

## Лабораторная работа №1

### Прохождение бета-излучения через вещество. Идентификация радионуклидов.

**Цель работы:** выявление закономерностей ослабления потока бета-частиц, проходящих через вещество. Определение граничных энергий  $\beta$ -частиц, испускаемых источниками  $\beta$ -частиц с одним и двумя радионуклидами с разными граничными энергиями  $\beta$ -распада и идентификация этих радионуклидов.

#### Теоретическая часть

##### *Основные характеристики $\beta$ -распада*

$\beta$ -распад – это процесс превращения нестабильного ядра в ядро-изобар с зарядом, отличным на  $Z = \pm 1$ , в результате испускания электрона, позитрона или захвата атомного электрона. Период полураспада  $\beta$ -радиоактивных ядер изменяется от  $10^{-2}$  с до  $2 \cdot 10^{15}$  лет [1]. Энергия  $\beta$ -распада заключена в пределах от 0,18 кэВ (для  ${}^3\text{H}_1$ ) до 16,6 МэВ (для  ${}^{12}\text{N}_7$ ).

Известны 3 вида бета-распада, происходящие при следующих условиях:

$$\beta^- \text{- распад } M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e$$

$$\beta^+ \text{- распад } M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e$$

$$e^- \text{- захват } M(A, Z) > M(A, Z - 1) - m_e$$

где  $M(A, Z)$  - масса ядра с атомным номером  $Z$  и массовым числом  $A$ ;  $m_e$  - масса электрона (позитрона).

Электроны и позитроны, испускаемые ядрами при  $\beta$ -распаде, имеют непрерывное распределение по энергиям от нуля до некоторого максимального значения  $E_{\beta\text{max}}$  называемого граничной энергией  $\beta$ -распада. Это связано с тем, что при  $\beta$ -распаде наряду с испусканием электрона (или позитрона) испускается антинейтрино (или нейтрино), которое уносит часть энергии.

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$$

где  $\nu_e$  - нейтрино,  $\bar{\nu}_e$  - антинейтрино.

В отличие от альфа распада энергия бета распада распределяется между тремя частицами - позитроном (электроном), нейтрино (антинейтрино), и конечным ядром.

$$E_{\beta^+} = T_{e^+} + E_{\nu} + T_{\text{яд}}$$

$$E_{\beta^-} = T_{e^-} + E_{\bar{\nu}} + T_{\text{яд}}$$

Средняя энергия бета-частиц, испускаемых тяжелыми ядрами, составляет примерно одну треть максимальной энергии.

Спектр электронов в нерелятивистском случае описывается [1, стр.214 - 217] выражением:

$$N(E)dE = C(Z, p)p(E_{\beta_{\text{max}}} - E)^2\sqrt{E}dE, \quad (1.1)$$

или

$$N(\varepsilon) \sim \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon) \text{const } d\varepsilon$$

где  $N(E)$  — плотность вероятности того, что электроны имеют значение энергии в интервале от  $E$  до  $E + dE$ ,  $C(Z, p)$  - кулоновский поправочный множитель,  $p$  - импульс электрона,  $m$  - масса покоя электрона,  $T$  - кинетическая энергия электрона,  $\varepsilon = (mc^2 + T)/mc^2$ ,  $\varepsilon_0 = (mc^2 + T_{\text{макс}})/mc^2$  (рис. 1.1).

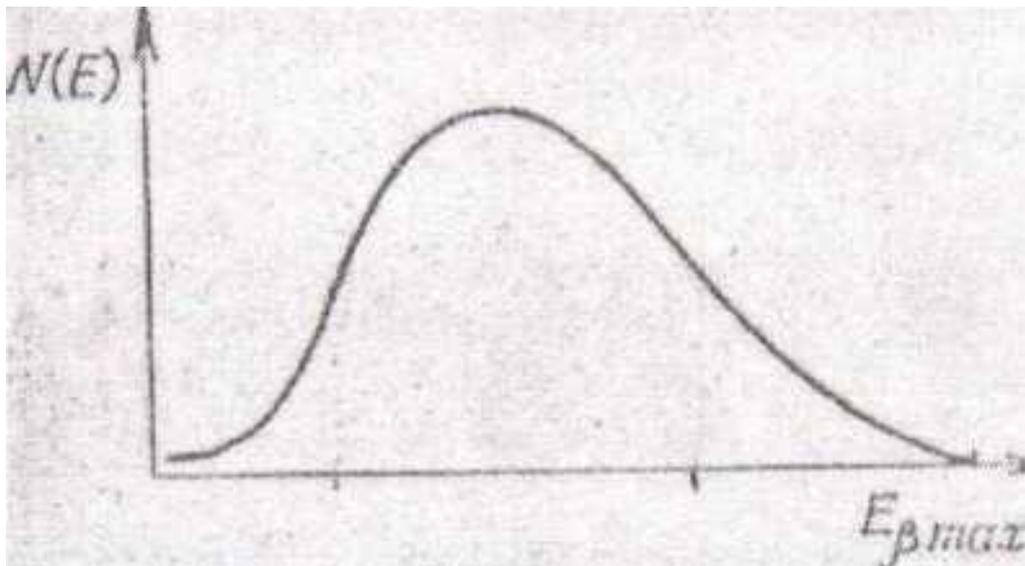


Рис. 1.1 Спектр  $\beta$ -частиц ( $E_{\beta_{\text{max}}}$  — граничная энергия  $\beta$ -распада).

### Определение граничной энергии $\beta$ -частиц

Существует несколько методов экспериментального определения граничной энергии  $\beta$ -частиц, например, метод поглощения и метод обратного рассеяния.

Электроны, проходящие через вещество, испытывают упругие и неупругие взаимодействия с ядрами и электронами окружающей среды. В результате частицы теряют свою энергию и отклоняются от первоначального направления. При энергии электронов менее 2 МэВ потери энергии связаны с ионизацией и возбуждением атомов среды (при больших энергиях электронов заметными становятся потери на тормозное излучение). При малых энергиях величина удельных потерь на ионизацию дается упрощенным выражением [2]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4}{m_e v^2} Z n \left[ \ln \frac{m_e v^2}{2I_{\text{ион}}} - \frac{1}{2} \ln 2 + \frac{1}{2} \right] \quad (1.2)$$

где,  $v$  — скорость электронов,  $n$  - число атомов в  $1 \text{ см}^3$  вещества,  $I$  - потенциал ионизации атомов,  $Z$ - заряд ядер вещества,  $Zn = n_e$  - число электронов в  $1 \text{ см}^3$ . Длина пробега электрона в веществе определяется по формуле:

$$\int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \quad (1.3)$$

Длина пробега электрона в веществе, согласно выражению (1.3), зависит от начальной энергии электрона. Следовательно, зная длину пробега моноэнергетического электрона в веществе, можно определить его начальную энергию.

Для электронов с непрерывным спектром кривая поглощения достаточно хорошо описывается экспоненциальным законом [4]:

$$N = N_0 \exp(-\mu x), \quad N = N_3 - N_\phi$$

где  $\mu$  - коэффициент ослабления пучка электронов в поглотителе;  $x$  - толщина поглотителя;  $N_3$ - число частиц, зарегистрированных в эксперименте;  $N_\phi$  — число фоновых событий,  $N_0$  - число частиц, зарегистрированных без поглотителя (рис.1.2).

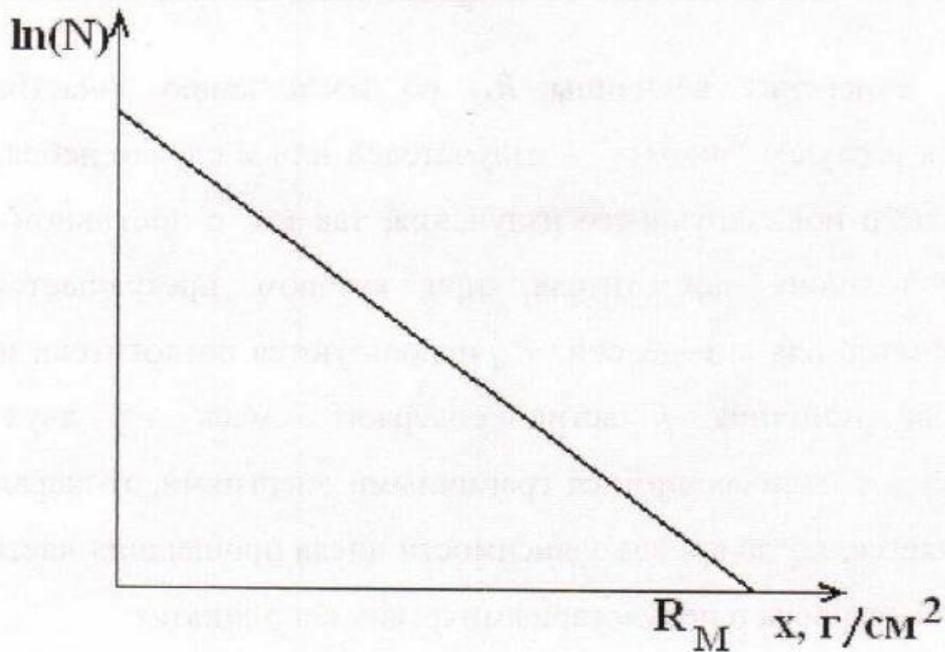


Рис. 1.2. Зависимость числа прошедших поглотитель частиц  $N$  от толщины поглотителя  $x$ .

Максимальный пробег  $R_M$ , определяемый пересечением конца кривой поглощения с линией фона, соответствует длине пробега электронов с максимальной энергией. Следовательно, определив  $R_M$ , можно найти граничную энергию для данного  $\beta$ -спектра.

Величина пробега (выраженная в г/см<sup>2</sup> или мг/см<sup>2</sup>) мало зависит от природы поглощающего материала, увеличиваясь от алюминия к свинцу на 20%. Обычно максимальный пробег ( $\beta$ -частиц выражают толщиной слоя полного поглощения в алюминии  $R_{Al}$ . Для точного определения максимального пробега  $\beta$ -частиц в любом веществе необходимо пользоваться соотношением

$$R_x = R_{Al} \frac{(Z/A)_x}{(Z/A)_{Al}}$$

Установлены эмпирические зависимости между максимальными пробегами и граничными энергиями  $\beta$ -частиц.

Таблица 1.1

Зависимости между  $E_{\beta_{max}}$  и  $R_M$  для алюминия при разных энергиях

Максимальная энергия $\beta$ -частиц, МэВ	Длина пробега $R_M$ , г/см <sup>2</sup>	Граничная энергия (МэВ) $E_{\beta_{max}}$	Максимальная длина пробега $R_M$ (г/см <sup>2</sup> )
0,05-0,15	< 0,03	$R_m^{3/5} (1/0,667)^{3/5}$	$0\ 677 \cdot E_{\beta_{max}}^{5/3}$
0,15-0,8	0,03 - 0,8	$1,92 \cdot R_m^{0,795}$	$0,407 \cdot E_{\beta_{max}}^{1,38}$
0,8-3	> 0,8	$1,85 \cdot R_m + 0,245$	$0,542 \cdot E_{\beta_{max}} + 0,133$

Метод измерения величины  $R_M$  по поглощению  $\beta$ -частиц в веществе используется в случае “чистых”  $\beta$ -излучателей или в случае небольшого фона от сопутствующего ионизирующего излучения, так как в противном случае трудно определить толщину поглотителя, при котором прекращается регистрация  $\beta$ -частиц. Обычно для определения  $R_M$  используются поглотители из алюминия. В случае, если источник  $\beta$ -частиц содержит смесь из двух излучающих радионуклидов с отличающимися граничными энергиями, то характер излучения легко выявляется, когда кривая зависимости числа прошедших частиц от толщины поглотителя построена в полулогарифмических координатах:

$$\ln N = f(x) \quad (1.5)$$

где  $N$  - число прошедших частиц;  $x$  - толщина поглотителя. В этом случае кривая имеет перегиб, показывающий, что исследуемый источник  $\beta$ -частиц содержит “мягкий” и “жесткий” компоненты.

Для выявления “мягкого” компонента в спектре  $\beta$ -частиц необходимо на начальной части кривой поглощения получить не менее  $8 \div 10$  экспериментальных отсчетов.

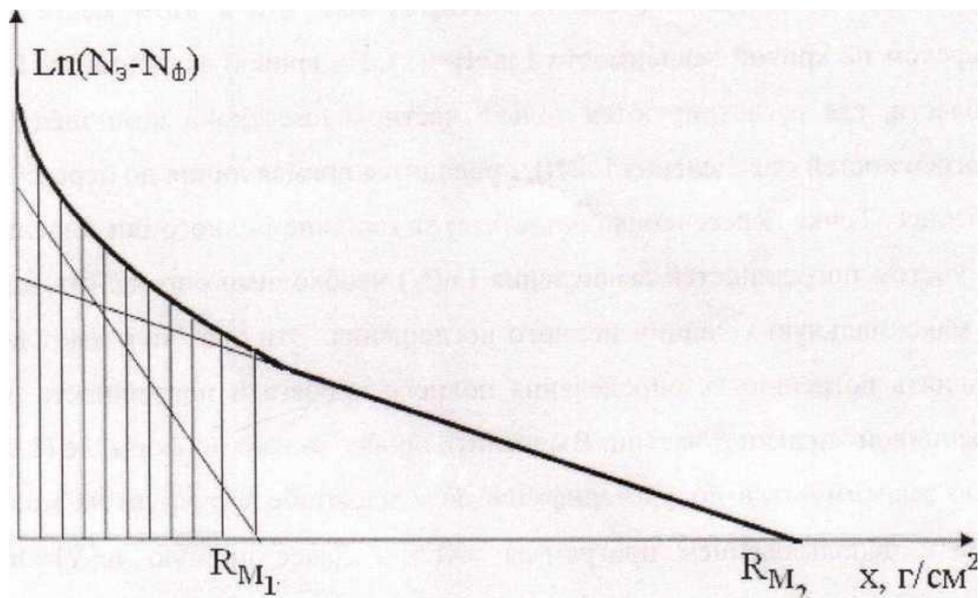


Рис. 1.3. Зависимость числа частиц  $N$ , прошедших поглотитель, от его толщины  $x$  для случая, когда источник представляет собой смесь радионуклидов ( $R_{M1}$  - максимальная длина пробега “мягкого” компонента;  $R_{M2}$  - максимальная длина пробега “жесткого” компонента)

Вид кривой поглощения показан на рис. 1.3 [4]. Ее анализ начинают с определения толщины слоя полного поглощения “жесткого” компонента. Для этого кривую экстраполируют линейно на ось абсцисс и устанавливают значение толщины слоя алюминия, поглощающего все излучение ( $d_{Al}$ ). К полученной величине прибавляют толщину слюдяного окна счетчика ( $d_{сч}$ ), которая обычно составляет  $d_{сч} = 1,0-1,3$  мг/см<sup>2</sup>, и толщину слоя воздуха ( $d_{в}$ ), выраженную в эквиваленте (г/см<sup>2</sup>),  $d_{в} = 1,2937 \cdot h$ , мг/см<sup>2</sup>, где  $h$  - расстояние от источника до детектора в см. Находят  $R_M = d_{Al} + d_{в} + d_{сч}$  и по формулам, приведенным в табл. 1.1, вычисляют граничную энергию “жесткого” компонента  $\beta$ -излучения.

Максимальный пробег  $R_M$  для максимальной энергии электронов в данной работе определяется по точке пересечения графика зависимости с осью абсцисс.

$$\ln(N) = \ln(N_0) - \mu x \quad (1.6)$$

Если в спектре присутствуют частицы, отвечающие различным средним энергиям  $\beta$ -распада, то пробеги их определяют следующим образом. Визуально определяется область толщин, где компонента с меньшей энергией уже поглотилась. На графике это проявляется тем, что в этом месте наблюдается

перелом на кривой зависимости  $\ln(N)=f(x)$ . На кривой зависимости  $\ln(N)=f(x)$ , в области, где регистрируются только частицы «жесткой» компоненты, с учетом погрешностей определения  $\ln(N)$ , проводится прямая линия до пересечения с осью абсцисс. Точка пересечения соответствует толщине полного поглощения  $\beta$ -частиц. С учетом погрешностей вычисления  $\ln(N)$  необходимо определить минимальную и максимальную толщину полного поглощения. Эти значения дают возможность оценить погрешность определения полного пробега и погрешность определения граничной энергии  $\beta$ -частиц. Вычислить пробег можно по формуле (1.6), построив всю зависимость в полулогарифмическом масштабе вручную на миллиметровке или с использованием любой программы обработки данных. Далее прямую  $\ln(N)=\ln(N_{02}) - \mu_2 x_2$  экстраполируют до пересечения с осью ординат, находят  $N_{02}$  число отсчетов от второго радионуклида. Число отсчетов от первого радионуклида  $N_{01}$  в отсутствие поглотителя получают путем вычитания полученного значения из  $N_0$ . Участок, где содержатся отсчеты, как от первого, так и от второго источника бета частиц делят на ряд участков. Для каждой точки участка вычисляют,  $N_2(t)$  преобразовав значение логарифма в обычное число. Затем вычисляют значения  $N_1(t) = N_0(t) - N_2(t)$  для всех выбранных значений  $N_2(t)$  в области регистрации бета частиц от обоих источников.

После этого строят зависимость  $\ln(N_1) = \ln(N_{01}) - \mu x_1$  и определяют пробег  $x_1$  для «мягкой» компоненты по формуле (1.6), графически или с использованием компьютера с помощью программы обработки данных.

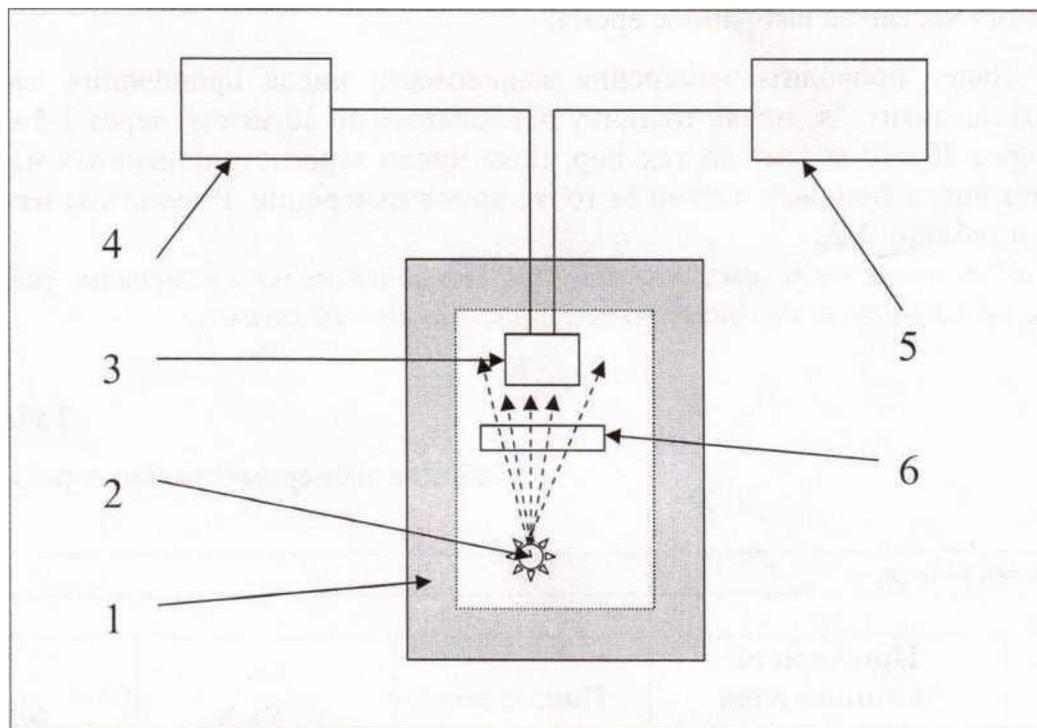
### **Описание экспериментальной установки**

Экспериментальная установка (рис. 1.4) содержит свинцовый домик 1, внутри которого помещают источник  $\beta$ -частиц 2 и торцовый счетчик 3. На торцовый счетчик 3 подается высоковольтное напряжение от источника тока 4. Импульсы с торцового счетчика подаются на пересчетный прибор 5.

Используемые в эксперименте образцы 6 представляют собой алюминиевые фольги разных толщин от 1 до 300 мг/см<sup>2</sup>. Они устанавливаются между источником и торцовым счетчиком.

Следует отметить, что источник  $\beta$ -излучения подбирается так, что  $\beta$ -распад радионуклида не сопровождается испусканием  $\gamma$ -излучения, поэтому наблюдаемая

экспериментальная картина не содержит искажения, связанного с появлением вторичных электронов.



*Рис. 1.4. Схема экспериментальной установки для изучения закономерности ослабления потока бета-частиц, проходящих через вещество*

### Подготовка установки к работе

1. Включить установку, после 15-минутного прогрева определить плато на счетной кривой и установить значение высоковольтного напряжения в середине счетной кривой.

2. Установить подставку для поглотителей на расстоянии 2-3 см от детектора.

3. Измерить фон в течение 5- 10 минут.

4. Установить источник  $\beta$ -частиц в свинцовый домик.

5. Измерить скорость счета для нескольких положений источника.

Подобрать положение источника таким образом, чтобы за время измерений не более 3-х минут статистическая ошибка измерений не превышала 1%.

6. Измерить число зарегистрированных частиц в отсутствие поглотителя за выбранное время.

## Задания

### 1. Исследование зависимости вероятности поглощения потока $\beta$ -частиц от толщины поглотителя

1. Установить поглотитель самой малой толщины, измерить число прошедших частиц за выбранное время.

2. Далее проводить измерения зависимости числа прошедших частиц от толщины поглотителя, меняя толщину поглотителя до  $30 \text{ мг/см}^2$  через  $2-5 \text{ мг/см}^2$ , а далее через  $20-40 \text{ мг/см}^2$  до тех пор, пока число зарегистрированных частиц не достигнет числа фоновых частиц за то же время измерения. Результаты измерений занести в таблицу 1.2.

*Примечание: после  $40 \text{ мг/см}^2$ , толщину поглотителя можно изменять, увеличивая примерно в 1,5 – 2 раза до достижения фона (на  $20-40 \text{ мг/см}^2$ ).*

Таблица 1.2

Таблица экспериментальных результатов

<b>Время измерения, с</b>				
<b>Фон, <math>N_\phi</math></b>				
$N_{\text{изм}}$	<b>Примерная толщина слоя поглотителя, <math>\text{мг/см}^2</math> (мм)</b>	<b>Показания счетчика <math>N_\Sigma</math></b>	$N = N_\Sigma - N_\phi$	$\ln(N)$
1	2			
2	4			
3	6			
4	8			
5	10			
6	12			
7	14			
8	16			
9	18			
10	21			
11	23			
12	25			
13	27			
14	29			
15	35			
16	40			
17	45			
18	66			
19	90			

20	111			
21	135			
22	170			
23	205			
24	240			
25	300			
26	400			

## 2. Исследование зависимости ослабления потоков $p$ -частиц от энергии

1. Выполнить задание 1.1 для двух дополнительных источников.

## 3. Идентификация изотопов

1. Определить длины максимальных пробегов  $R_M$  методом экстраполяции линий поглощения, построенных в полулогарифмических координатах. Промежуточные расчетные данные занести в таблицу 1.3.

Таблица 1.3

Расчетные данные значений логарифмов ординат точек «мягкого» компонента

Толщина слоя поглотителя, мг/см <sup>2</sup>	Значение логарифма ординаты экстраполированного участка «жесткой компоненты» $\ln(N_2)$	Значение числа импульсов, соответствующее ее точке измерения $N_3$	Число импульсов от первой «мягкой компоненты» $N_1 = N_3 - N_2$	Значение логарифма ординаты участка «мягкой компоненты» $\ln(N_1)$
0				
2				
4				
6				
И т.д....				

2. Оценить граничные энергии  $\beta$ -частиц, используя полученные значения длин максимальных пробегов и формулы, описанные в теоретической части

3. По граничным энергиям  $\beta$ -частиц источников установить вид радионуклидов.

4. Построить графики зависимости значений логарифма отношений числа зарегистрированных импульсов, при определенных толщинах поглотителей, к числу импульсов, зарегистрированных при отсутствии поглотителя, от толщины поглотителя для “мягкого” и “жесткого” компонента.

5. Проанализировать полученные в п.4 графики, оценить значения коэффициентов поглощения  $\beta$ -частиц для разных значений энергии, исходя из формулы  $\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\mu x$ , и дать письменное заключение на полученные результаты. В заключении указать, что и каким методом определялось, полученные результаты с погрешностями определения значений максимальных пробегов и граничных энергий. Указать причины возникновения погрешностей определения граничных энергий и других величин.

### Вопросы для самоконтроля

1. Какие существуют источники  $\beta$ -излучения?
2. Почему  $\beta$ -излучение радионуклидных источников имеет непрерывный энергетический спектр?
3. Чем отличается максимальный пробег электронов от длины истинного пути в веществе?
4. Какие существуют зависимости между максимальными пробегами и граничной энергией  $\beta$ -частиц?
5. Как можно определить граничную энергию “мягкого” компонента при наличии в веществе  $\beta$ -частиц средних и высоких энергий?

### Литература

1. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Том 1. Физика атомного ядра. М., Энергоатомиздат, 1983 г.. 247 с. (с.33, 194-304).
2. А.П. Черняев. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. М., Издательство «Физматлит», 2004 г., 152 с.