

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. Н.Э. БАУМАНА

**И.Н. Фетисов**

**ЕСТЕСТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ  
КАЛИЯ**

*Методические указания к выполнению лабораторной работы Я-61  
по курсу общей физики*

Под редакцией *Г.В Балабиной*

Москва

Издательство МГТУ им. Н.Э.Баумана

2008

*Цель работы* – ознакомление с радиоактивностью, взаимодействием излучений с веществом, дозиметрией; измерения периода полураспада, пробега и энергии  $\beta$ -частиц, коэффициента поглощения  $\gamma$ -излучения.

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

### 1. Виды радиоактивных превращений

Атомы состоят из ядра и электронной оболочки. Линейные размеры атома  $\approx 10^{-10}$  м, а ядра – на 4-5 порядков меньше. Ядра (**нуклиды**) состоят из протонов и нейтронов – частиц, называемых **нуклонами**. Между нуклонами действуют ядерные силы притяжения. Протон имеет положительный элементарный заряд  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл, а нейтрон не имеет электрического заряда. Масса нуклонов примерно в 1840 раз больше массы электрона. Химические элементы различаются количеством протонов  $Z$  (зарядовое число, порядковый номер элемента). Число нуклонов  $A$  в ядре называют **массовым числом**. Ядро элемента  $X$  записывают в виде  ${}^A_Z X$ , например, ядро гелия  ${}^4_2 \text{He}$ . Атомы одного и того же химического элемента с различным числом нейтронов называются **изотопами**. Например, для водорода известны три изотопа:  ${}^1_1 \text{H}$ ,  ${}^2_1 \text{H}$  и  ${}^3_1 \text{H}$ .

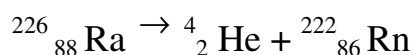
Некоторые ядра (**радионуклиды**) самопроизвольно (спонтанно) превращаются в другое ядро, испуская частицы, (А. Беккерель, 1896г.). Это явление получило название **радиоактивности**. Распадающееся ядро называют **материнским**, а образующееся после распада – **дочерним**. Дочернее ядро может быть как стабильным, так и радиоактивным.

К основным радиоактивным превращениям относятся  $\alpha$ - и  $\beta$ -распады.

**Альфа-распад**. При  $\alpha$ -распаде ядро (обычно тяжелое) испускает ядро гелия, состоящее из двух протонов и двух нейтронов, которое называют  $\alpha$ -частицей. Схему  $\alpha$ -распада представляют в виде



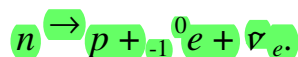
где  $X$  и  $Y$  – символы химических элементов. Например, превращение радия в радон происходит по схеме



Квантовая механика объясняет  $\alpha$ -распад **туннельным эффектом** – проникновением  $\alpha$ -частицы через потенциальный барьер на поверхности ядра, образующийся под действием сил ядерного притяжения нуклонов и кулоновского отталкивания протонов.

**Бета-распад**. При таком распаде в ядре происходит превращение нейтрона в протон и электрон (электронный распад) или протона - в нейтрон и позитрон (позитронный распад), при этом число нуклонов в ядре не изменяется, а зарядовое число изменяется на  $\pm 1$ . **Известны три разновидности  $\beta$ -распада**.

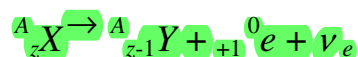
1. **Электронный  $\beta$ -распад** ( $\beta^-$ -распад). Примером такого распада служит превращение свободного нейтрона  $n$  в протон  $p$ , электрон  ${}_{-1}^0e$  и электронное антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ :



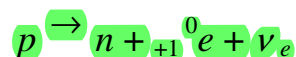
Подобные превращения нейтрона происходят во многих нестабильных ядрах, при этом электрон и антинейтрино покидают ядро. Электронный распад в ядре протекает по схеме:



2. **Позитронный  $\beta$ -распад** ( $\beta^+$ -распад). В этом случае ядро испускает позитрон и электронное нейтрино:



При позитронном распаде в ядре происходит превращение протона в нейтрон, позитрон и нейтрино:

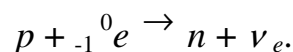


Позитрон является **античастицей** электрона, имеющей такую же массу, но противоположные по знаку электрический заряд, лептонный заряд и магнитный момент.

3. **Электронный захват**. Третий вид  $\beta$ -распада – захват ядром собственного орбитального электрона, чаще с ближайшей  $K$  – оболочки:



При этом в ядре протон и электрон превращаются в нейтрон и нейтрино



**Нейтрино и антинейтрино** – электрически незаряженные элементарные частицы, различающиеся знаком лептонного заряда. Масса покоя этих частиц много меньше массы электрона (вопрос о массе нейтрино – предмет современных исследований). Нейтрино и антинейтрино чрезвычайно слабо взаимодействуют с веществом, поэтому их можно зарегистрировать только в специальных опытах.

К радиоактивным превращениям относят также спонтанное деление тяжелых ядер - урана, плутония и др.

**Гамма-излучение**. Атомное ядро, состоящее из двух и более нуклонов, может находиться в состояниях с различными дискретными значениями внутренней энергии. Состояние с минимальной энергией называется **основным**, а с

большей энергией – **возбужденным**. Материнское ядро перед распадом находится в основном состоянии, а дочернее ядро может оказаться как в основном, так и в возбужденном состоянии. В последнем случае практически мгновенно

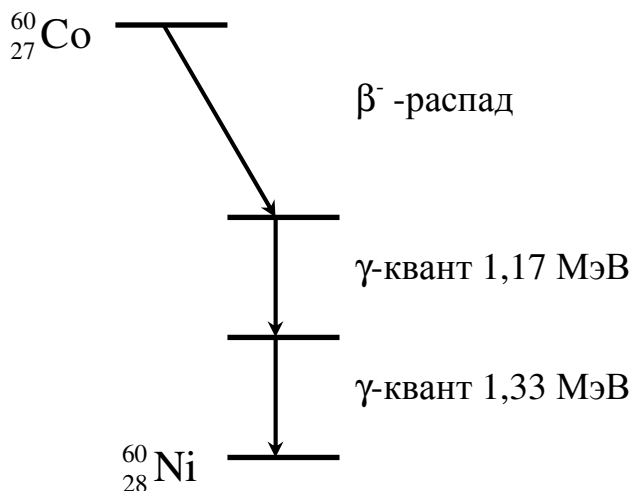


Рис. 1. **Схема распада кобальта-60**

после распада дочернее ядро переходит в основное состояние, испуская один или несколько фотонов большой энергии, называемых  $\gamma$ -**квантами**. Это  $\gamma$ -излучение часто сопровождает все виды распадов. Примером такого процесса является электронный распад кобальта-60 (см. рис. 1). Дочернее ядро никель-60 образуется во втором возбужденном состоянии и испускает последовательно два  $\gamma$ -кванта с энергиями 1,17 МэВ и 1,33 МэВ. (Электрон-вольт – энергия, приобретаемая частицей с элементарным зарядом

в электрическом поле с разностью потенциалов 1 В;  $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ .)

$\gamma$ -Излучение – электромагнитное излучение, отличающееся от света значительно большей частотой  $\nu$ . Электромагнитные волны имеют двойственную природу: волна – частица. В таких явлениях, как интерференция и дифракция, проявляются волновые свойства. Однако в процессах испускания и поглощения они выступают как частицы (фотоны,  $\gamma$ -кванты) с энергией  $E=h\nu$  и импульсом  $p = h\nu/c$ , где  $h$  – постоянная Планка. Чем выше энергия фотона, тем ярче проявляются его корпускулярные свойства и слабее волновые. Энергия  $\gamma$ -кванта радиоактивного распада может достигать нескольких МэВ, в то время как энергия фотонов видимого излучения составляет примерно 2 эВ.

Некоторые ядра находятся в возбужденном состоянии длительное время (до  $10^6$  лет). Такие состояния называются **изомерными**. Например, технеций  $^{99}_{43}\text{Tc}$  переходит из возбужденного состояния в основное с периодом полураспада 6 часов, испуская  $\gamma$ -квант с энергией 0,14 МэВ. Изомеры являются источниками только  $\gamma$ -излучения. Упомянутый технеций применяется в медицинской радиоизотопной диагностике.

**Энергия распада.** Радиоактивный распад может происходить, если он не противоречит закону сохранения полной энергии, включающей энергию покоя  $m_0 c^2$ , т.е. если разность между массой исходного ядра и суммарной массой продуктов распада положительна. Суммарная масса покоя протона, электрона и антинейтрино меньше массы нейтрона, поэтому свободный нейтрон распадается, а свободный протон (ядро  $^1_1\text{H}$ ) – нет. В сложном ядре протон при превращении в нейтрон и позитрон получает недостающую энергию от других нуклонов.

При радиоактивном распаде выделяется определенная для данного нуклида энергия в интервале примерно от 20 кэВ до 17 МэВ. Эта энергия делится между продуктами распада таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения импульса. Наиболее простой случай распределения энергии распада между частицами – это  $\alpha$ -распад без испускания  $\gamma$ -кванта. Материнское ядро перед распадом практически покоится, поэтому  $\alpha$ -частица и дочернее ядро разлетаются в противоположных направлениях с одинаковыми по модулю импульсами  $p$ . При этом кинетическая энергия частиц (случай нерелятивистский) равна  $E = p^2/2m_0$ , где  $m_0$  – масса частицы. Таким образом, энергия распада делится между частицами однозначно: отношение энергий  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра обратно пропорционально отношению их масс. При распаде тяжелого ядра энергия  $\alpha$ -частицы примерно в 50–60 раз больше энергии дочернего ядра.

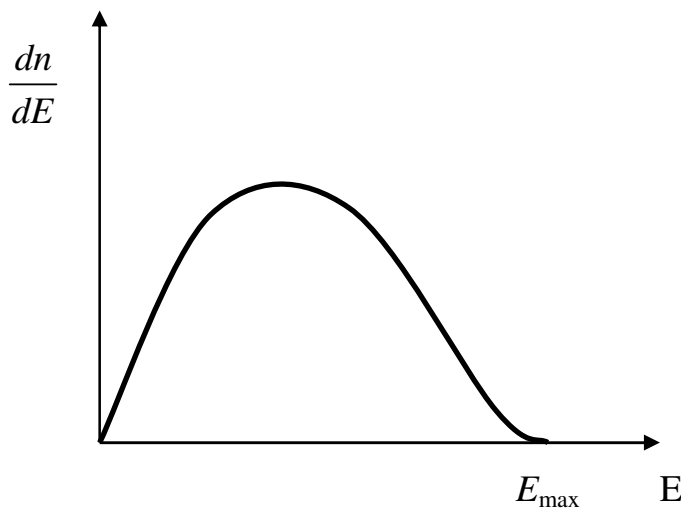


Рис. 2. Энергетический спектр электронов  $\beta$ -распада

При  $\beta$ -распаде энергия делится между тремя частицами: дочерним ядром, электроном и антинейтрино. При этом реализуется множество вариантов разлета трех частиц, удовлетворяющих закону сохранения импульса. Отсюда следует разнообразие в делении энергии распада между тремя частицами. Дочернее ядро по-прежнему получает небольшую долю энергии распада. Однако деление энергии между электроном и антинейтрино неоднозначное. В результате электроны распада

имеют различную энергию – от очень малой до максимальной энергии  $E_{\max}$ , близкой к энергии распада (рис. 2). Средняя энергия электронов обычно близка к трети максимальной энергии.

## 2. Закон радиоактивного распада

Радиоактивные превращения представляют собой случайный процесс, экспоненциальный закон распада которого имеет следующее теоретическое объяснение.

Пусть в момент времени  $t$  имеется большое число  $N$  одинаковых ядер. Вероятность  $\lambda$  распада ядра в единицу времени называется *постоянной распада*. Тогда за время  $dt$  распадется

$$dN = -\lambda N dt \quad (3)$$

ядер. Среднее число распадов за единицу времени

$$A = dN / dt = \lambda N \quad (4)$$

называется **активностью** препарата. Единица активности – **беккерель** (Бк) соответствует одному распаду в секунду. Часто также используют внесистемную единицу активности **кюри**, равную  $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$  (такова активность 1 г радия). Активность единицы массы вещества, Бк/кг,

$$a = A / m \quad (5)$$

называется **удельной активностью**.

Приращение числа нераспавшихся ядер за время  $dt$  (см. (3)):

$$dN = - \lambda N dt.$$

Интегрируя это выражение по времени, получим

$$N = N_0 \exp (-\lambda t), \quad (6)$$

где  $N$  - число нераспавшихся ядер в момент времени  $t$ ;  $N_0$  - число нераспавшихся ядер в произвольный начальный момент времени  $t=0$ .

Соотношение (6) выражает **закон радиоактивного распада**: число нераспавшихся ядер убывает со временем по экспоненциальной зависимости. Активность, пропорциональная числу нераспавшихся атомов, убывает по такому же закону (см. рис. 3):

$$A = \lambda N = \lambda N_0 \exp (-\lambda t) = A_0 \exp (-\lambda t), \quad (7)$$

где  $A_0 = \lambda N_0$  – активность момент времени  $t = 0$ . Опыты подтверждают зависимость (7).

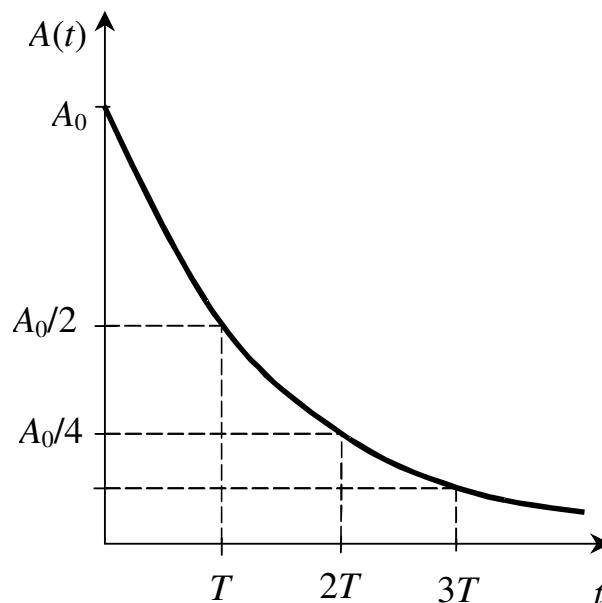


Рис. 3. **Зависимость активности от времени**

Время жизни радионуклида характеризуют средним временем жизни или периодом полураспада. Можно показать, что **среднее время жизни  $\tau$** , с, **обратно пропорционально постоянной распада**:

$$\tau = 1/\lambda.$$

**Периодом полураспада**  $T$  называют время, за которое распадается половина ядер. Легко получить следующее соотношение:

$$T = (\ln 2) / \lambda = 0,693 / \lambda = 0,693 \tau. \quad (8)$$

Период полураспада связан с активностью и числом атомов соотношением (см. (7), (8))

$$T = 0,693 N / A \quad (9)$$

Запишем **закон распада через период полураспада:**

$$N(t) = N_0 \exp(-0,693 t / T); \quad (10)$$

$$A(t) = A_0 \exp(-0,693 t / T). \quad (11)$$

Для различных радионуклидов период полураспада изменяется от менее микросекунды до  $10^{18}$  лет.

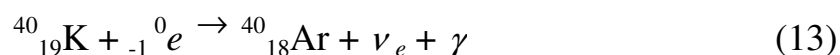
### 3. Радиоактивность калия

Радионуклиды подразделяют на естественные и искусственные, между которыми нет принципиального различия. К основным естественным относятся радиоактивные семейства урана и тория, а также калий. Природный калий состоит из смеси трех изотопов – стабильных  $^{39}\text{K}$  и  $^{41}\text{K}$  и радиоактивного  $^{40}\text{K}$ . Доля радиоактивного изотопа составляет  $\delta = 1,18 \cdot 10^{-4}$ . Его период полураспада порядка возраста Земли.

Калий в 89% случаев испытывает  $\beta^-$ -распад (см. (1)), превращаясь в стабильный кальций:



В 11% случаев – электронный захват (см. (2)):



где  $\gamma$  --  $\gamma$ -квант.

Ядро аргона образуется в возбужденном состоянии и испускает  $\gamma$ -квант с энергией 1,46 МэВ, переходя в основное, нерадиоактивное состояние (рис. 4).

Электроны распада имеют максимальную энергию  $E_{max} = 1,3$  МэВ. Таким образом, на 100 распадов испускается в среднем 89 электронов и 11  $\gamma$ -квантов. Распады первого типа регистрируют по испускаемым электронам, а распады второго типа – по  $\gamma$ -излучению.



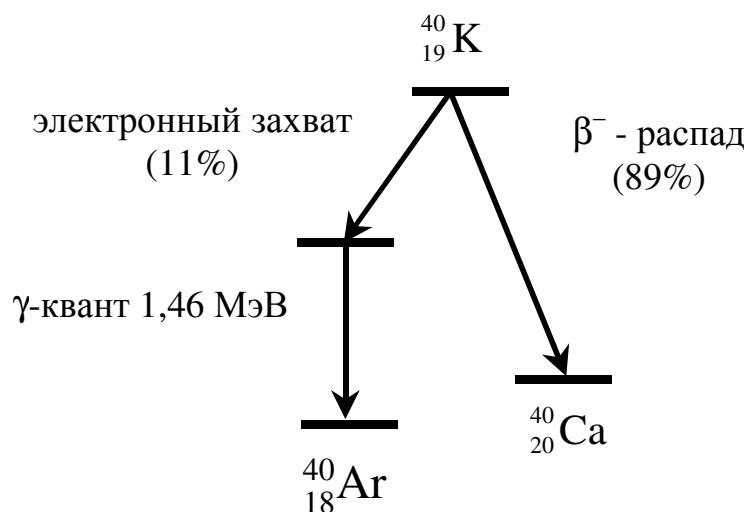


Рис. 4. Схема распада калия-40

Содержание калия в земной коре составляет 2,5%. Наиболее важные минералы – это сильвин  $\text{KCl}$ , сильвинит  $(\text{K,Na})\text{Cl}$  и др. За счет радиоактивного распада калия Земля получает заметное количество внутреннего тепла.

Калий играет важную роль в жизнедеятельности животных и растений; поэтому в почву вносят калийные удобрения.

Соли калия – доступный и безопасный источник слабой радиоактивности, используемые в данной работе.

#### 4. Поглощение излучений в веществе

**Заряженные частицы.** Скорость  $\beta$ -частиц близка к скорости света, а  $\alpha$ -частиц – в несколько раз меньше. В веществе между пролетающей частицей и атомными электронами действуют кулоновские силы, в результате частица теряет энергию на ионизацию и возбуждение атомов. Такой процесс называется **ионизационным торможением**. На образование одного иона в среднем затрачивается энергия в несколько десятков эВ. Частица с энергией 500 кэВ образует  $10^4$  ионов.

Для целей защиты от излучений необходимо знать пробег частиц в веществе до остановки. Для этого между радиоактивным источником и счетчиком вставляют пластины и измеряют зависимость интенсивности излучения  $I$  от толщины поглотителя  $x$  (рис. 5).

Для направленного пучка  $\alpha$ -частиц одинаковой энергии зависимость  $I(x)$  показана на рис. 5, а. В этом случае все  $\alpha$ -частицы имеют практически одинаковый пробег  $x_0$  до остановки, который зависит от энергии и вещества. В воздухе  $x_0 \approx 5$  см для  $E = 5$  МэВ. Альфа-излучение поглощается листом бумаги; оно практически не способно проникнуть через наружный слой кожи, образованный отмершими клетками. Поэтому  $\alpha$ -излучение не представляет опасности до тех пор, пока радиоактивные вещества, испускающие  $\alpha$ -частицы, не попадут внутрь организма через открытую рану, с пищей или с вдыхаемым воздухом; тогда они становятся чрезвычайно опасными.



Для  $\beta$ -частиц зависимость  $I(x)$  (рис. 5, б) имеет отличия. Даже тонкий слой

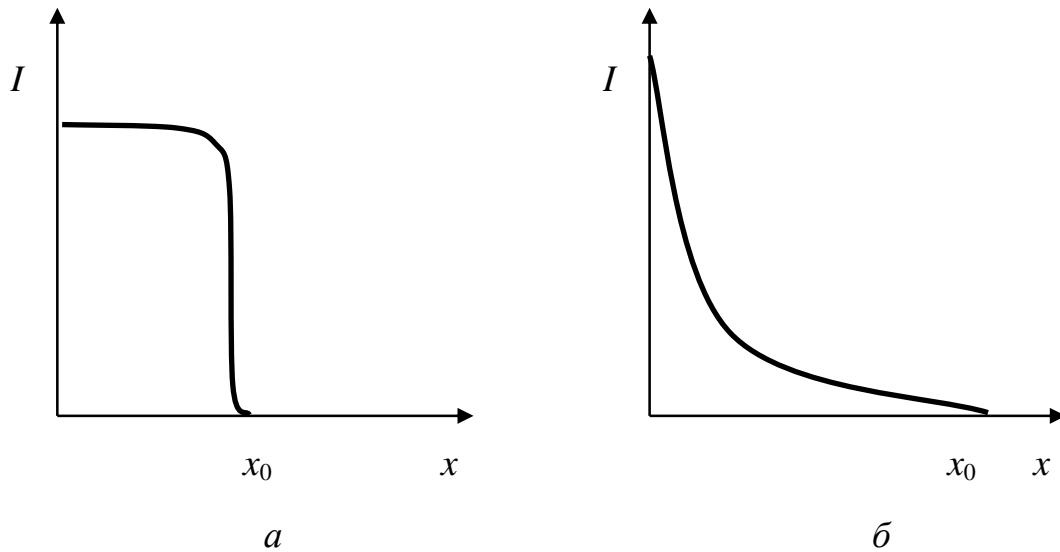


Рис. 5. Кривые поглощения в веществе: а - для  $\alpha$ -частиц; б - для  $\beta$ -частиц

вещества уже ослабляет излучение. Это происходит, потому что спектр  $\beta$ -частиц сплошной, от  $E_{max}$  до малых энергий, а также в связи с большим рассеянием  $\beta$ -частиц в кулоновском поле ядер и электронов. Последнее приводит к сильной изломанности траектории. В этом случае пробегом  $\beta$ -частиц считают толщину поглотителя  $x_0$ , которая практически полностью поглощает излучение.

При одинаковой энергии пробег  $\beta$ -частиц на три порядка больше, чем  $\alpha$ -частиц, потому что они быстрее и их заряд меньше.  $\alpha$ -Частицы, пролетая мимо атома, дольше взаимодействуют с его электронам. Поэтому, согласно закону динамики  $\Delta p = F \Delta t$ ,  $\alpha$ -частицы могут сообщить электронам необходимый для ионизации импульс  $\Delta p$  с большего пролетного расстояния. Вследствие этого  $\alpha$ -частицы создают больше ионов на единицу пути и быстрее тормозятся.

Толщину поглотителя можно выразить не только в сантиметрах, но и массой поглотителя на единицу площади  $d_0 = \rho x_0$ , где  $\rho$ , г/см<sup>3</sup>, - плотность. Для  $\beta$ -частиц эмпирически установлена зависимость между максимальной энергией  $E_{max}$ , МэВ, и пробегом  $d_0$ , г/см<sup>2</sup>:

$$E_{\text{макс}} = 1,85 (d_0 + 0,133). \quad (14)$$

Формула (14) справедлива для алюминия, хлористого калия и других веществ со средним атомным номером для  $E_{max} \geq 0,8$  МэВ. Согласно (14),  $\beta$ -излучение с энергией несколько МэВ может проникнуть в ткани организма на глубину один-два сантиметра.

*Фотонное излучение.* При взаимодействии фотонов большой энергии (рентгеновского или  $\gamma$ -излучения) с атомами происходят три основных процесса: эффект Комптона, атомный фотоэффект и рождение пары электрон-позитрон.

*Эффект Комптона* – упругое рассеяние фотона на свободных или слабо связанных атомных электронах, при котором часть энергии и импульса фотон передает электрону, покидающему атом. Применяя законы сохранения энергии и импульса, получена формула для энергии фотонов  $E$ , МэВ, рассеянных на угол  $\theta$ :

$$E = E_0 / [1 + E_0 (1 - \cos \theta) / (m_0 c^2)],$$

где  $E_0$ , МэВ, – энергия до рассеяния,  $m_0 c^2 = 0,51$  МэВ – энергия покоя электрона. Угол рассеяния может быть любым.

Например, фотон с энергией 1 МэВ после рассеяния назад ( $\theta = 180^\circ$ ) имеет энергию  $E = 0,2$  МэВ. Разность энергий  $E_0 - E = 0,8$  МэВ была передана электрону, вылетевшему из атома. Как видим, в одном акте рассеяния электрон получает значительную часть энергии кванта, в среднем половину для квантов с энергией 1 МэВ.

При *атомном фотоэффекте* фотон поглощается одним из атомных электронов, обычно из внутренних оболочек, а электрон покидает атом. Энергия вылетевшего электрона равна разности энергии фотона и энергии связи электрона в атоме.

*Рождение пары электрон-позитрон.* В электрическом поле атомного ядра фотон может превратиться в электрон и позитрон:

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+.$$

Этот процесс происходит, если энергия  $\gamma$ -кванта превышает суммарную энергию покоя электрона и позитрона  $E = 2 m_0 c^2 = 1,02$  МэВ. Рождение пары наглядно демонстрирует взаимосвязь массы и энергии и превращение энергии электромагнитного поля в вещество.

В отличие от заряженных частиц, которые теряют энергию часто и мелкими порциями, и поэтому замедляются постепенно,  $\gamma$ -квант теряет энергию редко, но крупными порциями или целиком в одном взаимодействии, причем эти процессы имеют характер случайных событий. Вследствие этого поглощение моноэнергичного  $\gamma$ -излучения (как и вообще фотонного излучения) следует экспоненциальному *закону Бугера* (рис. 6):

$$I = I_0 \exp(-\mu_m d), \quad (15)$$

где  $I_0$  – интенсивность без поглотителя;  $I$  – интенсивность после прохождения слоя массовой толщины  $d$ , г/см<sup>2</sup>;  $\mu_m$ , см<sup>2</sup>/г, – *массовый коэффициент поглощения*. В слое толщины  $d_e = 1 / \mu_m$   $\gamma$ -излучение ослабляется в  $e = 2,72$  раза, а при вдвое большей толщине – в  $e^2$  раз и т.д. Слой половинного ослабления равен

$$d_{0,5} = \ln 2 / \mu_m. \quad (16)$$

Коэффициент поглощения зависит от вещества и энергии квантов. Для поглощения  $\gamma$ -излучения часто используют свинец. В нем минимальное ослабление имеют кванты с энергией несколько МэВ (здесь преобладает комптонов-

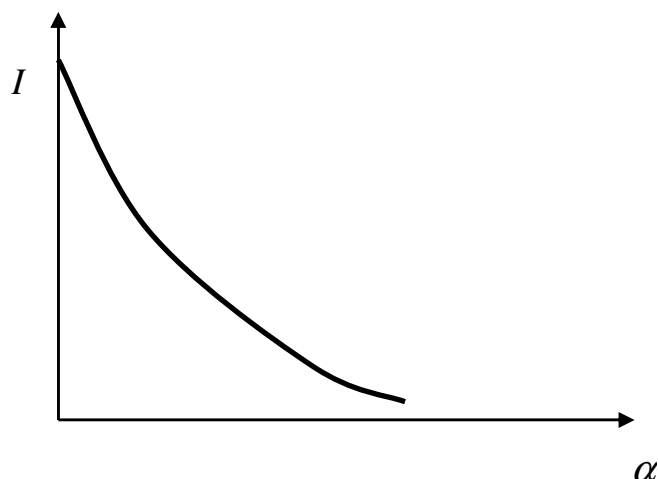


Рис. 6. Кривая поглощения  $\gamma$ -излучения в веществе

ское рассеяние); для них  $\mu_{min} = 50 \text{ м}^{-1}$ , а слой половинного ослабления  $x_{0,5} = 0,014 \text{ м}$ . При энергии 100 кэВ основным механизмом поглощения является фотоэффект, при этом  $\mu_m$  возрастает примерно в 100 раз. При очень высоких энергиях (десятки МэВ) доминирует процесс рождения пар. Из приведенного примера видно, что проникающая способность  $\gamma$ -излучения очень велика; его может задержать лишь толстая пластина из свинца или бетонная плита.

Для энергий квантов 1...4 МэВ величины  $\mu_m$  и  $d_{0,5}$  почти не зависят от состава вещества (можно проверить в данной работе для Fe и Al). Это потому, что при таких энергиях поглощение обусловлено эффектом Комптона на атомных электронах, число которых мало отличается в железных и алюминиевых пластинах одинаковой массы.

## 5. Дозиметрия излучений

Для оценки биологических последствий воздействия ионизирующих излучений необходимо контролировать их дозы. *Поглощенной дозой* называют отношение поглощенной энергии излучения к массе поглощающего вещества:

$$D = E / m. \quad (17)$$

Единица поглощенной дозы - *грей*:  $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж} / \text{кг}$ .

Однако при одной и той же поглощенной дозе биологические последствия для разных видов излучения различны. Это связано с различием потерь энергии заряженной частицей на единицу длины трека. Чем больше эти потери, тем опаснее излучение. Поэтому поглощенную дозу умножают на коэффициент  $K$ , называемый коэффициентом качества излучения. В результате получают *эквивалентную дозу*

$$H = K D. \quad (18)$$

Единица эквивалентной дозы - *зиверт* (Зв). Для  $\beta$ - и  $\gamma$ - излучений  $K = 1$ . При этом поглощенной дозе 1 Гр соответствует эквивалентная доза  $H = 1$  Зв. Для  $\alpha$ - излучения  $K = 20$ , поэтому при поглощенной дозе 1 Гр эквивалентная доза составит 20 Зв.

На человека постоянно воздействуют излучения естественных радиоактивных веществ внутри организма и вне его, а также космические лучи. В различных районах дозы могут различаться. Средняя годовая эквивалентная доза от естественных источников радиации

$$H = 2 \text{ мЗв.} \quad (19)$$

Помимо естественных источников излучения, имеются также искусственные. Вредное воздействие внешнего облучения можно уменьшить, сокращая время облучения, увеличивая расстояние до источника и применяя поглощающие экраны.

Радиоактивные вещества поступают в организм с воздухом, водой и продуктами питания. В частности, естественный калий поступает с пищей растительного происхождения. Биологическая потребность человека составляет примерно 2,5 г калия в сутки. В теле человека содержится примерно 140 г калия, его распад вносит вклад в дозу облучения (см. задание 7).

## 6. Счетчик Гейгера-Мюллера

В установке используются газоразрядные счетчики Гейгера-Мюллера. Они представляют собой баллон с двумя электродами, заполненный инертным газом. Счетчик  $\beta$ -излучения имеет окно из тонкой слюды, слабо поглощающее частицы. Для  $\gamma$ -квантов пригодны более простые цилиндрические счетчики, описанные ниже.

По оси металлической трубки проходит тонкая вольфрамовая нить. К нити и трубке прикладывают напряжение 400 В. Заряженная частица, пролетая через счетчик, ионизирует небольшое количество атомов газа, отрывая электроны от атомов. Электроны, разгоняясь в электрическом поле, вызывают вторичную ионизацию, и т.д. В результате происходит электрический пробой газа, а в цепи кратковременно протекает ток. Импульс тока регистрируют пересчетным устройством. Таким образом, число зарегистрированных импульсов равно числу прошедших через счетчик ядерных частиц.

Счетчик непосредственно от  $\gamma$ -квантов не срабатывает, т.к. они не ионизируют газ. Его срабатывание вызывают вторичные электроны и позитроны, образующиеся в рассмотренных выше процессах (эффект Комптона и др.). Поскольку электроны имеют небольшой пробег в плотном веществе, счетчик может регистрировать  $\gamma$ -кванты, которые провоздействовали в тонком слое вещества, примыкающего к газу счетчика, или в газе. Поскольку взаимодействия в тонком слое происходят редко, мала вероятность регистрации  $\gamma$ -квантов счетчиком Гейгера ( $\leq 1\%$ ).

Если небольшой препарат калиевой соли поднести к счетчику, он будет срабатывать почти исключительно от  $\beta$ - частиц, т.к. распады с испусканием  $\gamma$ -кванта редкие (11%) и мала вероятность их регистрации. Для опытов с  $\gamma$ -квантами необходимы большие массы соли (несколько кг); при этом между излучателем и счетчиком помещают пластину, которая поглощает  $\beta$ -частицы, но пропускает  $\gamma$ -излучение.

## 7. Методика измерений

В данной работе выполняют три упражнения: 1) определяют пробег и энергию  $\beta$ -частиц; 2) находят период полураспада калия – 40; 3) измеряют коэффициент поглощения  $\gamma$ -излучения в железе и алюминии.

Схематически установки показаны на рис. 7. Радиоактивный источник  $\beta$ -излучения (рис. 7, а) или  $\gamma$ -излучения (рис. 7, б) устанавливают вблизи счетчиков Гейгера и измеряют количество срабатываний счетчиков (импульсов)  $N$  за

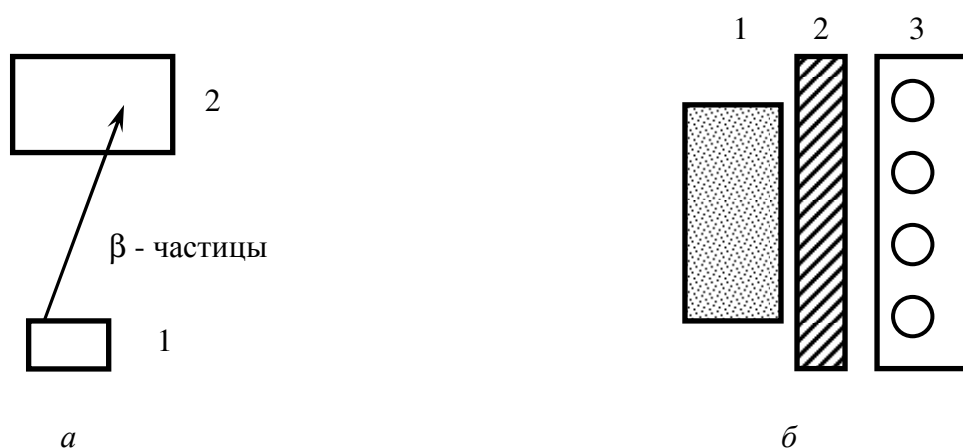


Рис.7 Схемы измерительных установок:

а – для  $\beta$ -излучения; 1 – источник; 2 – счетчик Гейгера;

б – для  $\gamma$ -излучения; 1 – источник; 2- поглотитель; 3 - счетчики

время  $t$ . Из результатов измерения находят среднюю скорость счета импульсов

$$n = N / t .$$

При измерении слабой радиоактивностью вводят поправку на фоновое радиоактивное излучение. Убрав радиоактивное вещество от счетчика, находят среднюю скорость счета импульсов фона

$$n_{\phi} = N_{\phi} / t .$$

Вычитая фон, получают исправленную скорость счета импульсов, называемую *регистрируемой активностью* препарата:

$$n_p = n - n_{\phi} = (N - N_{\phi}) / t \quad (20)$$

Величина  $n_p$  характеризует интенсивность излучения в относительных единицах. Если оба измерения выполнить за одинаковое время, то интенсивностью в относительных единицах является также величина

$$N_p = N - N_\phi \quad (21)$$

*Измерение периода полураспада.* Если период полураспада небольшой, то его находят по убыванию активности в процессе измерений согласно формуле (11). Для долгоживущих ядер урана, калия и др. этот метод неприемлем, поэтому воспользуемся соотношением (9):

$$T = 0,693 N_{40} / A \quad (22)$$

Здесь  $N_{40}$  - количество атомов калия-40 в препарате KCl массы  $m$ , г:

$$N_{40} = \delta N_A m / M, \quad (23)$$

где  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> – число Авогадро;  $M = 75$  г/моль – молярная масса соли,  $\delta = 1,18 \cdot 10^{-4}$  – доля радиоактивного изотопа.

Период полураспада определяют по  $\beta$ -излучению калия, которое испускается в 89% распадов (см. (12)). Всего несколько грамм соли KCl в виде тонкого слоя, в котором поглощение  $\beta$ -частиц незначительное, располагают под счетчиком Гейгера (рис. 7, а). Он детектирует частицы, испущенные в направлении счетчика. Каждую секунду в источнике происходит  $A$  распадов (активность, Бк), из них счетчик регистрирует  $n_p$  распадов (см. (20)). Отношение

$$f = n_p / A \quad (24)$$

называют коэффициентом регистрации. Коэффициент  $f$  меньше единицы по нескольким причинам. Основная из них – геометрическая: только немногие частицы испущены в направлении счетчика (см. рис. 7, а). Коэффициент регистрации был рассчитан и приведен на препарате.

Для нахождения периода полураспада  $T$  необходимо измерить  $n_p$  (см. (20)); вычислить  $A$  (см. (24)),  $N_{40}$  (см. (23)) и  $T$  (см. (22)).

*Измерение пробега и энергии  $\beta$ -частиц.* Пробег  $d_0$ , г/см<sup>2</sup>,  $\beta$ -частиц в веществе находят *методом самоослабления*, когда частицы тормозятся в самом радиоактивном препарате. Для этого под счетчиком устанавливают препараты KCl в виде слоев различной толщины  $d$ , г/см<sup>2</sup>. За одинаковое время измерения находят величину  $N_p$ , (см. (21)), которая является интенсивностью выходящего из препарата излучения. По результатам измерений строят графическую зависимость  $N_p$  от  $d$  (рис. 8). Кривая достигает насыщения при толщине слоя  $d_0$ , которую принимаем за пробег  $\beta$ -частиц с максимальной энергией  $E_{max}$ .

Из результатов измерения пробега по формуле (14) находят значение  $E_{max}$ . Этот простой метод дает приближенное значение энергии. Для точных измерений используют приборы, в которых частицы отклоняются в магнитном поле.

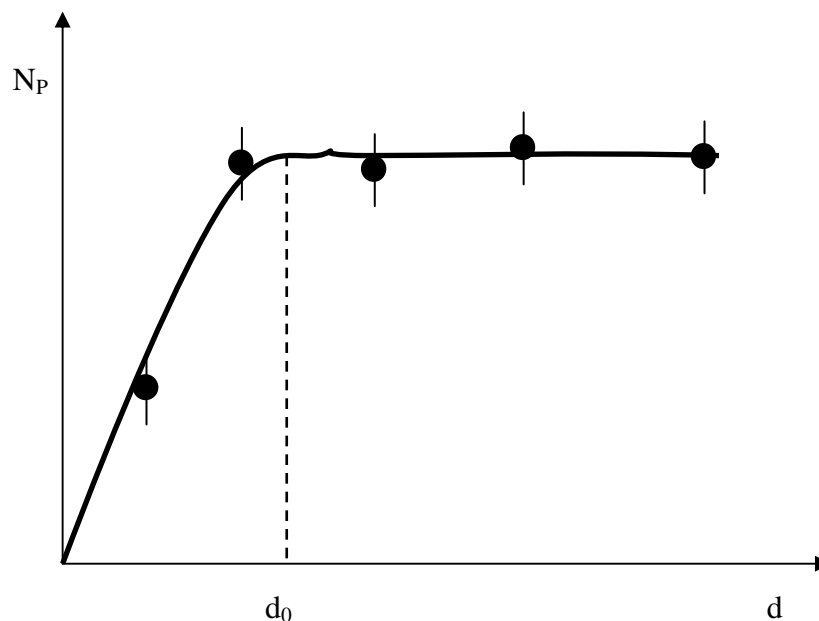


Рис. 8. Зависимость интенсивности  $\beta$ -излучения от толщины препарата

*Измерение коэффициента поглощения  $\gamma$ -излучения.* Коэффициент поглощения находят следующим способом. Из (15) логарифмированием получаем

$$\ln (I/I_0) = -\mu_m d. \quad (25)$$

В опыте за одинаковое время измеряют количество импульсов:  $N_\phi$  -фона,  $N_0$  - источника в отсутствие поглотителя и  $N$  – источника с поглотителем толщины  $d$ . Тогда отношение интенсивностей в (25) можно заменить, согласно (21), на отношение числа импульсов:

$$\ln [(N - N_\phi) / (N_0 - N_\phi)] = -\mu_m d.$$

Отсюда получаем

$$\mu_m = (1/d) \ln [(N_0 - N_\phi) / (N - N_\phi)] \quad (26)$$

## 8. Статистические погрешности при измерении радиоактивности

Случайные (статистические) погрешности обусловлены самой природой распада. Пусть за некоторое время счетчик зарегистрировал  $N_i$  частиц. Повторя измерения в тех же условиях, получим различные значения  $N_i$ :  $N_1, N_2, \dots, N_k$ , изменяющиеся случайным образом. Вероятность появления того или иного значения  $N_i$  дается распределением Пуассона [3]. Из него следует, что случайную погрешность можно найти из одного измерения (а не из нескольких, как для обычных измерений [4]).



Для достаточно большого числа  $N$  зарегистрированных частиц среднеквадратическая статистическая погрешность

$$\sigma = \sqrt{N}.$$

Следовательно, с доверительной вероятностью  $P$  искомая величина  $N^*$  находится в доверительном интервале

$$N^* = (N - \sigma) \dots (N + \sigma) \text{ для } P = 0,68 \text{ или} \\ N^* = (N - 2\sigma) \dots (N + 2\sigma) \text{ для } P = 0,95.$$

Например, для  $N = 100$  доверительный интервал  $N^* = 90 \dots 110$  с вероятностью  $P = 0,68$  или  $N^* = 80 \dots 120$  с вероятностью  $P = 0,95$ . Если счетчик регистрировал все распады, а фоновое излучение мало, то  $N^*$  - искомое число распадов за данное время.

Относительная погрешность измерения величины  $N$  равна

$$\varepsilon = \sigma / N = 1 / \sqrt{N}.$$

С ростом  $N$  абсолютная погрешность  $\sigma = \sqrt{N}$  растет, а относительная  $\varepsilon$  - уменьшается. Например,  $\varepsilon = 0,1 = 10\%$  при  $N = 100$  и  $\varepsilon = 0,01 = 1\%$  при  $N = 10^4$ .

Чтобы измерить радиоактивность с малой статистической ошибкой, необходимо зарегистрировать большое число частиц.

Рассмотрим погрешности в случае, когда фоновым излучением пренебречь нельзя. Пусть за одинаковое время зарегистрировано  $N_\phi$  импульсов фона со статистической погрешностью  $\sigma_2 = \sqrt{N_\phi}$  и  $N$  импульсов от источника со статистической погрешностью  $\sigma_1 = \sqrt{N}$ . Погрешность измерения величины  $N_p = N - N_\phi$  равна (см. [4])

$$\sigma_p = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{1/2} = (N + N_\phi)^{1/2}. \quad (27)$$

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ 1. $\beta$ -ИЗЛУЧЕНИЕ

*(суммарное время экспозиций примерно 1 час)*

*Порядок выполнения работы.* Работа состоит из двух частей, выполняемых на различных установках одновременно двумя бригадами. В первой части изучают  $\beta$ -излучение, во второй -  $\gamma$ -излучение. После выполнения своей части бригады меняются местами.

**Задание 1.** Ознакомиться с установкой

Установка (рис. 9) состоит из счетчика Гейгера-Мюллера, слюдяное окошко которого обращено вниз, и блока регистрации. Под счетчиком устанавливают  $\beta$ -препараты из соли KCl. На передней панели блока регистрации расположены цифро-буквенный индикатор и управляющие кнопки. На задней стенке находятся сетевой выключатель и клемма заземления.

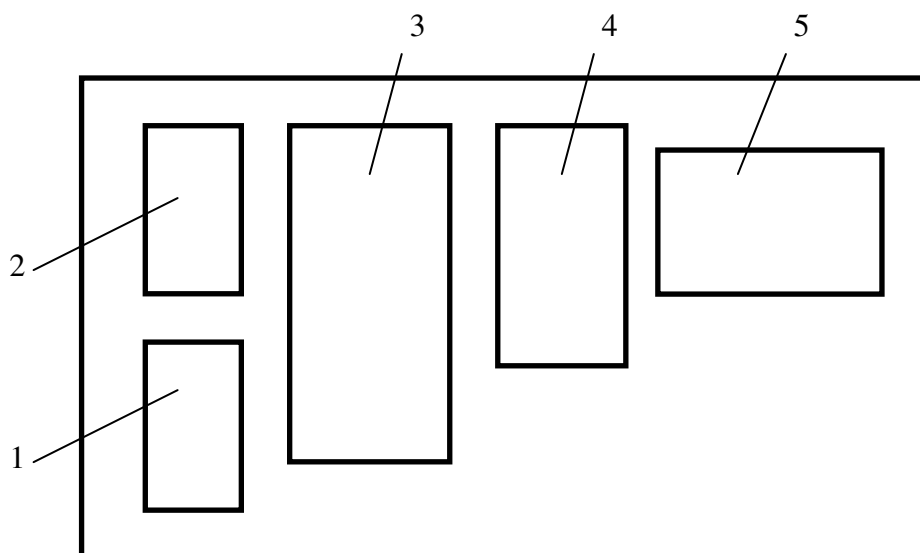


Рис. 9. Схема установки для  $\beta$ -излучения:

1 – препарат; 2 – счетчик Гейгера; 3 – бокс для препаратов; 4 – блок регистрации; 5 – индикатор; 6 – кнопки управления

1. Проверить наличие заземления. При отсутствии заземления обратиться к дежурному по лаборатории.

2. Вставить сетевую вилку в розетку и включить выключатель “Сеть” на задней стенке. После чего должны появиться подсветка выключателя, а на индикаторе - “*time 10.0 s*”. Эта запись означает, что время счета (экспозиция) будет 10 с. С помощью кнопок “+” и “-” можно задать экспозицию от 1 до 999 с.

3. Установить небольшую экспозицию, например 20 с. Если под счетчиком есть препарат, убрать его. Нажать и отпустить кнопку “Пуск”. При этом начинается регистрация импульсов фона. Верхняя строка индикатора показывает прошедшее время, а нижняя - число зарегистрированных импульсов (*imp.*). Показание индикатора считывают, когда секундомер остановится. Для повторения измерения нажать кнопку “Пуск”.

### **Задание 2.** Измерить пробег и энергию $\beta$ -частиц

1. Ознакомиться с методикой измерений (см. раздел 7 “Теоретической части”).

2. Подготовить табл. 1 и 2.

3. Установить экспозицию  $t = 500$  с. Все измерения в заданиях 2, 3 выполнять с одинаковой экспозицией. Значение  $t$  записать в табл. 1. *Примечание:* во время длительных экспозиций необходимо обрабатывать результаты измерений (см. ниже).

4. Измерить фоновое излучение, когда под счетчиком отсутствует препарат. Нажать и отпустить кнопку “Пуск”. Когда счет прекратится, записать число импульсов фона  $N_{\phi}$  в табл. 1.

Таблица 1

$t = \dots$	$N_{\phi} = \dots$	$d_0 = \dots$	$E_{max} = \dots$	$\varepsilon = \dots$
-------------	--------------------	---------------	-------------------	-----------------------

Таблица 2

$d, \text{г/см}^2$	$N$	$N_p = N - N_{\phi}$	$\sigma_p$

Примечание: в табл. 5 строк

5. Измерить излучение препарата № 2. Толщину  $d$  слоя соли записать в табл. 2. Установить препарат под счетчиком до упора, измерить количество импульсов  $N$ , результат записать в табл. 2.

6. Повторить измерения п. 5 с препаратами № 3 – 6.

*Обработать результаты измерений задания 2*

1. По результатам измерений вычислить величину  $N_p = N - N_{\phi}$  (см. (21)) и записать ее в табл. 2.

2. Вычислить статистическую погрешность  $\sigma_p$  для величины  $N_p$  (см. (27)) и записать ее в табл. 2.

3. Построить графическую зависимость  $N_p$  от  $d$  (см. рис. 8). Для каждой экспериментальной точки отметить на графике погрешность  $\sigma_p$  вертикальной чертой длиной  $\sigma_p$  в обе стороны от экспериментальной точки.

4. Через экспериментальные точки с учетом погрешностей провести плавную кривую. Толщину слоя  $d_0$ , при которой кривая выходит на горизонтальный (или пологий) участок, принять за пробег  $\beta$ -частиц с максимальной энергией  $E_{max}$ . Результат измерения  $d_0$  записать в табл. 1.

5. Вычислить  $E_{max}$  (см. (14)), результат записать в табл. 1.

6. Вычислить отклонение  $\varepsilon$ , %, результата измерения  $E_{max}$  от табличного значения 1,3 МэВ. Результат записать в табл. 1.

**Задание 3.** Измерить период полураспада

1. Ознакомиться с методикой измерений (см. раздел 7 “Теоретической части”).

2. Подготовить табл. 3.

Таблица 3

Коэффициент регистрации	$f =$
Масса, г, КСI в препарате №1	$m =$
Количество атомов $^{40}\text{K}$ в препарате №1	$N_{40} =$
Количество импульсов	$N =$
Регистрируемая активность, 1/с	$n_p =$
Активность, Бк	$A =$
Период полураспада (в секундах и годах)	$T =$
Погрешность измерения $T$ , %	$\varepsilon =$

3. Характеристики препарата №1 ( $m, f$ ), приведенные на препарате, записать в табл. 3.

4. Для препарата №1 измерить количество импульсов  $N$  за 500 с, результат записать в табл. 3.

5. Выключить питание установки тумблером на задней стенке блока регистрации.

*Обработать результаты измерений задания 3*

1. Вычислить и записать в табл. 3 следующие величины:  $N_{40}$  (см. (23)),  $n_p$  (см. (20));  $A$  (см. (24));  $T$  (см. (22)).

2. Вычислить относительное отклонение полученного значения  $T$  от табличного  $T_T = 1,3 \cdot 10^9$  лет:  $\varepsilon = 100 \% (T - T_T) / T_T$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ 2. $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕ

*(суммарное время экспозиций примерно 1/2 часа)*

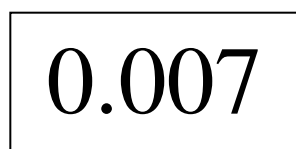
**Задание 4.** Ознакомиться с установкой

Для измерения поглощения  $\gamma$ -излучения используется установка, состоящая из дозиметра, источника излучения и поглотителя (см. рис. 7, б). Внутри дозиметра находятся четыре цилиндрических счетчика Гейгера-Мюллера. Источником  $\gamma$ -излучения служит КСI массы несколько килограмм. Поглотитель вставляют между излучателем и счетчиками в трубу прямоугольного сечения. Дозиметр работает от 9-вольтового адаптера.

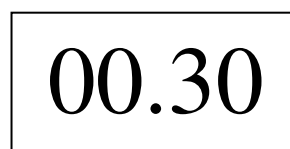
Счетчики обернуты свинцовой фольгой, в которой происходят взаимодействия  $\gamma$ -квантов с передачей энергии электрону (и позитрону). Испущенные калием  $\beta$ -частицы поглощаются в корпусе дозиметра и свинце, поэтому не регистрируются.

1. Включить питание дозиметра: вставить в розетку сетевую вилку, при этом должен загореться светодиод адаптера. После включения питания прибор начинает работать, а на индикаторе появляются цифры. (*Примечание.* На правой боковой стенке дозиметра имеется выключатель; нормально он должен быть включен и заклеен скотчем).

2. Ознакомиться с работой дозиметра и его индикатором (рис. 10). Прибор



*a*



*б*

работает в автоматическом циклическом режиме. При каждом срабатывании счетчиков издается звуковой щелчок, а электрический импульс поступает в пересчетное устройство. В течение 18 с прибор считает импульсы, при этом положение десятичной точки на индикаторе показано на рис. 10, а. По окончании счета прибор издает звуковой сигнал, а на индикаторе в течение нескольких секунд высвечивается результат измерения (рис. 10, б). Затем результат сбрасывается и начинается новый цикл.

Данный прибор предназначался для измерения мощности дозы  $\gamma$ -излучения в микрозивертах в час (мкЗв/ч). При использовании в данной работе число на индикаторе необходимо увеличить в сто раз (т.е. отбросить десятичную точку), тогда получим число пар зарегистрированных импульсов. В таком виде результат записывают.

**Задание 5.** Измерить фон и  $\gamma$ -излучение источника

1. Подготовить табл. 4, в которой  $i$  - порядковый номер отсчета на индикаторе дозиметра. Во всех столбцах таблицы 4 число измерений должно быть одинаковым и равным 15 (или больше).

Таблица 4

$i$	Фон	Источник	Fe, $x = \dots$ см	Al, $x = \dots$ см
1				
2				
	$N_{\phi} = \dots$	$N_0 = \dots$	$N = \dots$	$N = \dots$
		$N_0 - N_{\phi} = \dots$	$N - N_{\phi} = \dots$	$N - N_{\phi} = \dots$

*Примечание:* в таблице  $i = 1 - 15$ .

2. Измерить фоновое излучение. Убрать контейнер с солью на расстояние больше полуметра от дозиметра. Записать во второй столбец табл. 4 пятнадцать показаний дозиметра (десятичную точку отбрасывать).

3. Вычислить суммарное количество импульсов фона  $N_{\phi} = 2 \sum N_i$ . Результат записать в табл. 4. *Примечание:* умножаем на два, т. к. на индикаторе число пар импульсов.

4. Установить контейнер с КС1 вплотную к трубе, в которой не должно быть поглощающих пластин. Если контейнер в плане не квадратный, то к счетчикам должна быть обращена узкая сторона. Повторить измерения п. 2, результаты записать в третий столбец табл. 4. Вычислить количество импульсов  $N_0 = 2 \sum N_i$ . Разность  $N_0 - N_{\phi}$  равна интенсивности  $\gamma$ -излучения калия в относительных единицах.

**Задание 6.** Измерить поглощение  $\gamma$ -излучения в железе и алюминии

1. Три железных пластины толщины примерно по 6 мм сложить вместе и измерить суммарную толщину  $x$ , результат записать в табл. 4. Вставить все пластины в трубу. Результаты 15 измерений записать в четвертый столбец табл. 4. Вычислить  $N = 2 \sum N_i$ . Разность  $N - N_{\phi}$  равна интенсивности прошедшего через железо  $\gamma$ -излучения в относительных единицах.

2. Взять пластину из алюминия толщины 16 – 18 мм, измерить толщину  $x$ . Повторить измерения п. 1, результаты записать в табл. 4.
3. Выключить установку.

*Обработать результаты измерений задания 6*

1. Подготовить табл. 5.
2. Вычислить массовую толщину  $d = x \cdot \rho$ , где  $\rho$ , г/см<sup>3</sup>,  $x$ , см. Вычислить  $\mu_m$  для железа и алюминия (см. (26)). Вычислить  $d_{0,5}$  (см. (16)). Результаты записать в табл. 5.
3. Объяснить, почему значения  $\mu_m$  и  $d_{0,5}$  для железа и алюминия мало различаются.

### Результаты измерения коэффициента поглощения

Таблица 5

Поглотитель	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$x$ , см	$d$ , г/см <sup>2</sup>	$\mu_m$ , см <sup>2</sup> /г	$d_{0,5}$ , г/см <sup>2</sup>
Железо	7,8				
Алюминий	2,7				

**Задание 7.** Вычислить дозу облучения

В теле человека присутствует калий, распад которого дает вклад в дозу облучения. Удельная активность калия  $a_0$ , Бк/г, (см. (5), (15), (16)):

$$a_0 = A / m = 0,693 \delta N_A / (M T), \quad (28)$$

где  $M = 39$  г/моль – молярная масса калия. Из (28) для табличного значения  $T = 1,3 \cdot 10^9$  лет получаем  $a_0 = 31$  Бк/г.

1. Для массы калия в теле человека  $m_k = 140$  г вычислить активность калия  $A_k = m_k a_0$ . Результат записать в табл. 6.

### Дозиметрия калия

Таблица 6

Активность калия в теле человека, Бк	$A_k =$	
Поглощенная энергия, Дж	$E =$	
Поглощенная доза, Гр	$D_k =$	
Эквивалентная доза, Зв	$H_k =$	
Доля годовой дозы	$H_k / H$	

2. Вычислить энергию  $E$ , Дж, поглощенную в теле человека за год. Принять, что при одном распаде поглощается энергия 0,5 МэВ. Результат записать в табл. 6. *Примечание:* 1 эВ =  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж.

3. Вычислить годовую поглощенную дозу  $D_k$  (см. (17)) и эквивалентную дозу  $H_k$  (см.(18)). Считать, что калий равномерно распределен по всему телу и его излучение поглощается массой человека. Результаты записать в табл. 6.

4. Вычислить отношение  $H_k/H$ , где  $H$  – средняя годовая доза естественного излучения (см. (19)). Результат записать в табл. 6. Сделать выводы.

### Контрольные вопросы

1. Объясните процесс распада нейтрона.
2. Из какого места атома вылетает электрон при  $\beta^-$ -распаде?
3. Что такое электронный захват?
4. Какая схема распада калия-40?
5. Сформулируйте закон радиоактивного распада.
6. Что такое постоянная распада, среднее время жизни, период полураспада и какая связь между ними?
7. Что такое активность и в каких единицах она измеряется?
8. Какие измерения необходимо выполнить, чтобы найти период полураспада в случаях малого и большого времени жизни?
9. Как устроен и работает счетчик Гейгера-Мюллера?
10. Какие процессы приводят к торможению заряженных частиц в веществе?
11. Какие взаимодействия испытывает  $\gamma$ -квант в веществе?
12. Каковы абсолютная и относительная статистические погрешности измерения скорости счета, если за некоторое время  $t$  (точно) зарегистрировано 400 импульсов?

### Список литературы

1. Мартинсон Л.К., Смирнов Е.В. Квантовая физика: Учебное пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. – 496 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики в 3 т. М.: Наука, 1988. т. 3. 496 с.
3. Иродов И.Е. Квантовая физика. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2001 – 272 с.
4. Тейлор Дж. Введение в теорию ошибок: Пер. с англ. – М.: Мир, 1985.
5. Савельева А.И., Фетисов И.Н. Обработка результатов измерений при проведении физического эксперимента. Мет. указ. к лаб. работе М-1. – М.: МВТУ, 1984.
6. Радиация. Дозы, эффекты, риск: Пер. с англ. – М.: Мир, 1988. – 79.

### ОГЛАВЛЕНИЕ

#### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1. Виды радиоактивных превращений
2. Закон радиоактивного распада
3. Радиоактивность калия
4. Поглощение излучений в веществе
5. Дозиметрия излучений
6. Счетчик Гейгера-Мюллера
7. Методика измерений



8. Статистические погрешности при измерении радиоактивности  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ 1.  $\beta$ -ИЗЛУЧЕНИЕ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ 2.  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕ  
Контрольные вопросы  
Список литературы  
ОГЛАВЛЕНИЕ