

Вывод

Таким образом, в работе мы изучили спектр β -распада ^{137}Cs , экспериментальным путем нашли конверсионный пик, оценили параметры установки и подсчитали максимальную возможную кинетическую энергию электрона в этом распаде. Максимальная энергия оказалась равна $T_{max} = 557 \pm 36$ кэВ.