

Лабораторная работа №8

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ β - ЭЛЕКТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Цель работы:

- Изучить механизмы взаимодействия электронов с веществом;
- Определить граничную энергию β - спектра методом поглощения.

1. Взаимодействие электронов с веществом

Электроны, проходящие через вещество, испытывают упругое и неупругое рассеяние, а также излучают фотоны при взаимодействии с ядрами и электронами окружающей среды. В результате, частицы теряют свою энергию и отклоняются от первоначального направления. Поглощение электронов обусловлено потерями энергии на ионизацию и возбуждение атомов (ионизационные потери), а также при высоких энергиях на тормозное излучение (радиационные потери).

Удельные потери энергии на ионизацию для моноэнергетических электронов описываются формулой Бете-Блоха:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi N Z e^4}{m v^2} \left\{ \begin{aligned} & \ln \frac{m v^2 E}{2 I^2 (1 - \beta^2)} - \ln 2 \left(\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + 1 - \beta^2 + \\ & \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1 - \beta^2} \right)^2 - \delta \end{aligned} \right\},$$

где m - масса покоя электрона; I - средний ионизационный потенциал атомов вещества; $\beta = v/c$; v - скорость электрона, влетающего в мишень; N - число атомов в 1 см^3 вещества; Z - атомный номер

вещества; E - релятивистская кинетическая энергия электрона; δ - поправка на эффект плотности.

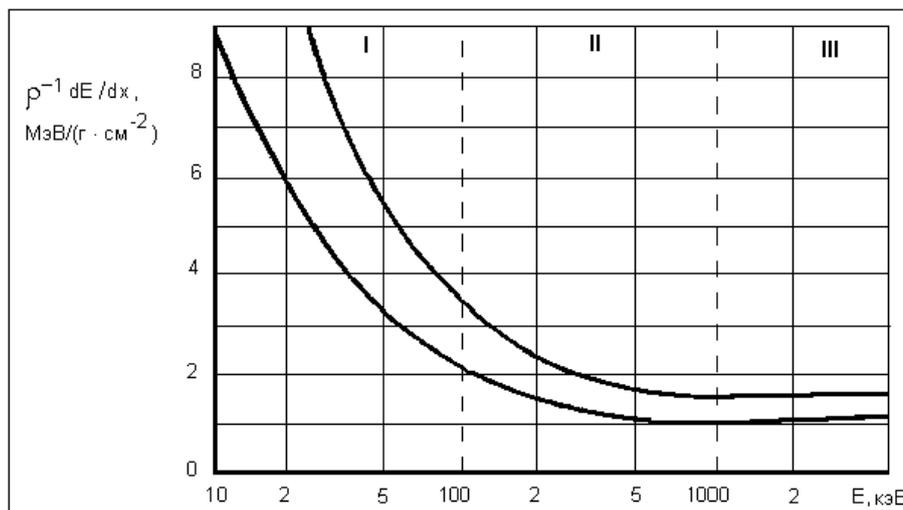


Рис.1. Зависимость ионизационных потерь электрона в свинце и алюминии от энергии

Графически зависимость ионизационных потерь (dE/dx) от энергии падающего электрона показана на Рис.1

На первом участке Рис.1 релятивистские эффекты несущественны и зависимость ионизационных потерь от энергии определяется в основном общим множителем, стоящим перед логарифмом в формуле (1), т.е. они обратно пропорциональны квадрату скорости частицы.

На втором участке становятся важны релятивистские эффекты, связанные, в первую очередь, с релятивистским изменением электромагнитного поля частицы.

Анализ кулоновской силы, действующей на атомный электрон со стороны движущегося электрона, показывает, что действие продольной относительно скорости электрона составляющей кулоновской силы обращается в ноль, вследствие изменения ее знака в процессе взаимодействия. Поперечная же составляющая, сохраняя свое направление на всей траектории электрона, приводит к ионизации атома (см. Векторную схему на Рис.2).

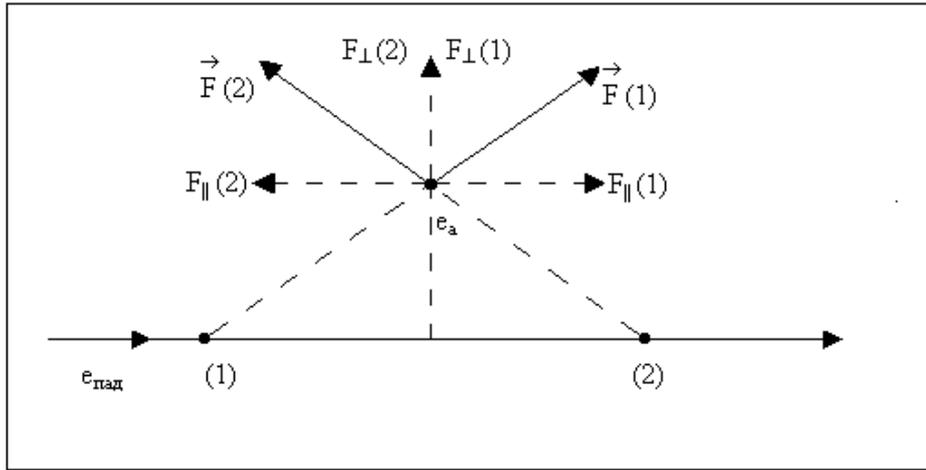


Рис.2. Диаграмма кулоновских сил, действующих со стороны падающего электрона $e_{пад}$ на электрон среды e_a в двух произвольных точках (1) и (2), симметрично расположенных относительно перпендикуляра, опущенного из точки расположения электрона атома на траекторию падающего электрона

$$F_{\perp} = e^2 / \rho^2$$

Известно, что при малых скоростях частицы ее электромагнитное поле сферически симметрично. При релятивистских скоростях, оставаясь симметричным в системе покоя частицы, электромагнитное поле в лабораторной системе вытягивается в поперечной плоскости, согласно преобразованиям Лорентца. При скорости частицы, приближающейся к скорости света, ее электромагнитное поле стремится к поперечному полю фотона. В результате увеличивается эффективная область вещества, с атомами которой взаимодействует электрон. Это приводит к логарифмическому росту ($-dE/dx$).

В области III – ограничение логарифмического роста связано с поляризацией атомов среды вблизи траектории частицы, которая приводит к экранировке (уменьшению) электромагнитного поля, действующего на электроны далеких атомов. Этот эффект пропорционален плотности атомов в веществе, поэтому он назван эффектом плотности. В формуле (1) эффект плотности описывается членом δ .

При рассмотрении элементарного процесса взаимодействия двух электронов в формуле Бете-Блоха масса электрона должна быть заменена приведенной массой, в отличие от формулы для ионизационных потерь тяжелых заряженных частиц. Необходимо также учитывать квантовомеханический эффект обмена, обусловленный неразличимостью микрочастиц.

Электрон среды, выбитый из атома в процессе ионизации, может иметь энергию, достаточную в свою очередь для ионизации атомов среды. Такие электроны называются δ -электронами и играют существенную роль в процессе регистрации заряженных частиц.

Радиационные потери энергии электрона происходят за счет излучения электромагнитных волн при торможении электронов в кулоновском поле ядер и электронов среды. Вероятность тормозного излучения, a , следовательно, и радиационные потери энергии определяются, в первую очередь, величиной ускорения частицы при торможении:

$$\left(-\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{рад}} \sim |a|^2 \sim Z^2/m_e^2$$

где Z – заряд атомов среды, m_e – масса электрона. Вследствие обратной пропорциональности вероятности тормозного излучения квадрату массы излучающих частиц, интенсивность радиационных потерь электронов и тяжелых заряженных частиц при равных энергиях различается в 10^6 раз.

Полное рассмотрение радиационных потерь для электронов в рамках квантовой электродинамики было проведено Бете и Гайтлером. Показано, что с логарифмической точностью удельные радиационные потери энергии при относительно невысоких энергиях можно представить формулой:

$$\left(-\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{рад}} \cong A * E_e \quad , \quad (2)$$

где A - постоянная, зависящая от плотности атомов в среде и заряда среды.

Из формулы (2) также следует, что энергия частицы в результате радиационных потерь уменьшается экспоненциально

$$E_e(x) = E_0 \exp(-Ax) = E_0 \exp(-x/L_{\text{рад}}), \quad (3)$$

где $L_{\text{рад}}$ – радиационная длина, т.е. длина, на которой энергия электрона вследствие излучения уменьшается в e раз. Радиационные длины для различных частиц приведены в справочниках.

Сравнивая зависимость от энергии ионизационных и радиационных потерь энергии (см. Формулы (1) и (2)) видно, что если при низких энергиях заряженной частицы основной вклад в потери энергии вносит ионизационный механизм, то с увеличением энергии всегда основным механизмом потери энергии становится излучение. Энергия, при которой потери энергии на излучение и ионизацию сравниваются, называется критической $E_{\text{кр}}$. Для свинца, например, значение критической энергии составляет $E_{\text{кр}} = 6.9$ МэВ, а для алюминия - $E_{\text{кр}} = 47$ МэВ. Для алюминия при энергии электронов порядка 10 МэВ потери энергии на излучение составляют приблизительно 16% ионизационных потерь энергии при столкновении с атомами среды. Следовательно, при энергии электрона порядка или ниже нескольких мегаэлектронвольт можно с высокой степенью точности пренебречь потерями энергии на излучение.

Теряя энергию при взаимодействии с атомами среды, электроны замедляются до полной остановки. Величиной, характеризующей глубину проникновения электронов в вещество, является длина пробега электронов в веществе. Вследствие вероятностного характера потерь энергии электроном при взаимодействии с атомами среды, можно говорить только о средних удельных потерях электронов в веществе и, соответственно, о средней длине пробега \bar{R} , которая определяется как

$$\bar{R} = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}, \quad (4)$$

где E_0 – начальная энергия влетающего в мишень электрона.

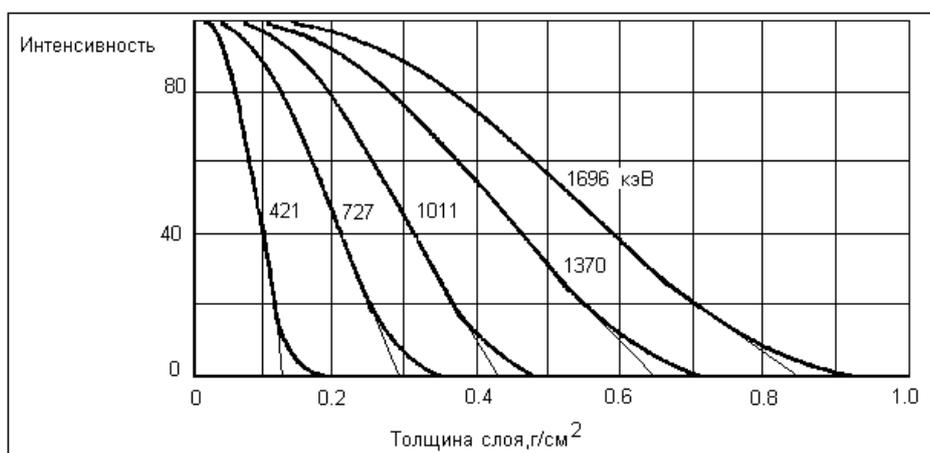


Рис.3 Кривые пропускания моноэнергетических электронов

Экспериментально длину пробега определяют, измеряя кривую пропускания электронов в мишени, т.е. зависимость числа прошедших через мишень (зарегистрированных детектором) электронов от толщины мишени. Граница кривой пропускания с учетом фона и определяет длину пробега электронов в веществе.

Однозначное определение границы кривой поглощения на эксперименте затруднительно, поэтому обычно экстраполируют линейную часть функции к нулю. На Рис.3 приведены кривые пропускания моноэнергетических электронов в алюминии.

В отличие от монохроматических электронов, получаемых в ускорителях, электроны β -спектра имеют непрерывный спектр энергии. В результате усреднения по спектру энергий влетающих в мишень частиц, вид кривой пропускания электронов в веществе существенно изменяется. Для не слишком толстых поглотителей экспериментальная кривая пропускания электронов β -распада хорошо описывается экспоненциальной функцией

$$N_{\beta}(x) = N(0) \cdot \exp(-\mu x),$$

где μ - линейный коэффициент ослабления пучка электронов в поглотителе; x - толщина поглотителя; $N(0)$ и $N(x)$ - число электронов, влетающих в мишень и вылетающих из мишени, соответственно.

В эксперименте в качестве кривой пропускания удобнее рассматривать величину $T_e(x) = \frac{N_e(x)}{N(0)}$, которая изменяется от 1 до 0.

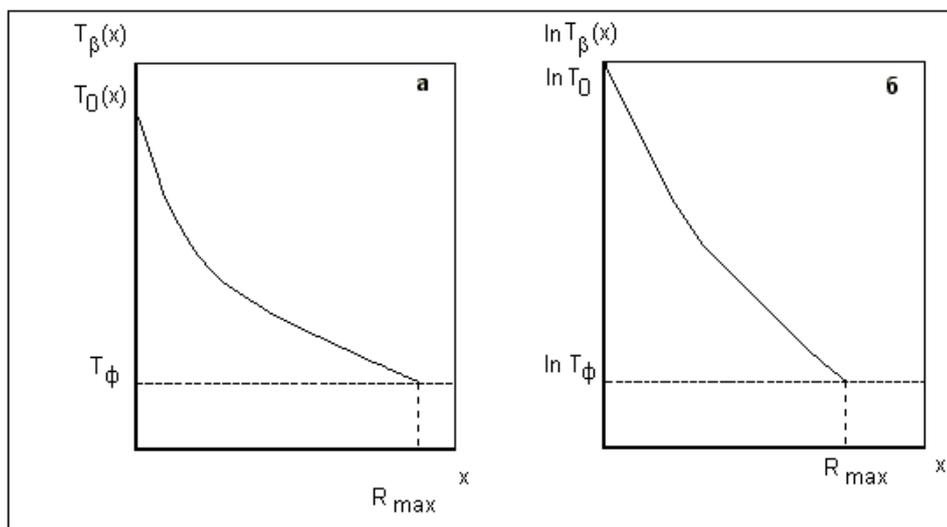


Рис.4. Кривая пропускания электронов: а – в обычном масштабе, б – в полулогарифмическом масштабе

Кривая пропускания (см. Рис.4а) при больших толщинах поглотителя асимптотически выходит на линию фона, что затрудняет экспериментальное определение точки пересечения кривой с уровнем фона и, следовательно, определение действительного пробега электронов в веществе R_{\max} . Для уменьшения ошибки кривую пропускания удобнее строить в полулогарифмическом масштабе (см. Рис.4б). Вследствие отклонения кривой пропускания от экспоненциального закона в начале и в конце кривой, для определения R_{\max} следует использовать среднюю часть измеренной кривой пропускания.

Максимальный пробег R_{\max} , определяемый пересечением функции $\ln_{\beta}(T(x))$ с линией фона, соответствует длине пробега электронов с максимальной (граничной) энергией в β - спектре.

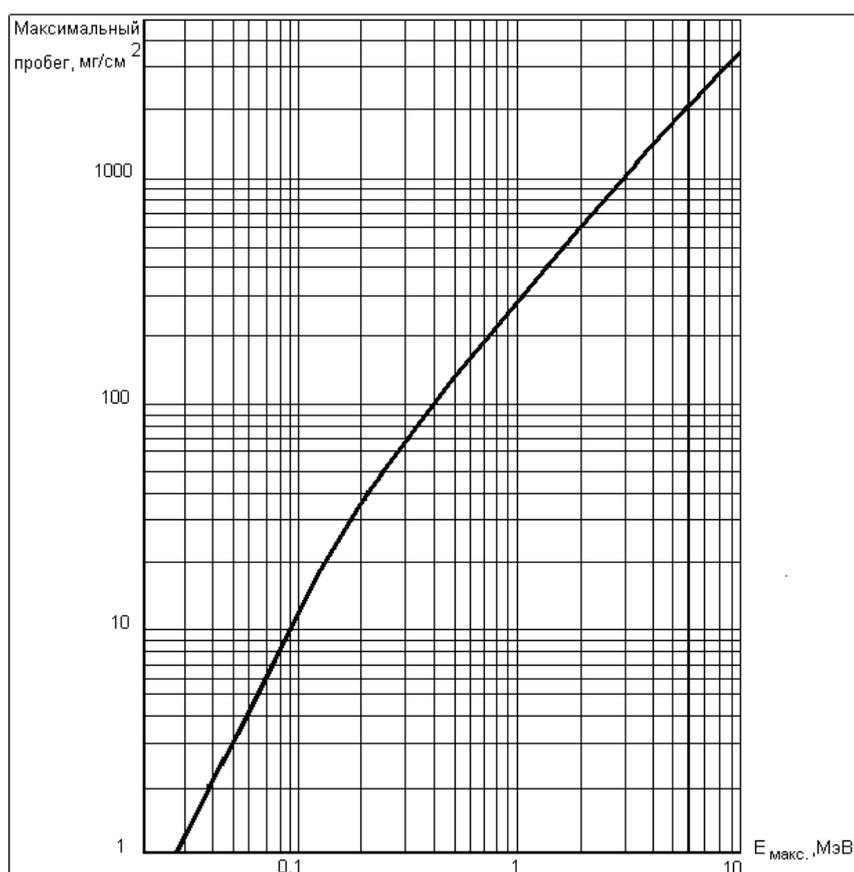


Рис.5. Связь максимальной энергии β - спектра и пробега электронов β - распада в алюминии

Следовательно, определив R_{\max} , мы можем найти граничную энергию для данного β - спектра. Связь между R_{\max} и граничной (максимальной) энергией приведена на Рис.5 Для расчета граничной энергии β -спектра по найденному значению длины пробега электронов в алюминии можно использовать также эмпирическую формулу

$$R_{\max}=0,52E_{\beta} - 0,09, \quad (5)$$

где R_{\max} измеряется г/см², а энергия в МэВ.

2.Экспериментальная часть

В предлагаемом для эксперимента **Sr-Y** источнике происходит два последовательных β - распада, причем граничные энергии этих распадов сильно отличаются: $E_{\beta 1} \ll E_{\beta 2}$ (см. экспериментальный спектр без поглотителя). Как следствие, кривая пропускания электронов описывается суммой двух экспонент с различными коэффициентами ослабления μ_1 и μ_2 , соответствующими двум разным компонентам β - спектра:

$$T(x) = T_1(0)\exp(-\mu_1 x) + T_2(0)\exp(-\mu_2 x). \quad (5)$$

Вследствие сильного различия максимальных энергий для двух последовательных β - распадов, существенно различаются и значения соответствующих коэффициентов ослабления μ_1 и μ_2 : $\mu_1 \gg \mu_2$ при $E_{\beta 1} \ll E_{\beta 2}$. Как следствие, при толщинах поглотителя, для которых $x \gg 1/\mu_1$, вкладом первой компоненты в (5) в кривую поглощения можно пренебречь. В этом случае можно считать, что

$$T(x) \approx T_2(0)\exp(-\mu_2 x) \text{ при } x \gg 1 / \mu_1.$$

Для указанных толщин поглотителей логарифмическая кривая пропускания имеет вид прямой с углом наклона, определяемым коэффициентом ослабления μ_2 .

При малой толщине поглотителя ($\mu_2 x \ll \mu_1 x < 1$) обе экспоненты вносят вклад в кривую пропускания и, как следствие, график $\ln\{T(x)\}$ существенно отклоняется от прямой.
 β^- , $E = 763$ кэВ

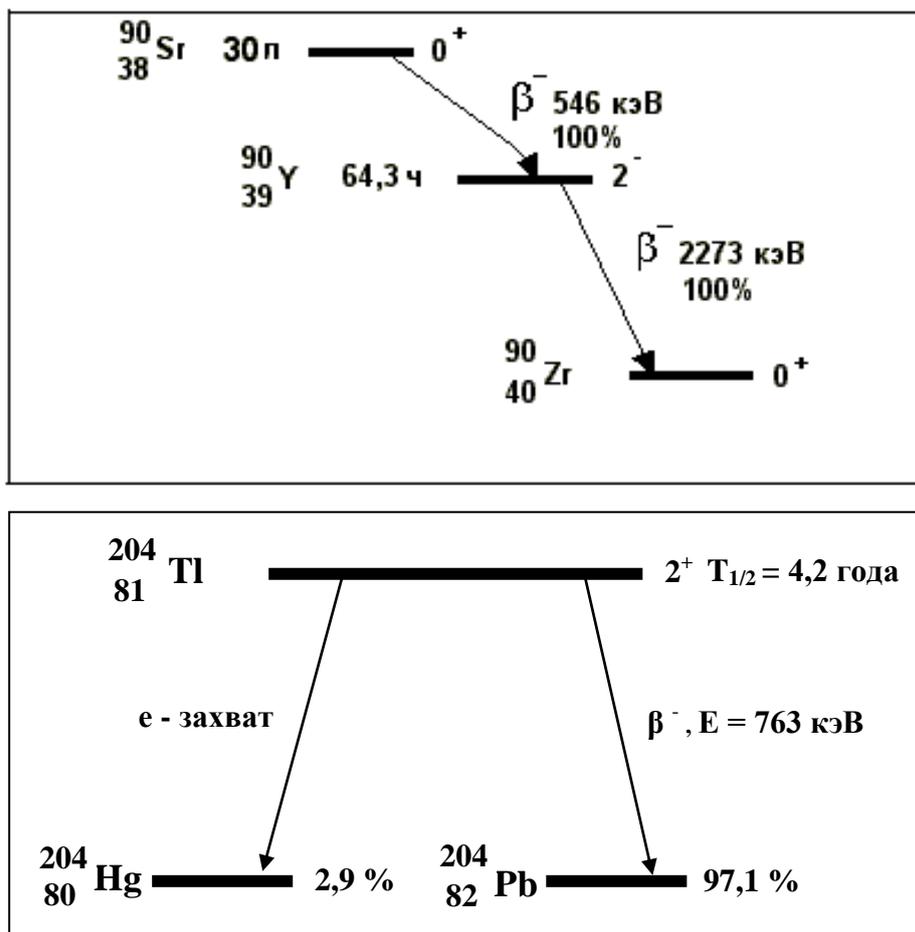


Рис.6. Схемы распадов Sr –Y и Tl источников

3. Порядок проведения эксперимента

Внимание! Перед началом работы убедитесь в заземлении блока сцинтилляционного детектора.

1. Включить компьютер, а затем блок спектрометра. Открыть программу «Спектр». После регистрации войти в программу

«Спектр» и задать режимы работы спектрометра: рабочее напряжение U , коэффициент усиления K , значение нижнего уровня дискриминации ДНУ и значение верхнего уровня дискриминации ДВУ, установить время набора спектра $T = 100$ сек.

2. Установить источник β -электронов П1-204. Снять спектр источника П1-204 без поглотителя и определить интегральное число импульсов (электронов), зарегистрированных детектором $-N(0)$.

3. Аналогично провести измерение интегрального числа электронов $N_{\beta}(x_i)$, последовательно помещая поглотители различной толщины x_i между источником и детектором. Использовать поглотители: 0.1; 0.2; 0.3; 0.4; 0.6 и 1 мм .

4. Установить источник β -электронов **Sr-Y** выполнить измерения аналогичные пп.2,3 для источника **Sr-Y**. Использовать все имеющиеся поглотители.

5. Измерить фон в отсутствии источника.

Обработка результатов

Зайти в программу «MathCad».

Задание 1

Сформировать два вектора, которые описывают экспериментальные данные для источника П1-204: VX , состоящий из значений толщин поглотителя x_i , и VY , содержащий соответствующие этим поглотителям значения функции пропускания $T_{\beta}(x_i)$. Построить график экспериментальной кривой пропускания β -электронов источника П1-204 и полулогарифмическом масштабе, т.е. зависимость $T_{\beta}(x_i)$ и $\ln(T_{\beta}(x_i))$ от толщины поглотителя (VX), где

$$T_{\beta}(x_i) = \frac{N_{\beta}(x_i)}{N(0)},$$

где $N_{\beta}(x_i)$ - число электронов прошедших через поглотитель толщиной x_i (i – предполагает перечисление использованных поглотителей).

Задание 2.

Аппроксимировать кривую пропускания экспоненциальной функцией и определить линейный коэффициент поглощения μ_{π} .

Используя графическую зависимость μ от максимальной энергии β - электронов (см. Рис.7) определить максимальную энергию β - спектра источника Tl-204, используя найденное значение μ (плотность алюминия $\rho = 2.7 \text{ г/см}^3$). Сравнить полученный результат с энергией, указанной в схеме распада Tl-204

Задание 3.

Экспериментальную кривую $\ln(T_\beta(x))$ аппроксимировать линейной функцией. Найти точку пересечения прямой с уровнем фона, т.е. значение R_{\max} (см. Рис.4б). Используя Рис.5 или формулу (5) определить максимальную энергию β - спектра Tl-204 и сравнить с энергией, полученной в п.2.

Задание 4.

Сформировать два вектора, которые описывают экспериментальные данные для источника Sr-Y: VX , состоящий из значений толщин поглотителя x_i , и VY , содержащий соответствующие этим поглотителям значения функции пропускания $T_\beta(x_i)$ для источника Sr-Y. Построить график экспериментальной кривой пропускания в обычном и полулогарифмическом масштабе.

Задание 5.

Аппроксимировать кривую пропускания Sr-Y источника экспоненциальной функцией и определить линейный коэффициент поглощения μ_2 . Используя графическую зависимость μ от максимальной энергии β - электронов (см. Рис.7) определить максимальную энергию жесткой компоненты β - спектра источника, используя найденное значение μ (плотность алюминия $\rho = 2.7 \text{ г/см}^3$).

Задание 6.

Анализируя экспериментальную кривую $\ln(T_\beta(x))$ выделить центральный участок кривой и аппроксимировать его линейной функцией. Найти точку пересечения прямой с уровнем фона, т.е. значение R_{\max} (см. Рис.4б). Используя Рис.5 или формулу (5) определить максимальную энергию жесткой компоненты β - спектра и сравнить ее с энергией найденной в п.5 и приведенной на схеме распада.

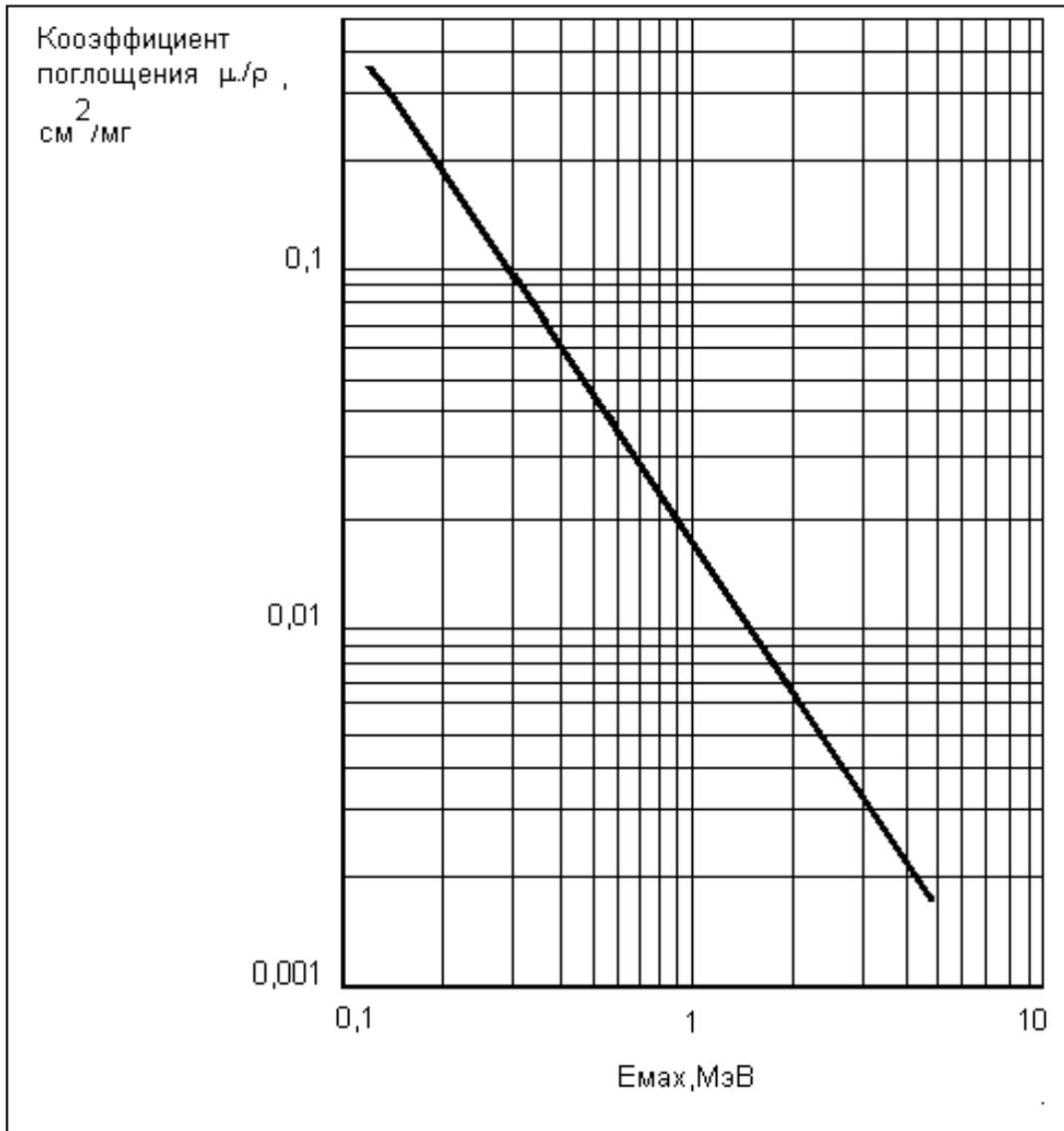


Рис.7. Зависимость коэффициента поглощения от максимальной энергии β - излучения

5. Контрольные вопросы

1. Объясните зависимость от энергии электрона кривой ионизации.
2. Как определяется коэффициент массового поглощения?

3. В чем отличие кривых пропускания моноэнергетических электронов и β -электронов?
4. Почему для аппроксимации экспоненциальной функцией кривой пропускания электронов β -распада необходимо выбирать только ее среднюю часть?
5. Какие основные процессы потери энергии электронов в веществе?
6. Что такое δ -электроны?

6. Литература

1. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К.Зигбана, М., 1969.
2. Экспериментальная ядерная физика Под ред Э.Сегрэ, т.1, М., 1955 г.
3. К.Н. Мухин Экспериментальная ядерная физика т.1, М., 1993г.