

1.1 ИСТОЧНИКИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1.1.1. Радиоактивность

Радиоактивность – это процесс самопроизвольного распада ядер атомов, сопровождающийся испусканием ионизирующих излучений [Капитонов, 2010]. В процессе радиоактивного распада ядро атома материнского радионуклида превращается в ядро другого типа, называемое дочерним нуклидом. Ядро дочернего нуклида может отличаться от материнского ядра количеством нуклонов (протонов или нейтронов), зарядом или энергетическим состоянием (массой).

Вероятность распада ядра в течение некоторого интервала времени dT является константой для материнского радионуклида и не зависит от предыстории ядра и от распадов других атомов. Вероятность распада в единицу времени называется постоянной распада λ и измеряется в обратных секундах s^{-1} . Соответственно, количество распадов dN^1 , происходящих в некотором образце радиоактивного вещества в течение интервала времени dT пропорционально произведению количества ядер материнского радионуклида на постоянную распада:

$$\frac{-dN}{dT} = \lambda N \quad , \quad (1.1.1)$$

где N – количество ядер материнского радионуклида;

dN – изменение количества ядер за интервал времени dT , равное взятому с обратным знаком количеству радиоактивных распадов.

¹ Здесь, как и в других источниках, символ N используется для обозначения числа атомов материнского радионуклида. $dN=N(T+dT)-N(T)$ – изменение числа атомов радионуклида, которое является отрицательной величиной. Количество распадов за время dT равно взятому с обратным знаком изменению числа атомов радионуклида $-dN$. Уравнение радиоактивного распада приведено в виде (1.1.1), а не в привычном виде $\frac{dN}{dT} = -\lambda N$ для того, чтобы левая (и, соответственно, правая его часть) соответствовали определению активности.

Отношение $\frac{-dN}{dT}$ в левой части равенства (1.1.1) представляет собой

количество радиоактивных распадов, происходящих в единицу времени. Данную величину называют активностью радионуклида в образце. Единицей измерения активности является беккерель (Бк), который соответствует одному распаду в секунду. Наряду с беккерелем в некоторых странах (например, США) пользуются старой единицей измерения активности – кюри (Ки). 1 Ки равен $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Радиоактивные источники и материалы часто характеризуют удельной, объемной или поверхностной активностью, которые определяются следующим образом:

- удельная активность (УА)

$$A_y = \frac{A}{m}, \text{ Бк/кг} \quad (1.1.2)$$

- объемная активность (ОА)

$$A_o = \frac{A}{V}, \text{ Бк/м}^3 \text{ (Бк/л)} \quad (1.1.3)$$

- поверхностная активность

$$A_n = \frac{A}{S}, \text{ Бк/м}^2 \quad (1.1.4)$$

где A – значения активности радионуклидов соответственно в массе m материала, в объеме V среды и на поверхности S .

Удобное с академической точки зрения определение активности как количества распадов в единицу времени не содержит ответ на вопрос, который неизбежно встает при выполнении измерений – количество каких распадов? Ожидаемых или фактически произошедших в тот или иной интервал времени? Разницу между этими понятиями демонстрирует следующий пример: Предположим, в исследуемом образце содержится $m=1$

мг изотопа ^{238}U . Количество атомов изотопа, соответствующее этой массе, можно рассчитать как

$$N = N_A \frac{m}{M}, \quad (1.1.5)$$

где $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро;

M – молярная масса.

1 мг ^{238}U содержит $N=2,53 \cdot 10^{18}$ атомов. Вероятность распада в единицу времени для атома ^{238}U составляет $\lambda=1,41 \cdot 10^{-17}$. Это означает, что каждую секунду в 1 мг ^{238}U должно происходить в среднем $\lambda N=35,7$ распадов. Но количество фактически произошедших распадов может быть только целой величиной. Более того, в силу статистических причин, эта цифра будет изменяться случайным образом. В какие-то секунды мы будем наблюдать 35 распадов, в какие-то 30, 38 и т.д. Означает ли это, что активность образца в какую-то секунду составляла 35 Бк, в какую-то 30 или 38 Бк? Нет. В сложившейся практике измерений под термином «*количество распадов*» в определении активности всегда понимают *наиболее вероятное количество распадов, численно равное произведению постоянной распада на количество атомов радионуклида в образце* (1.1.1).

Из уравнения (1.1.1) следует, что количество атомов материнского радионуклида в образце уменьшается с течением времени по закону

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda(t-t_0)}, \quad (1.1.6)$$

где N_0 – количество атомов материнского радионуклида в начальный момент времени t_0 .

Уравнение (1.1.6) называют законом радиоактивного распада, который описывает зависимость количества ядер материнского радионуклида от времени.

Наряду с постоянной распада λ в качестве величины, характеризующей вероятность распада, используют период полураспада $T_{1/2}$, который связан с постоянной распада соотношением:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (1.1.7)$$

Период полураспада представляет собой наиболее вероятное время, за которое распадается половина из изначально присутствующих в образце атомов материнского радионуклида.

Факт распада каждого конкретного ядра не может быть предсказан. Речь может идти только о вероятности его распада в какой-то период времени. Принято говорить о статистическом (случайном) характере явления радиоактивного распада. В случае наличия в образце N радиоактивных атомов в каждую конкретную секунду будет происходить не точно λN распадов, а некоторое другое количество распадов, отличающееся от наиболее вероятного значения λN на некоторую величину ΔN^2 .

Возможный разброс значений фиксируемого количества событий N принято характеризовать неопределенностью. Стандартную неопределенность $u(N)$ определяют как среднее квадратическое отклонение возможных значений, которые по результату данного измерения могут быть обоснованно приписаны измеряемой величине N . Слово «стандартная» перед неопределенностью принято опускать и говорить просто о неопределенности.

В практике радиационного контроля рекомендуется использовать расширенную неопределенность для коэффициента охвата $k=2$ [ГОСТ 8.638-2013], которая связана со стандартной неопределенностью соотношением

$$U(N) = 2 \cdot u(N) \quad (1.1.8)$$

Для измерений, связанных с подсчетом распределенных случайным образом в пространстве или времени событий неопределенность количества событий $u(N)$ можно рассчитать как

$$u(N) = \sqrt{N} \quad (1.1.9)$$

² Так же, как и во время дождя в выставленный стакан каждую секунду будет попадать разное количество капель.

а расширенную неопределенность как

$$U(N) = 2 \cdot \sqrt{N} \quad (1.1.10)$$

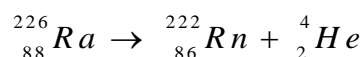
Среди известных самопроизвольных превращений ядер выделяют два основных типа распадов – альфа- и бета-распад³.

При *альфа-распаде* группа из четырех нуклонов (двух протонов и двух нейтронов), называемая альфа-частицей, осуществляет туннельный переход через потенциальный барьер, обусловленный ядерными силами, и затем ускоряется за счет электростатического отталкивания альфа-частицы положительно заряженным ядром [Капитонов, 2010; Бушуев и др., 2016].

Выделяющаяся при альфа-распаде энергия делится между альфа-частицей и дочерним ядром. Соотношение этих долей однозначно определяется законами сохранения энергии и импульса.

Распад некоторых материнских радионуклидов может приводить к образованию дочернего ядра как в основном, так и в возбужденном энергетическом состояниях. Из возбужденного энергетического состояния ядро переходит в основное, излучая при этом один или несколько гамма-квантов. В том случае, если время жизни ядра в возбужденном состоянии мало по сравнению с длительностью процессов, приводящих к разделению материнских и дочерних ядер, говорят о том, что при альфа-распаде помимо альфа-частицы излучается гамма-квант.

Примером альфа-распада может служить распад ядер ^{226}Ra :



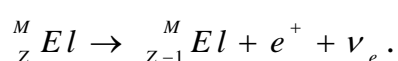
Период полураспада ^{226}Ra составляет 1600 лет. В 94,5% случаев происходит распад с образованием основного состояния дочернего ядра ^{222}Rn . Дефект масс (разница масс покоя) между материнским ядром и продуктами распада эквивалентен энергии 4871 килоэлектронвольт (кэВ). Из них 4780 кэВ передается как кинетическая энергия альфа-частице, а остаток –

³ Спонтанное деление, излучение запаздывающих нейтронов продуктами деления, кластерный и другие типы распада не являются значимыми в плане радиационной безопасности источниками ионизирующих излучений

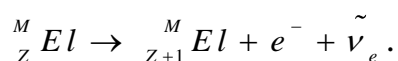
дочернему ядру. В 5,5% случаев распад идет с образованием возбужденного состояния ядра ^{222}Rn . Масса покоя возбужденного состояния ядра ^{222}Rn на 186 кэВ больше массы покоя основного состояния – при распаде выделяется энергия равная $4871-186=4685$ кэВ, из которых 4601 кэВ достается альфа-частице. В течение времени, не превышающего долей наносекунды, ядро переходит из возбужденного состояния в основное и излучает при этом гамма-квант с энергией 186 кэВ или передает эту энергию одному из электронов внутренних электронных оболочек атома. Таким образом, альфа-распад может являться причиной трех типов ионизирующих излучений: альфа-излучения, гамма-излучения и конверсионных и оже-электронов, образующихся при передаче энергии возбуждения ядра электронам атомных оболочек.

Понятие *бета-распада* [Капитонов, 2010; Бушуев и др., 2016] объединяет в себе различные типы ядерных превращений, обусловленных слабыми взаимодействиями, при которых не происходит изменение массового числа (количества нуклонов в ядре), а заряд ядра изменяется на одну единицу. В зависимости от типа превращения выделяют β^+ или позитронный распад, β^- или электронный распад и К-захват.

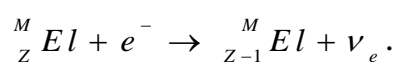
При β^+ распаде материнское ядро излучает позитрон и нейтрино:



При β^- распаде – электрон и антинейтрино:



При электронном захвате ядро захватывает электрон внутренней оболочки атома и излучает при этом нейтрино:



Так же, как и при альфа-распаде, в результате бета-распада могут образовываться как основные, так и возбужденные или метастабильные состояния дочернего ядра. В случае образования возбужденного состояния энергия возбуждения через некоторое время выделяется посредством

излучения ядром гамма-кванта. Таким образом, бета-распад может быть причиной образования β^+ , β^- и гамма-излучения.

Как правило, при альфа-распаде выделяется в несколько раз большая энергия, чем при бета-распаде. Энергия излучаемых радионуклидами альфа-частиц варьируется в пределах 4–8 МэВ, а характерные для бета-распада значения энергии бета- и гамма-излучения находятся в пределах от десятков кэВ до 2–3 МэВ.

1.1.2. Ионизирующие излучения и их классификация

Ионизирующие излучения представляют собой потоки частиц, взаимодействие которых со средой приводит к образованию электрических зарядов разных знаков. Важной характеристикой ионизирующего излучения является энергией квантов этого излучения E , измеряемая в электронвольтах (эВ) или производных единицах – килоэлектронвольтах ($1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ}$), мегаэлектронвольтах ($1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$).

Различают два вида ИИ: *корпускулярные* и *электромагнитные*. К первым относят бета-частицы (электроны), протоны, нейтроны, альфа-частицы и ядра отдачи, ко вторым – фотоны. В зависимости от источника происхождения фотонное излучение принято разделять на гамма- и рентгеновское излучения. Гамма-излучение образуется в процессе распада ядер. Рентгеновское – при переходе электронов с одних электронных оболочек атома на другие или при ускоренном движении заряженных частиц.

По способам взаимодействия с веществом выделяют непосредственно ионизирующее излучение (НИИ) и косвенно ионизирующее излучение (КИИ).

К НИИ относят заряженные частицы – корпускулярное излучение, состоящее из потока заряженных частиц (альфа-, бета-частиц, протонов), кинетическая энергия которых достаточна для ионизации атомов при столкновении с ними.

К КИИ относят незаряженные (нейтральные) частицы и кванты фотонного излучения, взаимодействие которых со средой приводит к возникновению заряженных частиц, являющихся непосредственно ионизирующим излучением и способных непосредственно вызывать ионизацию. Эти заряженные частицы называются вторичными. Примерами КИИ могут служить нейтронное излучение, представляющее собой поток нейтронов, и фотонное излучение, представляющее собой электромагнитное ионизирующее излучение.

Ионизирующие излучения могут возникать как в результате распада радиоактивных изотопов, так и в результате других процессов, происходящих на ускорителях, ядерно-физических установках, в космосе. В контексте радоновой проблемы источником ионизирующих излучений является распад естественных радионуклидов.

1.1.3. Природные (естественные) радионуклиды

В настоящее время известно около 3000 различных ядер – стабильных или относительно устойчивых комбинаций нуклонов (протонов и нейтронов), удерживаемых вместе за счет сильного взаимодействия. 273 из них стабильны, оставшееся большинство – радиоактивные изотопы.

Предполагается, что ядра тяжелее железа во вселенной образуются при взрывах сверхновых и при слиянии нейтронных звезд. Для вещества, локализованного в области Солнечной системы, процесс нуклеосинтеза тяжелых элементов закончился около 5 миллиардов лет назад, еще до формирования нашей звезды [Гриббин, 2016]. За такой период времени все нестабильные ядра с периодом полураспада меньше 10^9 лет распались и в значимых количествах остались только долгоживущие естественные радионуклиды: ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U и ^{40}K .

Продукты распада тяжелых естественных радионуклидов ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U сами являются радиоактивными. Распадаясь, они образуют другие альфа- или бета-активные радионуклиды до тех пор, пока не образуется

стабильное ядро. Последовательность образующихся друг из друга за счет альфа- и бета-распадов радионуклидов образует семейство или ряд радионуклидов.

При бета-распаде массовое число A не меняется, а при альфа-распаде уменьшается на 4 атомные единицы. Всю совокупность радионуклидов можно разделить на 4 семейства с массами, соответственно, $4n$, $4n+1$, $4n+2$ и $4n+3$, где n – целое число.

Радионуклиды одного семейства могут быть родительскими или дочерними по отношению друг к другу. И наоборот, радионуклиды одного семейства не могут образовывать за счет альфа- или бета-распада радионуклиды другого семейства.

Семейства радионуклидов: семейство тория ($A=4n$), семейство нептуния ($A=4n+1$), семейство урана или радия ($A=4n+2$) и семейство актиния ($A=4n+3$) представлены в таблицах 1.1.1–1.1.4.

Таблица 1.1.1 – Радионуклиды семейства с атомной массой $A=4 \cdot n$ (ряд тория)

Нуклид	Историческое название	Вид распада	Период полураспада	Выделяемая энергия, МэВ	Продукт распада
^{252}Cf		α	2,645 года	6,1181	^{248}Cm
^{248}Cm		α	$3,4 \cdot 10^5$ лет	6,260	^{244}Pu
^{244}Pu		α	$8 \cdot 10^7$ лет	4,589	^{240}U
^{240}U		β	14,1 ч	0,390	^{240}Np
^{240}Np		β	1,032 ч	2,200	^{240}Pu
^{240}Pu		α	6561 год	5,1683	^{236}U
^{236}U		α	$2,3 \cdot 10^7$ лет	4,494	^{232}Th
^{232}Th	Торий	α	$1,405 \cdot 10^{10}$ лет	4,081	^{228}Ra
^{228}Ra	Мезоторий 1	β	5,75 лет	0,046	^{228}Ac
^{228}Ac	Мезоторий 2	β	6,15 ч	2,124	^{228}Th
^{228}Th	Радиоторий	α	1,9116 года	5,520	^{224}Ra
^{224}Ra	Торий X	α	3,66 суток	5,789	^{220}Rn
^{220}Rn	Торон (эманация тория)	α	55,6 с	6,404	^{216}Po
^{216}Po	Торий А	α	0,145 с	6,906	^{212}Pb
^{212}Pb	Торий В	β	10,64 ч	0,570	^{212}Bi
^{212}Bi	Торий С	β – 64% α – 36%	60,55 мин	2,252 6,208	^{212}Po ^{208}Tl
^{212}Po	Торий С'	α	299 нс	8,955	^{208}Pb
^{208}Tl	Торий С''	β	3,053 мин	4,999	^{208}Pb
^{208}Pb	Торий D	стабильный			

Таблица 1.1.2 – Радионуклиды семейства с атомной массой $A=4 \cdot n+1$
(ряд нептуния)

Нуклид	Вид распада	Период полураспада	Выделяемая энергия, МэВ	Продукт распада
^{249}Cf	α	351 год	5,813 + 0,388	^{245}Cm
^{245}Cm	α	8500 лет	5,362 + 0,175	^{241}Pu
^{241}Pu	β	14,4 лет	0,021	^{241}Am
^{241}Am	α	432,7 года	5,638	^{237}Np
^{237}Np	α	$2,14 \cdot 10^6$ лет	4,959	^{233}Pa
^{233}Pa	β	27,0 суток	0,571	^{233}U
^{233}U	α	$1,592 \cdot 10^5$ лет	4,909	^{229}Th
^{229}Th	α	7340 лет	5,168	^{225}Ra
^{225}Ra	β	14,9 суток	0,360	^{225}Ac
^{225}Ac	α	10,0 суток	5,935	^{221}Fr
^{221}Fr	α	4,8 мин	6,3	^{217}At
^{217}At	α	32 мс	7,0	^{213}Bi
^{213}Bi	$\beta - 97,8\%$ $\alpha - 2,2\%$	46,5 мин	1,423 5,870	^{213}Po ^{209}Tl
^{213}Po	α	3,72 мкс	8,536	^{209}Pb
^{209}Tl	β	2,2 мин	3,990	^{209}Pb
^{209}Pb	β	3,25 ч	0,644	^{209}Bi
^{209}Bi	α	$1,9 \cdot 10^{19}$ лет	3,14	^{205}Tl
^{205}Tl	стабильный			

Таблица 1.1.3 – Радионуклиды семейства с атомной массой $A=4 \cdot n+2$
(ряд урана (радия))

Нуклид	Историческое название	Вид распада	Период полураспада	Выделяемая энергия, МэВ	Продукт распада
^{238}U	Уран I	α	$4,468 \cdot 10^9$ лет	4,270	^{234}Th
^{234}Th	Уран X1	β	24,10 суток	0,273	$^{234}\text{Pa}^m$
$^{234}\text{Pa}^m$	Уран X2, бrevий	$\beta - 99,84\%$ изомерный переход – 0,16%	1,16 мин	2,271 0,074	^{234}U ^{234}Pa
^{234}Pa	Уран Z	β	6,70 ч	2,197	^{234}U
^{234}U	Уран II	α	$2,46 \cdot 10^5$ лет	4,859	^{230}Th
^{230}Th	Ионий	α	$7,54 \cdot 10^4$ лет	4,770	^{226}Ra
^{226}Ra	Радий	α	1602 года	4,871	^{222}Rn
^{222}Rn	Радон (эманация радия)	α	3,8235 суток	5,590	^{218}Po
^{218}Po	Радий А	$\alpha - 99,98\%$ $\beta - 0,02\%$	3,10 мин	6,115 0,265	^{214}Pb ^{218}At
^{218}At	Астат	$\alpha - 99,90\%$ $\beta - 0,10\%$	1,5 с	6,874 2,883	^{214}Bi ^{218}Rn

^{218}Rn	эманация астата	α	35 мс	7,263	^{214}Po
^{214}Pb	Радий В	β	26,8 мин	1,024	^{214}Bi
^{214}Bi	Радий С	$\beta - 99,98\%$ $\alpha - 0,02\%$	19,9 мин	3,272 5,617	^{214}Po ^{210}Tl
^{214}Po	Радий С	α	0,1643 мс	7,883	^{210}Pb
^{210}Tl	Радий С''	β	1,30 мин	5,484	^{210}Pb
^{210}Pb	Радий D	β	22,3 года	0,064	^{210}Bi
^{210}Bi	Радий E	$\beta - 99,99987\%$ $\alpha - 0,00013\%$	5,013 суток	1,426 5,982	^{210}Po ^{206}Tl
^{210}Po	Радий F, полоний	α	138,376 суток	5,407	^{206}Pb
^{206}Tl	Радий E''	β	4,199 мин	1,533	^{206}Pb
^{206}Pb	Радий G	стабильный			

Таблица 1.1.4 – Радионуклиды семейства с атомной массой $A=4 \cdot n+3$
(ряд актиния)

Нуклид	Историческое название	Вид распада	Период полураспада	Выделяемая энергия, МэВ	Продукт распада
^{239}Pu		α	$2,41 \cdot 10^4$ лет	5,244	^{235}U
^{235}U	Актиноуран	α	$7,04 \cdot 10^8$ лет	4,678	^{231}Th
^{231}Th	Уран Y	β	25,52 ч	0,391	^{231}Pa
^{231}Pa	Протактиний	α	$3,28 \cdot 10^4$ лет	5,150	^{227}Ac
^{227}Ac	Актиний	$\beta - 98,62\%$	21,8 года	0,045	^{227}Th ^{223}Fr
		$\alpha - 1,38\%$		5,042	
^{227}Th	Радиоактиний	α	18,68 суток	6,147	^{223}Ra
^{223}Fr	Актиний K	$\beta - 99,994\%$	22,00 мин	1,149	^{223}Ra ^{219}At
		$\alpha - 0,006\%$		5,340	
^{223}Ra	Актиний X	α	11,43 суток	5,979	^{219}Rn
^{219}At	Актиноагат I	$\alpha - 97,0\%$	56 с	6,275	^{215}Bi ^{219}Rn
		$\beta - 3,0\%$		1,700	
^{219}Rn	Актинон (эманация актиния)	α	3,96 с	6,946	^{215}Po
^{215}Bi		β	7,6 мин	2,250	^{215}Po
^{215}Po	Актиний A	$\alpha - 99,99977\%$	1,781 мс	7,527	^{211}Pb ^{215}At
		$\beta - 0,00023\%$		0,715	
^{215}At	Актиноагат II	α	0,1 мс	8,178	^{211}Bi
^{211}Pb	Актиний B	β	36,1 мин	1,367	^{211}Bi
^{211}Bi	Актиний C	$\alpha - 99,724\%$	2,14 мин	6,751	^{207}Tl ^{211}Po
		$\beta - 0,276\%$		0,575	
^{211}Po	Актиний C'	α	516 мс	7,595	^{207}Pb
^{207}Tl	Актиний C''	β	4,77 мин	1,418	^{207}Pb
^{207}Pb	Актиний D	стабильный			

Радионуклиды, расположенные в таблицах выше долгоживущих ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , а также радионуклиды ряда нептуния на Земле не обнаружены, за исключением следовых концентраций ^{244}Pu , предшественника ^{232}Th . Наличие этого радионуклида с периодом полураспада $7,6 \cdot 10^7$ лет позволяет говорить о том, что в процессе нуклеосинтеза тяжелых элементов Солнечной системы образовывались все радионуклиды, но к настоящему моменту короткоживущие изотопы, не имеющие долгоживущего предшественника, распались.

На рисунках 1.1.1–1.1.3 представлены цепочки распада радионуклидов рядов ^{238}U , ^{235}U и ^{232}Th .

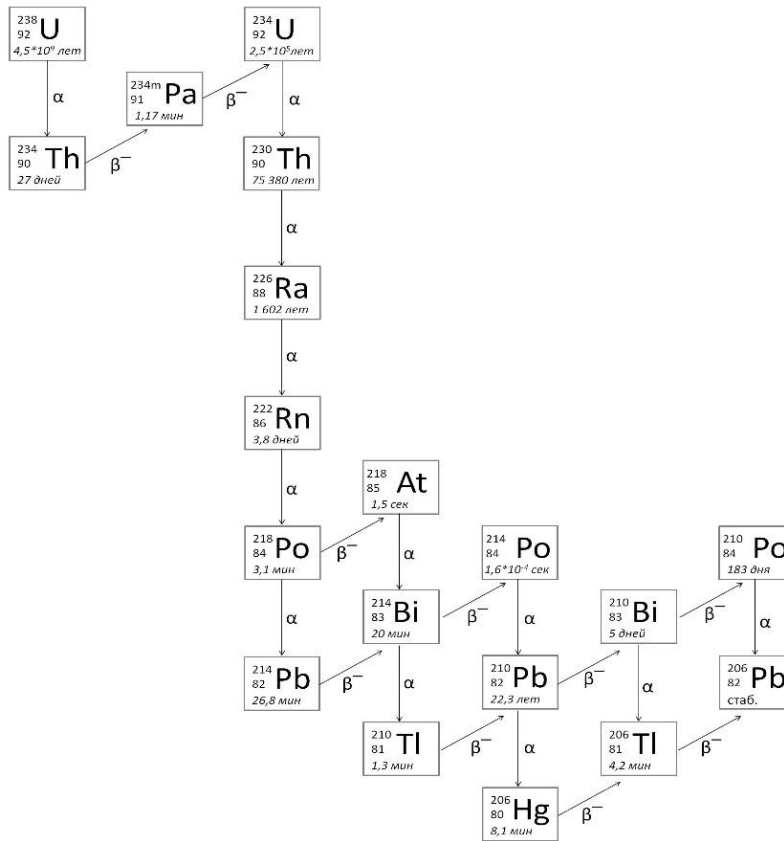


Рисунок 1.1.1 – Ряд ^{238}U

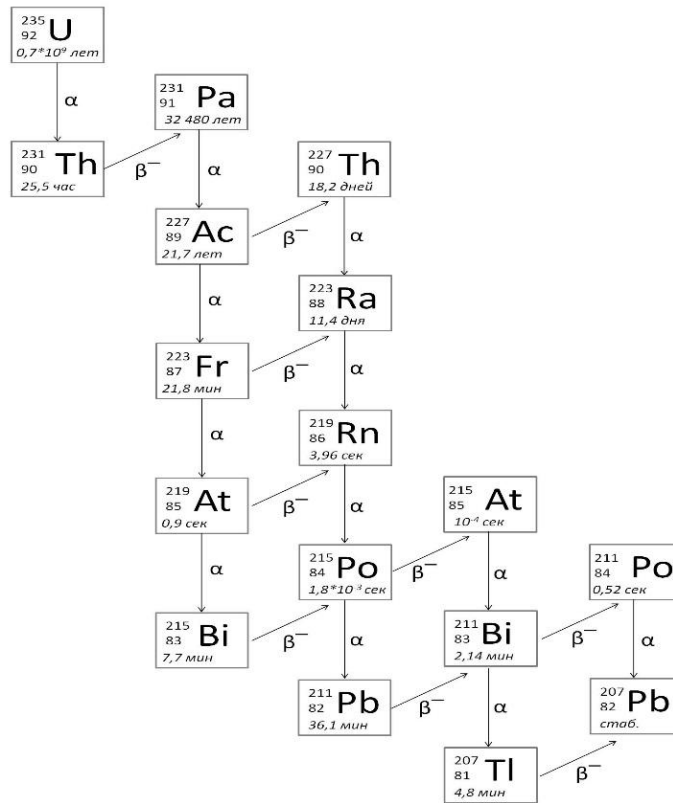


Рисунок 1.1.2 – Ряд ^{235}U

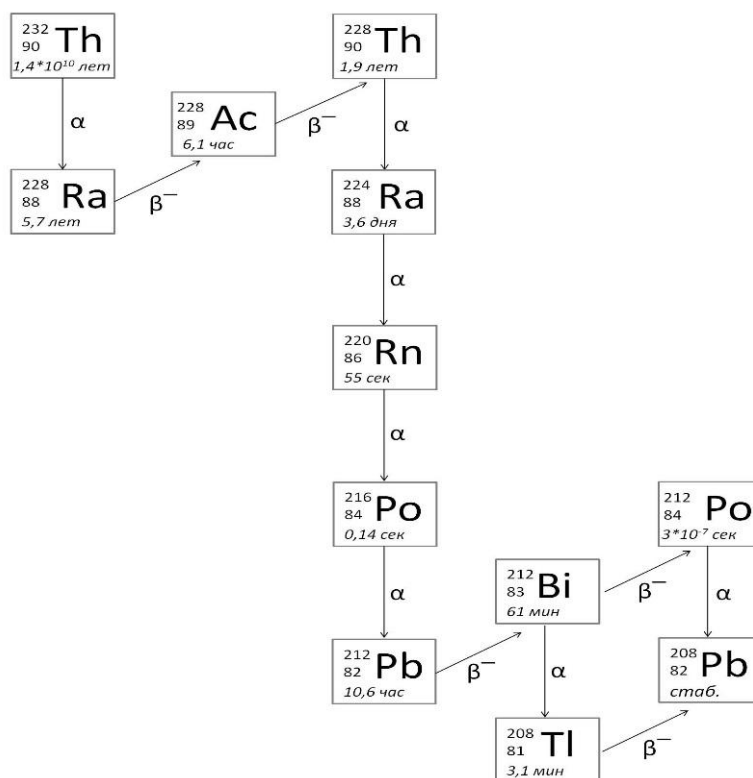


Рисунок 1.1.3 – Ряд ^{232}Th

В трех радиоактивных семействах (кроме семейства нептуния) имеются изотопы элемента с атомным номером 86 – радона. В семействе урана это ^{222}Rn , в семействе тория – ^{220}Rn , называемый еще тороном, и в семействе актиния – ^{219}Rn , или актинон. Радон – это инертный радиоактивный газ, атомы которого за время своей жизни (до распада в металлический полоний) успевают диффундировать из породы, содержащей материнский радионуклид, в окружающую среду. Процесс диффузии радона из твердых материалов в атмосферу называют эманированием.

1.1.4. Природный и техногенный радиационный фон

Все живые существа, населяющие нашу планету, в том числе и человек, развивались и развиваются в условиях постоянного и повсеместного действия ионизирующих излучений, совокупное действие которых формирует радиационный фон, который является неотъемлемым фактором жизни на планете Земля и получил название природный радиационный фон.

Природный радиационный фон формируется ионизирующими излучениями, приходящими на Землю из Космоса, и излучениями, возникающими в процессе радиоактивного распада природных радионуклидов, содержащихся в земной коре.

В естественной среде обитания основными источниками ионизирующих излучений являются радионуклиды ^{238}U , ^{235}U и ^{232}Th и продукты их распада, а также ^{40}K , содержащиеся практически во всех геологических слоях оболочки земли. Конечным продуктом распада у семейств ^{238}U и ^{232}Th являются стабильные изотопы свинца.

Природные (естественные) радионуклиды, содержащиеся в земной коре и объектах окружающей среды, поступают в организм человека с пищей, водой и воздухом в процессе дыхания. Основными природными радионуклидами, формирующими дозу внутреннего облучения, являются продукты распада радона, а также ^{40}K .

Один из продуктов распада в каждом семействе представляет собой радиоактивный газ – радон. В семействе ^{238}U это радон, в семействе ^{232}Th – торон, а в семействе ^{235}U – актинон. Именно вследствие того, что изотопы радона – газы, они мигрируют из мест образования в глубинах грунта и почвы к поверхности и попадают в открытую атмосферу.

Дополнительным источником радона в помещениях являются строительные материалы: кирпич, глина, песок, бетон, естественный камень и т.д.

Внешнее облучение населения обусловлено, в первую очередь, терригенным излучением (гамма-излучением естественных радионуклидов). Основной вклад в дозу внешнего облучения вносят ^{40}K и дочерние гамма-излучающие продукты распада рядов ^{232}Th и $^{226}\text{Ra} - ^{214}\text{Bi}, ^{214}\text{Pb}, ^{228}\text{Ac}, ^{212}\text{Bi}, ^{212}\text{Pb}, ^{208}\text{Tl}$. Содержание этих радионуклидов в почве может меняться в широких пределах.

Еще одним источником, определяющим радиационный фон у земной поверхности, является космическое излучение. Оно представляет собой

поток частиц в широком интервале энергий, падающий на Землю из космоса. Первичное космическое излучение (галактические космические лучи) состоит из протонов (~92%), ядер He (~7%), ядер Li, Be, C, N, O (~0,8%) и ядер с более высоким массовым числом (~0,2%) [Маренный, 1987]. Космическое излучение является следствием различных ядерных процессов, происходящих в недрах звезд и в ядрах галактик. Определенная часть потока космического излучения (солнечные космические лучи) обусловлена процессами на Солнце.

При взаимодействии первичного космического излучения с атомами земной атмосферы образуется также вторичное космическое излучение, состоящее из гамма-излучения, электронов, протонов и мезонов. По мере приближения к поверхности Земли интенсивность первичного космического излучения уменьшается, а интенсивность вторичного излучения возрастает, достигает максимума на высотах 20–30 км и затем снижается из-за преобладания процессов поглощения излучения в атмосфере над процессами его генерирования.

Под воздействием космического излучения в атмосфере Земли непрерывно протекают ядерные реакции, приводящие к образованию радиоактивных изотопов, из которых наибольший вклад в облучение человека вносят ^{14}C и тритий (^3H).

Относительный вклад перечисленных составляющих в суммарную дозу облучения населения за счет всех природных источников излучения представлен на рис. 1.1.4, а. Такая структура доз природного облучения характерна для Российской Федерации в целом. Кроме природных источников свой вклад в облучение вносят также медицинские и техногенные источники, относительный вклад которых показан на рис. 1.1.4, б. Для населения отдельных территорий структура дозы может существенно отличаться от приведенной на рисунке.

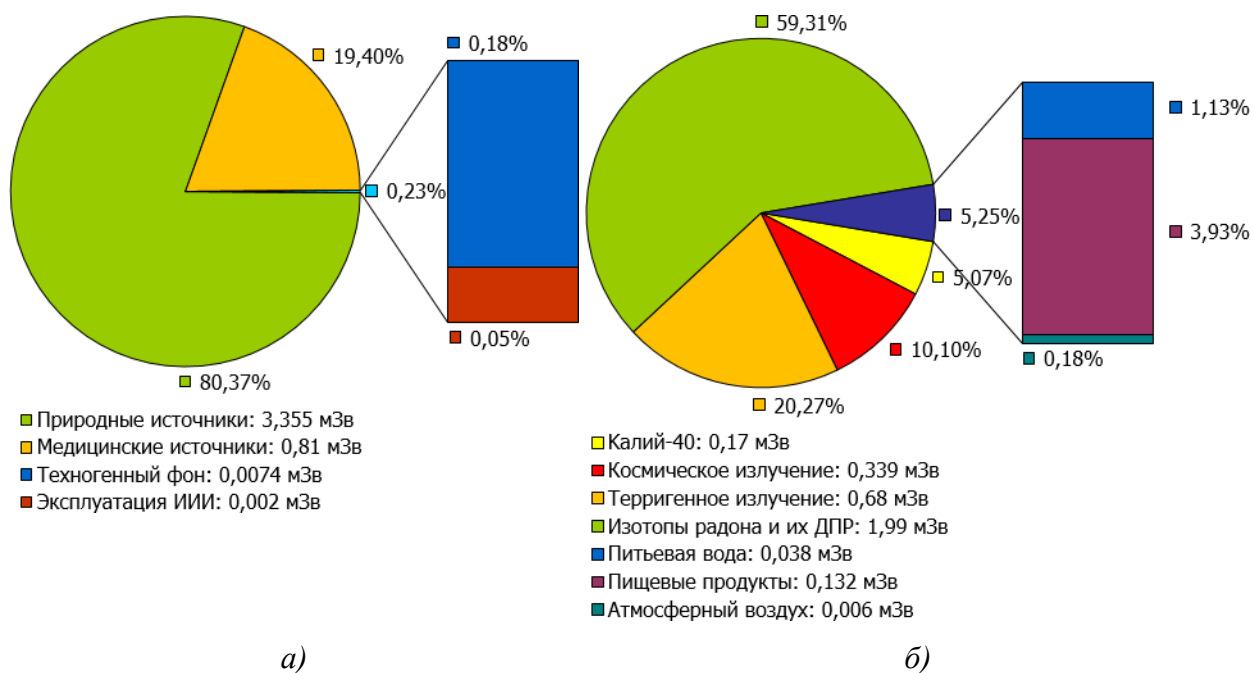


Рисунок 1.1.4 – Структура годовой дозы облучения населения РФ в 2020 г.: а) за счет всех источников излучения; б) за счет природных источников излучения (по данным [Барковский и др., 2021])

На протяжении 20 века в результате развития связанных с атомными технологиями работ и устройств в дополнение к природному радиационному фону добавился так называемый техногенный радиационный фон.

Техногенный фон обусловлен деятельностью человека. Основными источниками радиоактивного загрязнения объектов окружающей среды техногенными радионуклидами являются:

- испытания ядерного оружия на военных полигонах, ядерные взрывы, проводимые в мирных целях, а также атомные бомбардировки городов Хиросима и Нагасаки;
- деятельность предприятий ядерного цикла по добыче и переработке урана;
- деятельность по утилизации радиоактивных материалов;
- аварии на атомных электростанциях, реакторах и предприятиях ядерного цикла;
- выбросы ПРН в атмосферу при сжигании каменного угля и природного газа;

- использование фосфорных удобрений в сельском хозяйстве и продуктов переработки фосфоритов в промышленности (например, фосфогипса в строительстве).

Дополнительное облучение от техногенных источников в глобальных масштабах относительно невелико. Оно составляет менее 1% от годовой эффективной дозы, обусловленной природным радиационным фоном. Однако для ограниченных категорий населения вклад техногенных источников облучения может быть существенным, по сравнению с естественным фоном.

Отдельным источником облучения населения рассматривается медицинское облучение. Относительный вклад этого источника растет вместе с ростом количества оказываемых медицинских услуг и составляет 0,8 мЗв/год.

1.1.5. Взаимодействие излучения с веществом

Ионизирующие излучения подразделяют на непосредственно- и косвенно-ионизирующие. Механизмы их взаимодействия с веществом отличаются.

Непосредственно ионизирующие излучения (заряженные частицы – электроны, протоны, альфа-частицы), имеющие кинетическую энергию, достаточную для ионизации атомов при столкновении, выбивают орбитальные электроны из атомов за счет кулоновского взаимодействия. Косвенно ионизирующие (например, гамма-кванты или нейтроны), в результате взаимодействия с атомами вещества создают непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызывают ядерные превращения.

Таким образом, заряженные частицы и гамма-кванты, проходя через вещество, взаимодействуют с его электронами и ядрами, в результате чего изменяется состояние, как вещества, так и частиц.

1.1.5.1. Взаимодействие альфа- и бета-излучения с веществом

Основным механизмом потерь энергии заряженной частицы при прохождении через вещество является ионизационное торможение [Анохина и др.]. При этом ее кинетическая энергия расходуется на возбуждение и ионизацию атомов среды. Диаметр ядер в 10^5 раз меньше размеров атомов и характерных межатомных расстояний, а их масса слишком велика, чтобы двигаться под действием электростатических сил, возникающих между ними и частицей. Поэтому большинство проходящих заряженных частиц, не сталкиваясь с ядрами, передает свою энергию электронам. В результате атом, лишенный одного или нескольких электронов, превращается в положительно заряженный ион – происходит первичная ионизация. Вдоль траектории движущейся частицы остается след (трек) из положительных и отрицательных ионов. При наличии достаточной энергии, выбитые при первичном взаимодействии электроны (δ -электроны) сами взаимодействуют с атомами вдоль своей траектории и также создают новые ионы – происходит вторичная ионизация. Таким образом, вокруг трека частицы образуются похожие треки, обусловленные δ -электронами [Кудряшов и др., 1973]. Бета-частицы и электроны, потерявшие в результате многократных столкновений свою энергию, остаются свободными или присоединяются, «прилипают» (в газах) к какому-либо нейтральному атому, образуя отрицательно заряженные ионы.

Средняя энергия, затрачиваемая ионизирующим излучением на образование одной пары ионов, называется *средней работой ионизации*, количество пар ионов, создаваемых ионизирующим излучением в веществе на единице пути, – *линейной плотностью ионизации* (ЛПИ), а суммарная энергия, переданная веществу на единице длины пробега – *линейной передачей энергии* (ЛПЭ). Ионизирующее излучение, у которого ЛПЭ менее 10 кэВ/мкм, относится к *редкоионизирующим*, а более 10 кэВ/мкм – к *плотноионизирующим* излучениям.

В табл. 1.1.5 представлены значения параметров ионизации при прохождении различных частиц и гамма-квантов через биологическую ткань.

Таблица 1.1.5 – Значения параметров ионизации [Маренный, 1987]

Вид излучения	Энергия частиц или фотонов, кэВ	Средняя ЛПЭ, кэВ/мкм	Средняя ЛПИ, пар/мкм
Рентгеновское	8	4,7	145
Гамма–кванты	1000	0,4	11
Электроны быстрые	25000	0,3	8
Нейтроны быстрые	12000	9,5	300
Нейтроны медленные	400	35,8	1000
Альфа–частицы	5000	150,0	4500

По мере продвижения заряженная частица теряет свою энергию, и на некотором расстоянии от начала пути скорость ее становится равной скорости теплового движения атомов и молекул среды. Расстояние, пройденное частицей от места образования до места потери ее энергии, называется *длиной пробега*. Длина пробега частицы зависит от ее первоначальной энергии при входе в вещество и свойств вещества.

И, наконец, по мере уменьшения энергии частицы (ее замедления), все более заметная доля энергии теряется за счет ее передачи непосредственно ядрам атомов в так называемых лобовых столкновениях.

Значение средней работы ионизации зависит главным образом от природы вещества. Так, на образование одной пары ионов в воздухе ионизирующими излучениями затрачивается в среднем 34–35 эВ, в аргоне – 25 эВ. В работу ионизации входит также энергия, расходуемая на возбуждение части электронов атома, т.е. перевод их в более высокие энергетические состояния (при этом электрон остается в атоме). Передача энергии происходит в процессе многократных столкновений с электронами среды, причем для тяжелых заряженных частиц не наблюдается существенного отклонения от первоначального направления движения.

Особенностью взаимодействия электронов при их распространении в среде является то, что при соударениях с электронами атомов они могут потерять до половины своей энергии и рассеяться, т. е. их движение не прямолинейно в отличие от пути тяжелых заряженных частиц. Средние ионизационные потери заряженной частицы на единицу пути зависят от скорости частицы и ее заряда. Эти потери (при одной и той же энергии) для электрона во много раз меньше, чем для альфа-частицы (рис. 1.1.5).

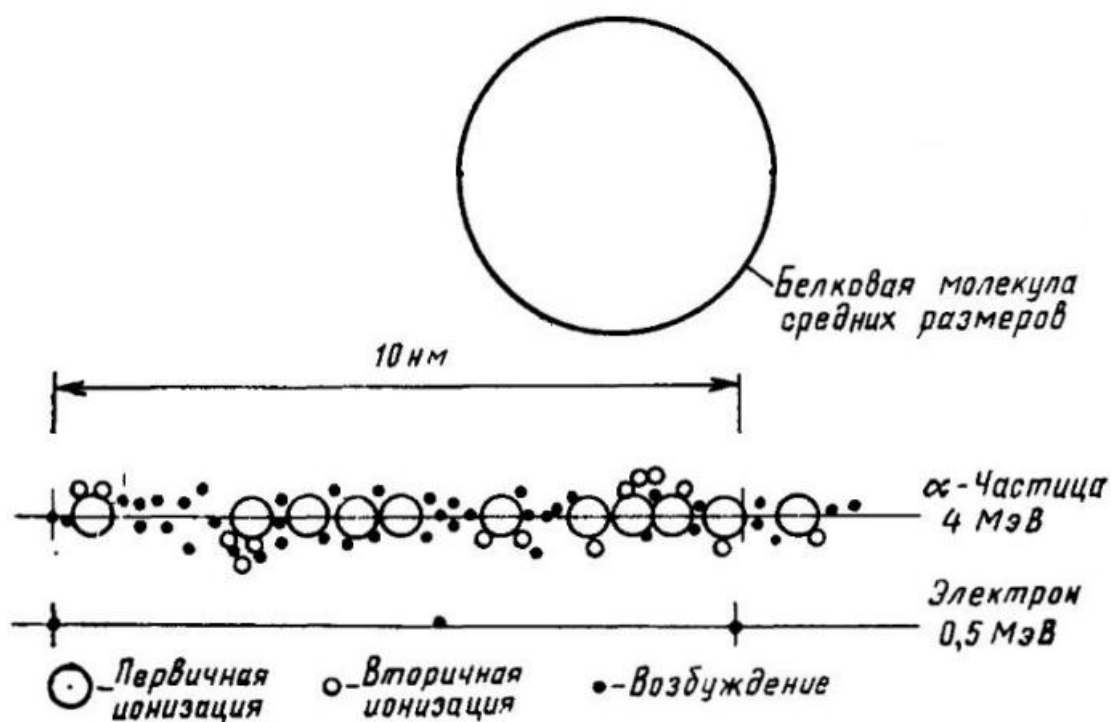


Рисунок 1.1.5 – Отрезок траектории альфа- и бета-частицы, дающий представление о распределении актов ионизации и возбуждения вдоль трека [Ярмоненко и др., 2004]

Таким образом, заряженные частицы при прохождении через вещество теряют кинетическую энергию в основном при взаимодействии с электронами, вызывая возбуждение атома (переход электронов на возбужденный уровень) или его ионизацию (отрыв электрона от атома). Мерой этой потери является значение *удельной потери энергии* – потери энергии частицей на единице пройденного пути. Она может быть вычислена по формуле Бете-Блоха:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 NZ}{m v^2} \left[\ln \frac{2 m v^2}{I_0} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (1.1.11)$$

где e – заряд электрона;

z – количество элементарных зарядов частицы;

N – количество атомов в см^2 ;

m – масса электрона, г;

$\beta = v/c$ – относительная скорость частицы;

I_0 – средний потенциал ионизации атомов среды;

Z – средний атомный номер атомов среды.

Из уравнения (1.1.11) следует, что при равной энергии удельная потеря энергии у альфа-частиц значительно больше, чем у электронов. Это означает, что пробег альфа-частиц существенно меньше, чем у электронов с той же энергией.

На рис. 1.1.6 приведена зависимость удельных потерь энергии от пробега альфа-частицы (известная под названием кривая Брэгга) с начальной энергией 5,5 МэВ в воздухе. Потери энергии увеличиваются в конце пути частицы, где скорость частицы быстро уменьшается. Этот эффект наиболее выражен для плотноионизирующих частиц.

Помимо ионизации кинетическая энергия заряженных частиц расходуется также на преодоление сил электростатического (кулоновского) отталкивания (тормозное излучение). Взаимодействие заряженных частиц может быть упругим или неупругим. При упругом взаимодействии (рассеяние) суммарная кинетическая энергия взаимодействующих частиц не изменяется. При неупругом взаимодействии часть кинетической энергии заряженной частицы передается образовавшимся частицам или фотонам, другая часть передается атому или ядру на их возбуждение или перестройку. К такому взаимодействию относятся неупругое рассеяние, ионизация и возбуждение атомов, образование тормозного излучения.

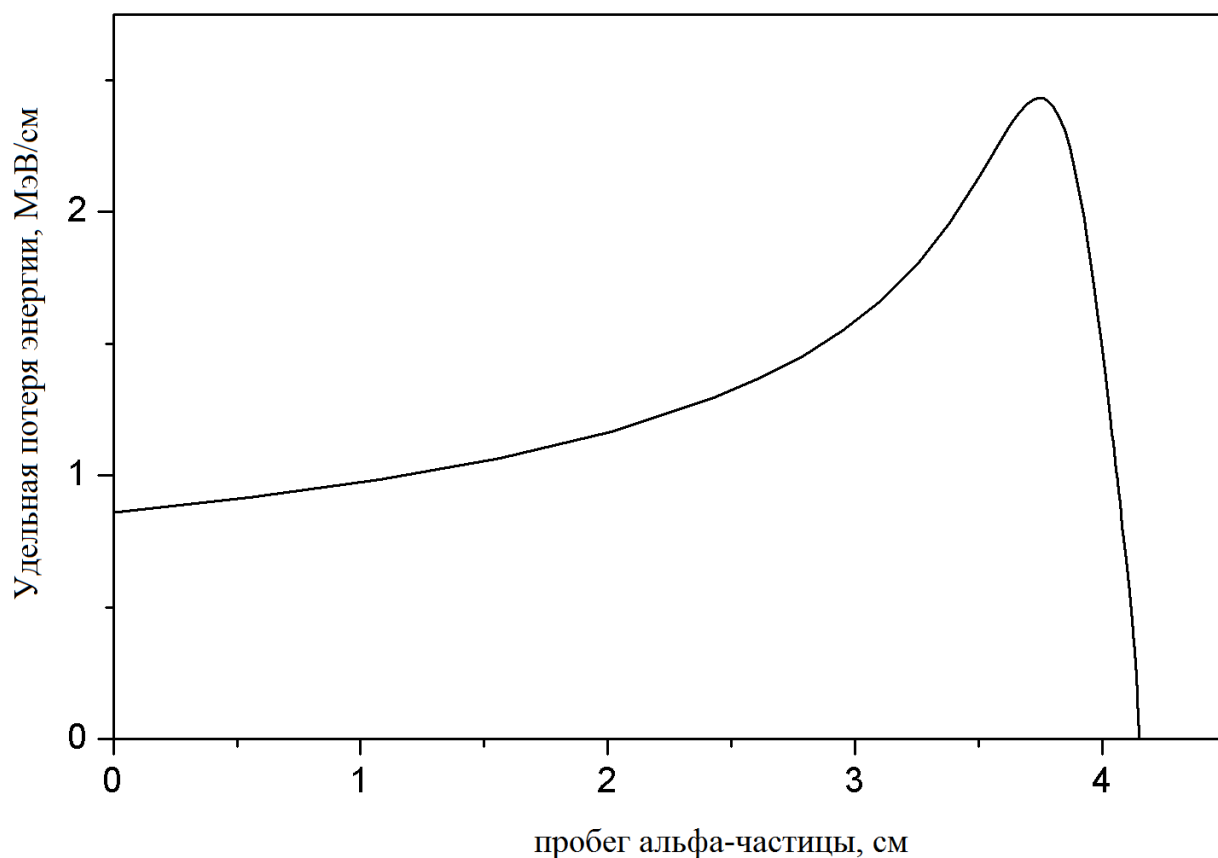


Рисунок 1.1.6 – Ионизационные потери альфа-частиц с энергией 5,5 МэВ в воздухе

При торможении заряженной частицы в электрическом поле ядра и электронов атома испускается радиационное (тормозное) излучение. Потери на тормозное излучение для частиц с равными зарядами обратно пропорциональны квадрату массы частицы, поэтому особенно существенны эти потери для быстрых электронов. Для электронов небольшой энергии основными являются ионизационные потери, а при большой энергии преобладают радиационные потери. В табл. 1.1.6 приведены средние значения длины пробега альфа-частиц в воздухе, алюминии и биологической ткани.

Таблица 1.1.6 – Длина пробега альфа-частиц в воздухе, алюминии и биологической ткани [Маренный, 1987]

Энергия α -частиц, МэВ	Воздух, см	Алюминий, мкм	Биологическая ткань, мкм
4	2,5	16	31
5	3,5	23	43
6	4,6	30	56
7	5,9	38	72
8	7,4	48	91
9	8,9	58	110
10	10,6	69	130

1.1.5.2. Взаимодействие гамма-излучения с веществом

Гамма-излучение относится к косвенно-ионизирующим излучениям. Известно несколько механизмов взаимодействия γ -излучения с веществом [Брегадзе и др., 1990; Бушуев и др., 2016]:

- когерентное (упругое) рассеяние;
- фотоэффект;
- комптоновское рассеяние (прямой и обратный Комптон-эффект);
- рождение электрон-позитронных пар;
- ядерный фотоэффект.

Фотоны при прохождении через вещество могут взаимодействовать как с ядрами, так и с атомными электронами. Вероятность взаимодействия с ядрами примерно на два порядка ниже, чем с электронами.

На ядрах может происходить рассеяние, исчезновение или поглощение фотонов. Рассеяние может быть упругим (когерентным), неупругим (некогерентным) и резонансным (эффект Мессбауэра). Исчезновение фотонов в результате взаимодействия с полем ядра приводит к образованию электрон-позитронных пар. Поглощение фотонов ядром приводит к испусканию нуклонов или распаду ядра на фрагменты.

Взаимодействие фотонов с атомными электронами может приводить к их рассеянию или поглощению и исчезновению. Электроны рассматриваются как связанные с атомом, если их энергия связи больше или сравнима

с энергией фотона, и как свободные, если энергия связи электронов много меньше энергии фотона. На связанных электронах происходит когерентное рассеяние, которое часто называют релеевским. При этом частота и энергия фотона остаются неизменными. Меняется лишь его направление движения. Некогерентное рассеяние фотонов на связанных атомных электронах может привести к переходу электронов в возбужденные состояния. Рассеяние на свободных электронах бывает упругим (томсоновским) или неупругим (комптоновским). Упругое рассеяние происходит при низких энергиях фотонов. Рассеяние на свободных покоящихся электронах представляет прямой Комpton-эффект, а на движущихся – обратное комптоновское рассеяние. Поглощение фотона связанным электроном приводит к увеличению энергии электрона и последующему его отрыву от атома — фотоэффекту. Так же, как и в поле ядра, в электрическом поле электрона может происходить исчезновение фотона с образованием электрон-позитронной пары.

Вероятность каждого из перечисленных выше событий зависит от энергии гамма-кванта и состава вещества. При энергии выше 10 кэВ в воде, 50 кэВ в алюминии и 500 кэВ в свинце доминирующим механизмом взаимодействия фотонов с веществом является Комpton-эффект. До указанных энергий основным является фотоэффект. Комптоновский механизм взаимодействия фотонов с веществом доминирует до энергий порядка десяти МэВ (в воде до 10 МэВ, в алюминии до 15 МэВ, в свинце до 5 МэВ). При большем значении энергии фотона доминирует процесс рождения электрон-позитронных пар. В результате всех трех механизмов образуется поток вторичных электронов по всей глубине облучаемого вещества. Направление потока, в целом, совпадает с потоком первичных фотонов. Вторичные электроны, тормозясь в веществе, образуют вторичные тормозные фотоны, которые, как и первичные гамма-кванты, взаимодействуют с атомами вещества посредством тех же механизмов. Поэтому, наряду с потоком вторичных электронов, возникает поток

вторичных фотонов. Энергия фотонов и электронов с ростом глубины проникновения уменьшается.

Для гамма-излучения не существует слоя, который бы полностью поглотил пучок, но при его прохождении интенсивность пучка уменьшается по экспоненциальному закону. Поэтому вместо пробега используют понятие коэффициента ослабления пучка. Уменьшение количества фотонов N в зависимости от глубины проникновения пучка x в вещество описывается выражением

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}, \quad (1.1.12)$$

где μ – линейный коэффициент поглощения гамма-излучения веществом.

Значения линейного коэффициента поглощения гамма-излучения веществом для различных значений энергии гамма-излучения в диапазоне от 0,03 до 10,0 МэВ убывают, например, для воздуха, воды и железа в интервалах 0,188–0,019, 0,145–0,015 и 57,305–0,162, соответственно.

Фотоэффект

Процесс фотоэффекта является пороговым – величина порога определяется минимальной энергией связи электронов в атоме. Энергия связи электронов, расположенных на разных оболочках различна. Чем выше оболочка, тем меньше энергия связи электрона. Фотоэффект более вероятен на внутренних оболочках, на которых энергия связи электронов выше. На внешних орбитах для выбивания электронов требуется наименьшая энергия, которая и является порогом фотоэффекта.

При фотоэффекте моноэнергетическим гамма-квантам соответствуют моноэнергетические вторичные электроны.

Сечение фотоэффекта сильно зависит от заряда атома и энергии падающего фотона. Основной вклад в полное сечение фотоэффекта дает К-оболочка атома. При малых энергиях гамма-квантов $E_\gamma \ll m_e c^2$ сечение фотоэффекта на К-оболочке можно описать приближенным выражением

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 1,09 \cdot 10^{-16} \cdot Z^5 \cdot \left(\frac{13,61}{E_\gamma} \right)^{7/2}, \quad (1.1.13)$$

При высоких энергиях гамма-квантов $E_\gamma \gg m_e c^2$

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 1,34 \cdot 10^{-33} \cdot \frac{Z^5}{E_\gamma}, \quad (1.1.14)$$

Относительный вклад в сечение фотоэффекта L-, M и других оболочках невелик. Полное сечение фотоэффекта примерно равно $\frac{5}{4}(\sigma_{\text{фот}})_K$.

Основные закономерности фотоэффекта:

- вероятность фотоэффекта возрастает с ростом энергии связи электрона в ядре;
- сечение фотоэффекта сильно зависит от заряда ядер вещества среды $\sim Z^5$ при всех энергиях γ -квантов;
- сечение фотоэффекта сильно зависит от энергии гамма-кванта:

$$(\sigma_{\text{фот}})_K \sim \frac{1}{E_\gamma^{3...5}} \text{ для } E_\gamma \ll m_e c^2,$$

$$(\sigma_{\text{фот}})_K \sim \frac{1}{E_\gamma} \text{ для } E_\gamma \gg m_e c^2.$$

Комптоновское рассеяние

Комптоновским рассеянием называется рассеяние гамма-квантов (фотонов) на свободных электронах. Это происходит, когда энергия связи электрона в атоме много меньше энергии падающего γ -кванта. Различают прямой и обратный Комптон-эффект. Прямым называют процесс комптоновского рассеяния на свободном покоящемся электроне, обратным — на движущемся.

Основные закономерности комптоновского рассеяния:

- комптон-эффект происходит как на покоящемся, так и на движущемся электроне;

- сечение Комpton-эффекта при малых энергиях фотонов приблизительно постоянно ($\sigma_{\text{Комп}} \cong \text{const}$), а при больших энергиях — обратно пропорционально энергии падающего фотона;
- сечение Комтон-эффекта пропорционально заряду атомов среды;
- моноэнергетическим фотонам, рассеянным на свободных электронах, соответствует непрерывный спектр фотонов и электронов. Диапазон значений энергии, которая может передаваться рассеянному гамма-кванту $E_{\gamma'}$, связан с энергией исходного гамма-кванта E_{γ} соотношением:

$$\frac{E_{\gamma}}{1 + 2 E_{\gamma} / m_e c^2} < E_{\gamma'} < E_{\gamma} \quad , \quad (1.1.15)$$

а диапазон значений энергии, которая может быть передана электрону E_e :

$$0 < E_e < \frac{E_{\gamma}}{1 + m_e c^2 / 2 E_{\gamma}} \quad , \quad (1.1.16)$$

где m_e — масса электрона;

c — скорость света в вакууме.

Рождение электрон-позитронных пар

Рождением электрон-позитронных пар называется процесс одновременного возникновения электронов и позитронов (e^- , e^+) при взаимодействии γ -квантов с кулоновским полем атомного ядра или электрона: $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. В этом процессе происходит поглощение фотона в поле ядра или электрона и образование вместо него пары электрона и позитрона.

Законы сохранения энергии и импульса требуют, чтобы часть энергии и импульса передавалась атомному ядру, в поле которого происходит рождение пары.

Пороговая энергия образования (e^- , e^+) пар в поле ядра составляет:

$$E_{\text{пор}} \approx 2m_e c^2 = 1,02 \text{ МэВ},$$

а в поле электрона:

$$E_{\text{пор}2} \approx 4m_e c^2 = 2,04 \text{ МэВ.}$$

В результате взаимодействия фотона с ядром возникает дуплет, состоящий из пары (e^- , e^+), возникшей в электрическом поле ядра или атомного электрона, который в результате взаимодействия также приобретет энергию. Разница между энергией, затраченной на образование пары $E_{\text{пор}}$ и энергией первичного фотона E_γ , расходуется на кинетические энергии, образовавшихся электрона и позитрона, а также на кинетическую энергию ядра или электрона отдачи. Кинетическая энергия электронов и позитронов распределена от 0 до $E_\gamma - 2m_e c^2$ практически равномерно. Средний угол разлета электрона и позитрона зависит от энергии падающего фотона и описывается соотношением:

$$\theta \approx \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad (1.1.17)$$

Образовавшийся в электрическом поле ядра или электрона позитрон, сначала тормозится в веществе практически до полной остановки, а затем аннигилирует с встретившимся на его пути электроном. При этом возникают два аннигиляционных фотона с энергией 0,511 МэВ, которые разлетаются в противоположных направлениях.

Сечение образования пар (e^- , e^+) пропорционально квадрату заряда ядер атомов среды. При энергиях фотонов ($5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$) сечение образования пар пропорционально логарифму энергии фотонов:

$$\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \cdot \ln \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (1.1.18)$$

Сечение образования пар в поле ядра больше, чем в поле электрона в $\sim 10^3$ раз.

1.1.6. Обзор методов и средств измерений ионизирующих излучений

1.1.6.1. Целеобусловленность измерений радиационных характеристик природных источников ионизирующих излучений

Необходимость выполнения измерений радиационных характеристик природных источников ионизирующих излучений обусловлена требованиями нормативных документов, определяющих порядок обеспечения радиационной безопасности населения, а также научной и производственной деятельностью различных предприятий и ведомств, осуществляющих сбор и обработку измерительной информации.

Основными нормативными и методическими документами, определяющими перечень сред и объектов контроля, а также контролируемых величин, являются НРБ-99/2009; ОСПОРБ 99/2010; СанПиН 2.1.3684-21; СанПиН 2.3.2.1078-01; МУ 2.6.1. 2398-08; МУ 2.6.1.2838-11.

Измерения с целью обеспечения требований радиационной безопасности производятся аккредитованными лабораториями в соответствии с методиками выполнения измерений, разработанными и аттестованными согласно [ГОСТ 8.010-2013] и [ГОСТ 8.638-2013] с использованием средств измерений (СИ), зарегистрированных в Государственном реестре средств измерений (ГРСИ) [ФГИС «АРШИН»] и имеющих метрологическую прослеживаемость к государственному эталону соответствующей измеряемой величины.

Измерения с целью анализа данных по природным источникам, а также в рамках научной деятельности, накапливаются в банках и базе данных различных организаций, наиболее крупными среди которых являются:

- Федеральном банке данных доз облучения граждан Российской Федерации за счет естественного и техногенно измененного радиационного фона (ФБДОПИ), который установлен во ФБУН НИИРГ им. П.В. Рамзаева;
- Ведомственный банк данных доз облучения граждан Российской Федерации

Федерации за счет естественного и техногенно измененного радиационного фона (ВБДОПИ), оператором которого является ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна;

- база данных информационно-аналитической системы по природным источникам ионизирующих излучений (ИАС ПИИИ) ФГУП НТЦ РХБГ ФМБА России [Маренный и др., 2022].

Измерения радиационных характеристик природных источников ионизирующих излучений с целью обеспечения производственной деятельности проводятся различными предприятиями горнодобывающей и обрабатывающей промышленности и включают в себя измерения, проводимые с целью технологического контроля и измерения, проводимые с целью обеспечения радиационной безопасности персонала предприятия и населения прилегающих территорий. Конкретный состав контролируемых сред, объектов и величин определяется спецификой деятельности предприятия. Результаты измерений, характеризующие воздействие предприятия на окружающую среду, оформляются в виде радиационно-гигиенического паспорта территории.

1.1.6.2. Классификация и характеристики средств измерения ионизирующих излучений

Средства измерений для радиационного контроля классифицируются по различным признакам:

- по измеряемой величине – дозиметры, радиометры, спектрометры, универсальные приборы (например, дозиметры-радиометры, радиометры-спектрометры и др.);
- по виду регистрируемого излучения: для альфа-излучения, бета-излучения, фотонного излучения, нейтронов, смешанных излучений;
- по методу и способу измерений: для непосредственного измерения (мгновенные, инспекционные измерения); с накоплением радиационного воздействия (интервальные, интегральные измерения);

с отбором и подготовкой проб для последующего измерения (лабораторные измерения);

- по техническому исполнению: стационарные (лабораторные), носимые (полевые), средства индивидуального контроля.

В зависимости от измеряемой величины средства измерений принято разделять на радиометры, спектрометры, дозиметры и универсальные приборы.

Радиометрами называют средства измерений активности, производных от активности величин (удельной, объемной активности, плотности потока радона и т.п.) а также флюенса или плотности потока альфа- бета-частиц или гамма-квантов. В основе радиометрических методов измерений лежит подсчет количества фактов взаимодействия квантов ионизирующего излучения с детектором.

Спектрометрами называют средства измерений энергии квантов ионизирующего излучения. Спектрометрические методы измерения основаны на преобразовании энергии, переданной квантом излучения детектору, в электрический импульс, амплитуда которого пропорциональна этой энергии, и последующем измерении амплитуд электрических импульсов.

Дозиметрами называют средства измерений воздействия ионизирующих излучений на то или иное вещество. Средства измерений экспозиционной дозы измеряют воздействие на воздух, средства измерений поглощенной и эквивалентной дозы – воздействие на биологическую ткань. Дозиметрические методы измерений основаны на использовании тканезквивалентных детекторов, которые преобразуют меру воздействия (поглощенную энергию или заряд) в электрический ток или другую измеряемую величину. В бытовых дозиметрических измерениях в качестве дозиметров часто применяют радиометрические приборы (счетчики Гейгера-Мюллера или сцинтилляционные счетчики), в которых количество фактов взаимодействия частиц с детектором домножается на некоторый

коэффициент. Область применения таких приборов ограничивается условиями, для которых этот коэффициент можно считать постоянным.

Универсальные средства измерений сочетают в себе возможности измерений нескольких величин. Наиболее распространенными универсальными приборами являются полевые радиометры-дозиметры и лабораторные радиометры, выполненные на базе спектрометров.

Основной характеристикой любого средства измерений является функция преобразования – зависимость фиксируемого средством измерения результата измерения выходного параметра от значения измеряемой величины. Большинство современных СИ отображают значение измеряемого параметра уже в единицах измеряемой величины, т.е. выводят на экран не значение фиксируемого тока, напряжения или количества импульсов, а результат их преобразования в единицы измерения активности или мощности дозы. Для таких СИ идеальная функция преобразования должна иметь вид $Y=X$, т.е. линейной функции, изображенной мелкой пунктирной линией на рис. 1.1.7.

В действительности вид функции преобразования отличается от прямой линии. Степень отклонения функции преобразования от линейной зависимости принято характеризовать характеристиками точности средства измерения, состав которых различен в зависимости от типа СИ.

Для всех типов СИ обязательно указывают *диапазон измерений* и *основную погрешность измерения* [РМГ 29-2013]. Диапазон измерений – это диапазон значений измеряемой величины, в пределах которого определены (верны) приведенные в описании СИ характеристики точности. Основная погрешность измерения представляет собой установленные для данного типа СИ границы диапазона, в пределах которого находится погрешность измерения. Основная погрешность может задаваться в относительных или абсолютных единицах в виде одного значения, формулы или таблицы, определяющей ее зависимость от значения измеряемой величины. Помимо основной погрешности измерения приводят также величины,

характеризующие *дополнительную погрешность СИ* – составляющую погрешности измерения, возникающую дополнительно к основной погрешности вследствие отклонения какой-либо из влияющих величин от нормального значения или вследствие ее выхода за нормальный диапазон значений [РМГ 29-2013]. Дополнительную погрешность принято приводить на единицу изменения влияющей величины, например, «процентов на градус температуры».

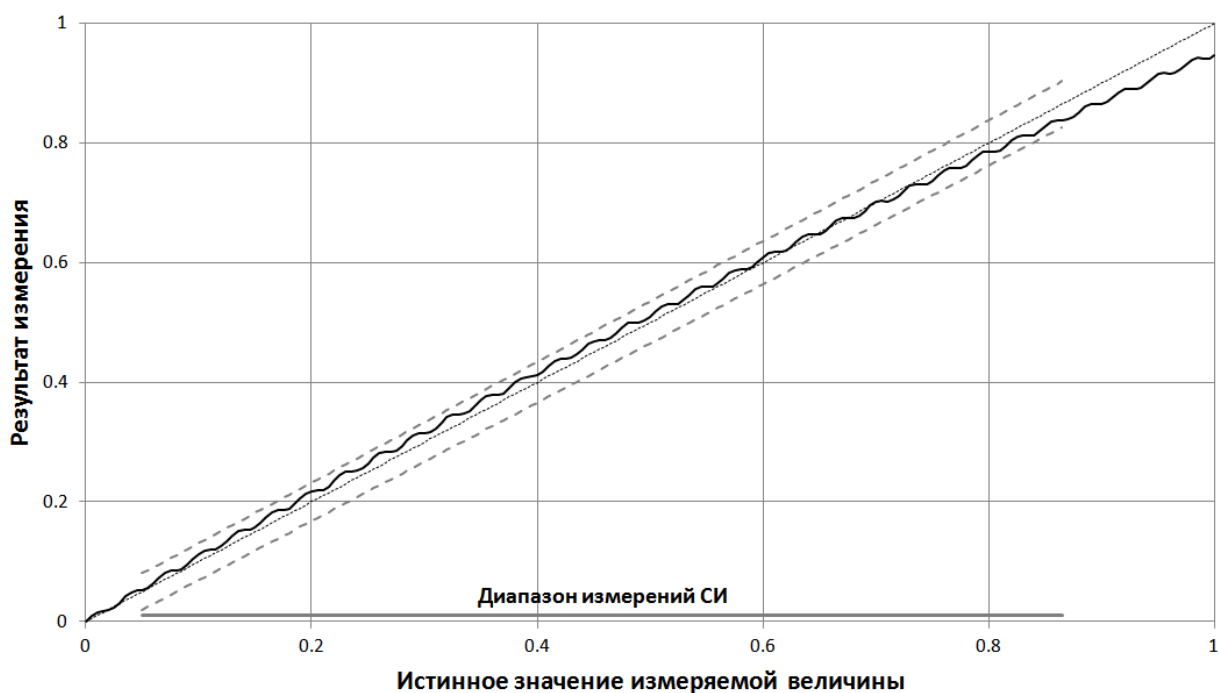


Рисунок 1.1.7 – Типичный вид функции преобразования средства измерений. Прямая линия $Y=X$ (мелкий пунктир) – функция преобразования идеального средства измерений. Волнистая изогнутая линия – функция преобразования реального СИ. Периодические изменения называют дифференциальной нелинейностью, а общий изгиб – интегральной нелинейностью.

Отображенные крупным пунктиром границы вокруг прямой $Y=X$ соответствуют основной погрешности – паспортной характеристике средства измерений

Помимо диапазона измерений, для СИ радиационных характеристик указывают тип и *диапазон энергии* регистрируемого ионизирующего излучения.

Для радиометрических средств измерения указывают *чувствительность СИ* или *эффективность регистрации*. Чувствительность

представляет собой вероятность регистрации факта распада определенного радионуклида в источнике. Эффективность регистрации – вероятность регистрации кванта ионизирующего излучения определенной энергии, рожденного в источнике. Понятие чувствительности используют для радиометров, не обладающих возможностью разделения излучения различных радионуклидов по энергии и применяющихся, как правило, для исследований мононуклидных источников. Понятие эффективности регистрации используют для радиометров, построенных на базе спектрометров, позволяющих выделять излучение отдельных радионуклидов в виде пиков на аппаратурном спектре гамма- или альфа- излучения и измерять активность каждого из радионуклидов в отдельности.

Для спектрометров указывают *дифференциальную* и *интегральную нелинейность*. И та, и другая величина характеризуют отклонение функции преобразования от прямой линии и являются составляющими основной погрешности измерения энергии квантов ионизирующего излучения. Интегральная нелинейность представляет собой предельное отклонение гладкой функции (как правило, полинома более высокого порядка), которой может быть аппроксимирована функция преобразования от линейной функции. Выделение интегральной нелинейности в виде отдельной составляющей позволяет оценить, какая часть основной погрешности измерения энергии квантов ионизирующего излучения может быть учтена (компенсирована) за счет введения нелинейных моделей аппроксимации энергетической шкалы спектрометра. Дифференциальная нелинейность представляет собой соответствующую характеристику амплитудно-цифрового преобразователя [ГОСТ 29109-91], преобразующего амплитуду электрических импульсов в числовой код – номер канала.

Для дозиметров принято дополнительно указывать *энергетическую зависимость чувствительности*, представляющую собой изменение погрешности измерения дозы или мощности дозы, возникающую при изменении энергии квантов ионизирующего излучения. Является ли эта

составляющая погрешности дополнительной или уже учтена в основной погрешности СИ можно определить из декларируемой области применения дозиметра. Энергетическая зависимость чувствительности является определяющей составляющей погрешности измерения для дозиметров гамма-излучения, в которых для регистрации используется сцинтилляционный детектор или счетчик Гейгера-Мюллера. Напротив, дозиметры на основе ионизационных камер позволяют измерять мощность дозы и дозу с хорошей точностью благодаря низкой энергетической зависимости чувствительности.

В Российской Федерации для измерений, входящих в сферы государственного регулирования, разрешается использовать только оборудование, которое внесено в ГРСИ [ФГИС «АРШИН»]. Процедуры проверки и экспертизы, проводимые при внесении СИ в ГРСИ призваны обеспечить метрологическую прослеживаемость результатов измерений к соответствующим эталонам измеряемых величин.

1.1.6.3. Основные методы регистрации ионизирующих излучений

Функционирование средств измерений ионизирующих излучений основано на преобразовании энергии, потраченной ионизирующим излучением на ионизацию, в регистрируемые величины – ток, электрические импульсы, изменения структуры вещества детектора [Болоздыня и др., 2012; Брегадзе и др., 1990]. В зависимости от способа преобразования различают следующие методы регистрации ионизирующих излучений.

Ионизационный метод

Это метод основан на изменении электрической проводимости рабочего тела детектора, вследствие образования в нем под действием ионизирующего излучения носителей заряда. Для измерения ионизационного эффекта рабочее тело детектора помещают в электрическое поле, которое препятствует рекомбинации ионов и придает им направленное движение к

соответствующим электродам. Под воздействием электрического поля возникает направленное движение заряженных частиц – так называемый ионизационный ток, сила которого зависит от приложенного к электродам напряжения и электрического заряда, образовавшегося между ними.

В качестве детекторов используют газонаполненные камеры и полупроводниковые детекторы. В зависимости от способа включения и регистрируемой величины (ток или количество электрических импульсов) газонаполненные камеры разделяют на ионизационные камеры, газоразрядные счетчики Гейгера-Мюллера и пропорциональные счетчики.

Ионизационная камера представляет собой детектор, в котором электрический ток определяется только тем зарядом, который возник вследствие ионизации рабочего тела ионизирующим излучением. При отсутствии источника излучения газ между пластинами является изолятором и ток через рабочее тело камеры не проходит. При прохождении заряженной частицы через межэлектродное пространство происходит ионизация газа. Образовавшиеся ионы под воздействием приложенного напряжения перемещаются к электродам – в цепи протекает электрический ток.

Различают два режима работы ионизационной камеры: токовый и импульсный. Токовые камеры измеряют средний ионизационный ток, образуемый совокупным потоком излучения, импульсные камеры регистрируют отдельные заряженные частицы и фотоны, попадающие в рабочий объем камеры. Энергетическое разрешение лучших образцов ионизационных импульсных камер достигает 15–20 кэВ.

В зависимости от формы электродов ионизационной камеры подразделяются на цилиндрические, плоские и сферические.

Газоразрядные счетчики Гейгера-Мюллера – это разновидность ионизационной камеры, в которой происходит лавинное усиление заряда до предельно-возможных для этой камеры значений. Обычно в счетчике Гейгера-Мюллера разреженный газ располагается внутри трубки, вдоль оси которой располагается проволочный анод, а на некотором расстоянии от него

– цилиндрический катод. При прохождении через детектор заряженная частица ионизирует газ, при этом образующиеся электроны, двигаясь к аноду, попадают в электрическое поле, напряженность которого увеличивается при приближении к проволочному аноду, что приводит к вторичной ионизации. Это приводит к образованию коронного разряда в газе. Применяются специальные способы для гашения разряда. Благодаря этому формируется импульс ограниченной продолжительности и амплитуды. Этого достаточно для фиксации факта прохождения единичной частицы, однако не позволяет определить ее энергию.

Пропорциональные счетчик – это разновидность ионизационной камеры, в которой происходит лавинное усиление заряда до значений, пропорциональных изначально образовавшемуся заряду. Пропорциональный счетчик имеет такую же конструкцию, как и счетчик Гейгера-Мюллера. В объеме счетчика также происходит вторичная ионизация и создаются электрические лавины, что приводит к многократному усилению тока ионизации, созданной регистрируемой частицей. Однако, за счет подбора состава газовой смеси и напряжения питания, коронного разряда не происходит. Таким образом, пропорциональный счетчик регистрирует ионизацию, пропорциональную энергии первичной частицы, что позволяет определять ее энергию.

Для регистрации альфа- и бета-частиц используют преимущественно торцовые счетчики. Один из торцов корпуса счетчика закрывают тонкой пленкой из слюды или полимерной пленки толщиной $1-5 \text{ мг/см}^2$.

Для спектрометрии бета-, гамма- и рентгеновского излучений малых энергий применяют пропорциональные детекторы с газовым усилением. Поскольку источник излучения обычно находится вне детектора, должна учитываться потеря энергии частицей во входном окне детектора.

Одним из показателей качества счетчиков является его эффективность – отношение количества зарегистрированных счетчиком частиц к числу входящих в него частиц. Обычно эффективность счетчиков по отношению к

гамма-квантам составляет доли процента, а по отношению к альфа- и бета-частицам – от нескольких до десятков процентов.

При измерении источников малой активности используют разновидность газовых ионизационных детекторов – проточные пропорциональные счетчики. Измеряемая проба помещается внутрь счетчика, и в рабочий объем непрерывно подается газ.

Полупроводниковые детекторы (ППД). Плотность вещества чувствительного объема в полупроводнике примерно на три порядка выше плотности газа в ионизационной камере, а энергия образования пары носителей на порядок ниже. ППД обладают самой высокой чувствительностью относительно других типов ионизационных детекторов и незначительно уступают по этому параметру сцинтилляционным детекторам. Вследствие низкой энергии образования пары носителей количество таких пар относительно велико, вследствие чего уменьшается статистическая неопределенность амплитуды электрического сигнала на выходе, и, как следствие, – улучшается энергетическое разрешение детектора. В настоящее время ППД занимают ведущее положение в области спектрометрических измерений. Высокая разрешающая способность ППД обеспечивает проведение прецизионных спектрометрических измерений.

Для регистрации гамма-излучения используются преимущественно детекторы на основе высокочистого германия и кремния. Коаксиальные детекторы в алюминиевом корпусе позволяют регистрировать гамма-излучение с энергией от 30 кэВ, а планарные детекторы в корпусе с окном из бериллия или углеродсодержащего пластика – от 5 кэВ. Для уменьшения электрических шумов и достижения лучшего энергетического разрешения эксплуатация ППД на основе особо-чистого германия осуществляются при температуре жидкого азота.

ППД для спектрометрии альфа-излучения имеют толщину чувствительного слоя 25–200 мкм и площадь рабочей поверхности от

десятков до нескольких тысяч мм². Лучшие образцы детекторов имеют разрешение порядка 20–30 кэВ для альфа-частиц с энергией 5 МэВ.

ППД, используемые для регистрации бета-излучения, имеют толщину чувствительного слоя от долей миллиметра у поверхностно-барьерных кремниевых детекторов до нескольких миллиметров у литий-кремниевых детекторов. Этого недостаточно для полноценной бета-спектрометрии – пробег бета частиц отдельных радионуклидов (например, ²¹⁴Bi) больше толщины чувствительного слоя. По этой причине, а также вследствие непрерывности спектров бета-излучения, затрудняющей, а в ряде случаев и исключающей возможность идентификации радионуклидного состава по спектру бета-излучения, ППД бета-излучения используют обычно в радиометрическом режиме для измерений суммарной бета-активности или активности мононуклидных источников.

Сцинтилляционный метод

В основе сцинтилляционного метода измерения ионизирующих излучений лежит явление люминесценции (холодного свечения вещества).

При попадании частицы излучения в вещество сцинтиллятора происходит ионизация и возбуждение атомов. При переходе атомов из возбужденного в основное состояние высвечивается энергия в виде вспышек света (сцинтилляций), которые могут быть зарегистрированы. Визуальная регистрация сцинтилляций практически невозможна: для того чтобы заметить наиболее сильные сцинтилляции, возникающие под воздействием альфа-частиц в сернистом цинке, глаз должен адаптироваться в темноте в течение нескольких часов⁴. Поэтому, для регистрации сцинтилляций применяют фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), с помощью которого образовавшиеся при сцинтилляции фотоны превращаются в электрический сигнал (импульс электрического тока).

⁴ Но именно так и был открыт эффект сцинтилляции.

От веществ, которые применяются в качестве сцинтилляторов, требуется, чтобы они обладали высоким сечением взаимодействия с ионизирующим излучением, были прозрачны для собственного излучения, давали интенсивные вспышки в диапазоне длин волн фотонного излучения, соответствующем максимуму спектральной чувствительности ФЭУ и имели короткое время высвечивания.

По химическому составу сцинтилляторы подразделяют на неорганические и органические, а по агрегатному состоянию – на твердые, жидкие и газовые. Из неорганических сцинтилляторов для регистрации бета- и гамма-излучения используют йодистый натрий (калий), активированный таллием – NaI(Tl), KI(Tl), йодистый цезий, активированный таллием или натрием CsI(Tl), CsI(Na); для регистрации альфа-излучений – сернистый цинк, активированный серебром – ZnS(Ag). Для регистрации гамма-излучения применяют также сернистый кадмий, активированный серебром – CdS(Ag) вольфрамат кадмия – CdWO₄, а также бромид лантана LaBr₃, характеризующийся наилучшим энергетическим разрешением среди сцинтилляторов.

Основной областью применения неорганических сцинтилляционных детекторов на основе монокристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl) является гамма-спектрометрия и прикладные радиометрические измерения. Высокая эффективность регистрации гамма-излучения и простота обслуживания делает эти детекторы основным инструментом для решения радиоэкологических задач и регистрации даже незначительно превышающих фоновое излучение потоков частиц.

Сцинтилляционные неорганические детекторы уступают по энергетическому разрешению полупроводниковым детекторам, однако, использование вычислительной техники и современного программного обеспечения позволяет надежно идентифицировать радионуклиды и измерять их активность в смесях из 5–7 радионуклидов.

Эффективный атомный номер материала неорганических сцинтилляторов существенно отличается от соответствующего параметра биологической ткани, вследствие чего энергетическая зависимость чувствительности дозиметров, выполненных на базе неорганических сцинтилляционных кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl) оказывается существенной.

Из органических веществ наибольшее распространение для использования в качестве сцинтилляторов получили: антрацен ($C_{14}H_{10}$), нафталин ($C_{10}H_8$), стильбен ($C_{14}H_{12}$), некоторые виды пластмасс и других веществ. Органические сцинтилляторы излучают в основном в ультрафиолетовом диапазоне. Поэтому для возможности наблюдать вспышки в видимом спектральном диапазоне органические сцинтилляторы обычно готовят из смеси нескольких компонентов. Первичные центры флуоресценции возбуждаются за счет энергии заряженных частиц и излучают фотоны ультрафиолетового диапазона. Второй компонент поглощает первично испущенные фотоны и переизлучает поглощенную энергию в виде фотонов видимого света.

Органические пластические сцинтилляторы получили широкое распространение для детектирования гамма- и бета-излучения. Они имеют ряд преимуществ перед неорганическими сцинтилляторами: малое время высвечивания, прозрачность, возможность обеспечения высокой эффективности регистрации благодаря большому объему и практически любой конфигурации, простота изготовления. Основным недостатком органических сцинтилляторов всех видов являются их худшее энергетическое разрешение по сравнению с неорганическими сцинтилляторами.

Существенной особенностью, определяющей место органических сцинтилляторов в задачах радиационного контроля, является малый эффективный атомный номер вещества сцинтиллятора. Это исключает возможность использования органических сцинтилляторов для спектрометрии гамма-излучения – вероятность фотоэффекта для них на

порядки меньше вероятности комптоновского взаимодействия (сечение фотоэффекта пропорционально Z^5 – см. формулу (1.14), а сечение комптон-эффекта – Z), вследствие чего на аппаратурном спектре отсутствуют пики полного поглощения гамма-квантов. С другой стороны, отличие атомного номера вещества органического сцинтиллятора от биологической ткани не столь существенно, как для неорганических сцинтилляторов. Вследствие этого энергетическая зависимость чувствительности дозиметра, использующего для детектирования излучения органический сцинтиллятор, оказывается не столь существенной и, как правило, составляет 20–30% в диапазоне энергий 50–3000 кэВ. Этим обусловлено широкое использование органических сцинтилляторов в полевых многофункциональных средствах измерения, совмещающих функции поискового прибора и дозиметра.

Жидкие сцинтилляторы являются раствором сцинтиллирующего вещества в органическом растворителе. Жидкие сцинтилляторы эффективно и широко используют для регистрации бета-излучений. Бета-излучатели непосредственно вводят в состав сцинтиллирующего раствора. Жидкие сцинтилляторы получили широкое распространение в задачах измерения активности радионуклидов с низкой энергией бета-излучения – ^{14}C и ^3H .

Одной из важных характеристик сцинтилляционных детекторов является *время высвечивания* – время, в течение которого поглощенная в сцинтилляторе энергия частицы конвертируется в световой импульс. Типичное время высвечивания неорганических сцинтилляторов – от десятков наносекунд до десятков микросекунд. Органические сцинтилляторы (пластиковые и жидкие) высвечиваются в течение наносекунд.

Для регистрации *альфа-излучения* широко используется сцинтиллятор $\text{ZnS}(\text{Ag})$, представляющий собой порошок белого цвета, который фиксируют на прозрачной или отражающей подложке. Для измерений низких (10^{-2} – 10^{-3} Бк/л) концентраций альфа-излучающих радионуклидов сконцентрированные посредством упаривания образцы смешивают с порошком сернистого цинка.

Непрозрачность этого сцинтиллятора не позволяет использовать его в спектрометрических задачах.

Для спектрометрии и радиометрии альфа-излучения применяют тонкие (порядка сотен мкм) кристаллы CsI. Такие сцинтилляторы представляют собой тонкие пластины, наклеенные на пластиковую или стеклянную подложку.

В последнее время получили развитие оксидные и фторидные наносцинтилляторы, особенности структурных и светоизлучательных характеристик которых открывают перспективы их применения в задачах радиационной медицины.

Люминесцентный метод

В дозиметрии ионизирующих излучений получили распространение несколько методов, основанных на изменении структуры вещества под воздействием ионизирующих излучений, с последующим считыванием этих изменений посредством люминесценции.

Сущность явления заключается в том, что образованные в люминофоре под действием ионизирующего излучения носители заряда (электроны и дырки) локализуются в центрах захвата, в результате чего происходит накопление поглощенной энергии, которая затем освобождается при дополнительном воздействии – освещении люминофора ультрафиолетовым излучением определенной длины волны, либо нагреве. Наблюдаемое при этом свечение – люминесценция – служит мерой поглощенной энергии.

По типу дополнительного воздействия различают эффекты фотолюминесценции и термолюминесценции.

Фотолюминесценция – люминесценция, возникшая в результате действия ионизирующего излучения с последующим облучением световым потоком. В качестве детекторов излучения, как правило, используются неорганические материалы, активированные серебром (метафосфатные

стекла): NaCl–Ag, KCl–Ag, CaSO₄–Mn и др. Чувствительность дозиметров определяется концентрацией серебра и видом других компонентов. Максимальный уровень радиофотолюминесценции наблюдается при содержании 1–2% серебра. Пределы измерения этих детекторов от нескольких мГр до 10⁶ Гр.

Термолюминесценция – явление свечения ранее облученного ионизирующим излучением вещества при его нагревании. При плавном повышении температуры твердых органических веществ до нескольких сотен градусов, предварительно облученных заряженными частицами или гамма-излучением, температуры максимумов радиотермолюминесценции соответствуют температурам структурных переходов. Спектр термолюминесценция определяется энергетической структурой ионизированных центров свечения. Световая энергия (световыход) пропорциональна энергии, переданной образцу этого вещества, т.е. дозе излучения.

В настоящее время для практического применения используют термолюминесцентные дозиметры (ТЛД) на основе детекторов нескольких типов, каждый из которых имеет свои особенности, а их выбор определяется следующими основными требованиями: чувствительностью детектора только к ионизирующему излучению, линейной зависимостью выхода люминесценции от дозы облучения, отсутствием затухания в широком диапазоне температур, малой зависимостью чувствительности от мощности дозы и энергии ионизирующих излучений, оптимальной стоимостью при массовом применении.

Фотоэмульсионный метод

В основе метода лежит реакция восстановления галогенидов серебра, находящихся в составе фотоэмульсии, что выражается в изменении ее прозрачности (почернение фотоэмульсии в целом или ее отдельных локальных участков). Ядерная фотоэмульсия (ЯФЭ) представляет собой слой

желатина, в котором равномерно распределены мелкие (0,1–1 мкм) кристаллы галогенида серебра (обычно AgBr и AgCl). Под действием ионизирующих частиц в кристаллах образуются центры, состоящие из групп атомов металлического серебра. Совокупность таких центров образует скрытое изображение. При лабораторной обработке (проявлении) фотоэмульсии в ней выявляется так называемый трек частицы. Оптическая плотность каждого трека на проявленной ЯФЭ пропорциональна квадрату заряда и обратно пропорциональна скорости частицы, вызвавшей потемнение трека. По длине и толщине трека можно оценить энергию и массу частицы. В соответствии со значениями ЛПЭ медленные альфа-частицы оставляют плотные треки, а быстрые электроны и мезоны – тонкие треки. Частицы большой массы, типа альфа-частиц, оставляют прямые треки. Из-за большой плотности ЯФЭ треки альфа-частиц, испускаемых радиоактивными элементами, получаются очень короткими (порядка 20–50 мкм). Частицы с меньшей массой оставляют в ЯФЭ треки с разной степенью отклонения от прямой линии. После протонов и электронов остаются разнотолщинные, зубчатые треки. Свойства следа, оставленного в эмульсии заряженной частицей, зависят от ее заряда, скорости и массы.

Преимущество ЯФЭ в том, что время экспозиции может быть сколько угодно большим. Это позволяет регистрировать редкие явления. Для регистрации релятивистских частиц используют «эмульсионную камеру», которая представляет собой стопку толстых ЯФЭ без подложки. Их укладывают в десятки и сотни слоев, а затем, благодаря маркировке последовательности, вычисляют траектории прошедших через камеру частиц.

ЯФЭ используются для регистрации и анализа следов заряженных частиц практически любой энергии. По измерениям характеристик этих следов можно идентифицировать частицу и определить ее кинематические характеристики. По точности измерения малых углов метод ядерных эмульсий не имеет себе равных.

К недостаткам метода следует отнести: невозможность измерения эквивалентной дозы непосредственно в процессе облучения, зависимость показаний от условий обработки пленки, относительно малая скорость обработки результатов.

Трековый метод

Метод измерения плотноионизирующих излучений основан на использовании диэлектрических трековых детекторов (ДТД). ДТД избирательно регистрируют плотноионизирующие частицы (альфа-частицы, тяжелые ионы, осколки деления), и, в то же время, нечувствительны к бета-частицам и гамма-квантам [Маренный, 1987].

Заряженные частицы, проходя через диэлектрик, теряют часть или всю свою энергию, производя радиационные нарушения в структуре вещества. В результате вдоль траектории образуется область, в которой находится вещество с измененной структурой, обладающее, как правило, повышенной химической реактивностью. Эту область называют латентным (скрытым) треком. Он может быть обнаружен при помощи электронного микроскопа или другими методами. Благодаря отсутствию в диэлектриках свободных электронов, область латентного трека является довольно стабильной и, в зависимости от состава материала, температуры и влажности среды, сохраняется без изменений в течение нескольких суток, месяцев или даже многих лет. Для выявления треков, под которым подразумевается любая процедура, обеспечивающая увеличение латентного трека до размеров, видимых в оптический микроскоп, разработано несколько методов. Наиболее распространенным является метод избирательного химического травления диэлектрика с латентными треками специально подобранными химическими реагентами, что приводит к образованию вдоль траекторий частиц пустотелых конических или цилиндрических каналов, уходящих от поверхности вглубь материала. Это и есть выявленные треки.

К настоящему времени развито несколько методов наблюдения и счета треков, имеющих свои достоинства и недостатки, в том числе автоматизирующих эти процессы [Маренный, 1987].

Однако, основным и наиболее распространенным методом наблюдения и измерения треков является оптический с помощью микроскопа. Он является наиболее информативным, так как позволяет не только посчитать количество треков, но и измерить их геометрические параметры, по которым могут быть определены энергия, заряд и другие характеристики частиц, обусловивших образование треков. Однако, в ситуациях, когда достаточно измерить только количество треков, зарегистрированных детектором, например, при измерении объемной активности радона, целесообразно использовать метод электроискрового счета.

Поверхностная плотность треков на экспонированном детекторе пропорциональна значению экспозиции Qt , где Q – поверхностная плотность потока ионизирующих частиц; t – интервал времени, в течение которого производилось экспонирование детектора.

В ДТД определенного типа при принятых методах химической обработки и счета треков могут быть измерены (зарегистрированы) лишь частицы в определенном интервале их энергий. Нижняя граница этого интервала определяется тем, что энергия частицы должна быть достаточна для образования обнаруживаемого трека (при использовании электроискрового счета – для образования сквозного трека в тонком детекторе), а верхняя – порогом регистрации детектора (при больших энергиях частиц ее потери энергии на входе в детектор недостаточны для выявления трека).

Проиллюстрируем это положение на примере альфа-частиц, эмитируемых основными радионуклидами семейств ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U . Энергии альфа-частиц, испускаемых при радиоактивном распаде, лежат в интервалах: долгоживущие нуклиды ^{238}U – 3,7–5,0 МэВ; дочерние продукты радона – 5,5–

6,0 МэВ; долгоживущие нуклиды семейства ^{232}Th – 4,0–5,5 МэВ; дочерние продукты распада радона и торона – 6,3–7,9 МэВ. Интервал энергий альфа-частиц, регистрируемых детектором из нитроцеллюлозной пленки толщиной 12 мкм при нормальном падении частиц на детектор и при обычно используемых режимах травления составляет 1,9–4,0 МэВ. Поэтому, при экспонировании детектора для увеличения эффективности регистрации альфа-частиц, в общем случае, на регистрирующую поверхность ДТД накладывают полимерную пленку, играющую роль поглотителя энергии. Так, лавсановая пленка толщиной 12 мкм смещает энергетический интервал регистрации в область 4,0–5,8 МэВ, а толщиной 20 мкм – в область 5,0–6,2 МэВ. При наклонном падении частиц интервал регистрации сужается.

Диэлектрические трековые детекторы являются пороговыми, то есть каждый тип детектора регистрирует заряженные частицы, для которых ЛПЭ вдоль трека превышает некоторое минимальное для данного типа детектора значение. Так, регистрация протонов низких энергий возможна лишь в наиболее чувствительных детекторах на основе модифицированного полимерного материала CR-39 (полиаллилдигликолькарбонат; выпускается под торговыми марками Tastrak, Pershore, American Acrylics, MOM и др.). Регистрация альфа-частиц возможна, помимо CR-39, в трековых детекторах на основе нитроцеллюлозных пленок CN-85 и LR-115. В пленках на основе лавсана и поликарбоната протоны и альфа-частицы не регистрируются, но возможна избирательная регистрация осколков деления.

В качестве примера, ниже представлен ряд параметров, характеризующих трековый детектор LR-115 Type II, представляющий собой слой нитроцеллюлозы (чувствительный слой толщиной 12,8 мкм), нанесенный на поверхность лавсановой или иной основы, удерживаемый на ней за счет сил адгезии:

- линейный диапазон измеряемых значений плотности треков на ДТД: 20–4000 трек/см²;
- эффективность регистрации в 2π-геометрии: 0,2 трек/α-частицу;

- интервал энергий α -частиц (при нормальном падении на ДТД), регистрируемых с вероятностью 100%, МэВ:
 - ДТД без поглотителя: 1,9–4,0;
 - ДТД с поглотителем из лавсановой пленки толщиной 12 мкм: 4,0–5,8;
 - ДТД с поглотителем из лавсановой пленки толщиной 20 мкм: 5,0–6,2;
- уровень собственного фона ДТД не превышает: 10 трек/см²;
- минимально-измеряемый уровень α -загрязнения поверхности с погрешностью 2σ при доверительной вероятности $P=0,95$ при длительности экспонирования ДТД 1 сутки: 0,1 част/(см²·мин);
- основные инструментальные составляющие погрешности измерений:
 - наклон счетной характеристики на 100 В не превышает 6%;
 - нелинейность градуировочной характеристики не превышает 5%;
 - СКО результатов измерений в цикле считывания не превышает 3%;
 - случайная составляющая погрешности значений активности не превышает 10%.

Высокое зарядовое и пространственное разрешение, возможность избирательной регистрации частиц в заданном зарядово-энергетическом интервале путем подбора материала детектора и условий выявления и обнаружения треков, низкая чувствительность к слабоионизирующим излучениям, возможность использовать детекторы практически неограниченной площади и любой конфигурации обусловили использование трековых детекторов для решения многих задач:

- измерение суммарной альфа-активности плоских счетных образцов и других твердых поверхностей,
- исследование поверхностного и пространственного распределения радионуклидов,
- измерения объемной активности радона.

Совокупность регистрационных характеристик ДТД, включая возможность проведения непрерывных пассивных измерений в течение от одного до нескольких месяцев, определяет особую роль детекторов этого типа при проведении широкомасштабных мониторинговых радоновых измерений, заключающуюся в получении среднего за длительные интервалы времени значения ОА радона в помещениях.

Важным преимуществом ДТД является их высокая чувствительность, обусловленная возможностью многократного увеличения времени экспонирования пробы на детекторе. При этом процесс экспонирования может идти параллельно на десятках и даже сотнях проб. Одновременная обработка всех детекторов существенно уменьшает трудоемкость и длительность анализа в пересчете на один счетный образец. Высокая чувствительность ДТД позволяет упростить процесс пробоподготовки, поскольку снижаются требования к степени концентрирования исследуемого радионуклида.

Трековый метод измерения суммарной альфа-активности проб заключается в измерении активности плоского счетного образца, приготовленного из анализируемой пробы. Метод основан на прямо пропорциональной зависимости количества треков на трековом детекторе, зарегистрированных в процессе его экспонирования на поверхности образца, от УА радионуклидов в пробе в предположении, что все радионуклиды (или известная их часть), содержащиеся в исходной массе пробы, переходят в счетный образец. Пробег альфа-частиц в веществе счетного образца, как и в веществе детектора, весьма ограничен, обычно не более 70 мкм, поэтому увеличение толщины измеряемого слоя до значений, превышающих 70 мкм, не приводит к уменьшению минимально-измеряемой активности данным детектором.

Методика измерений суммарной альфа-активности счетных образцов, основанная на трековом методе, сводится к осуществлению следующих процедур: отбор пробы необходимой массы или объема; обработка пробы и

приготовление твердого плоского счетного образца; экспонирование детектора на поверхности счетного образца; химическая обработка детектора (травление) для выявления зарегистрированных треков; счет количества треков на детекторе; расчет активности исследуемого образца.

Трековый метод измерения альфа-активности позволяет получить минимально-измеряемое значение суммарной альфа-активности счетного образца на уровне не более 0,005 Бк.

Измерение с использованием полимерных ДТД включает в себя следующие этапы:

- подготовка детектора необходимого размера,
- закрепление его на обследуемом объекте и снятие его после экспонирования;
- химическая обработка детектора;
- измерение количества треков, зарегистрированных на детекторе;
- расчет определяемой величины.

Авторадиографический метод

Метод авторадиографии (АРГ) позволяет достаточно точно устанавливать характер распределения активности радиоактивных веществ и места их локализации в разнообразных объектах: в сплавах металлов, минералах, почвах, строительных материалах, в животных и растительных тканях, и т.д.

Суть метода заключается в том, что получают «отпечаток» специально подготовленной поверхности испытуемого объекта на ядерной фотоэмульсии или трековом детекторе. Для этого поверхности объекта и детектора приводят в плотный контакт и выдерживают в таком положении определенное время. Ионизирующие частицы, эмитируемые содержащимися в объекте радионуклидами вблизи его поверхности, воздействуют на детектор, формируя скрытое изображение. После выявления треков в областях воздействия частицами получают отпечаток. Специфика отпечатка

в том, что определенные элементы изображения на детекторе появляются только в местах, контактирующих с излучающими радионуклидами, инкорпорированными в объекте. Анализируя по различным признакам отпечаток на детекторе, делают заключение о распределении активности по объекту, перечне и соотношении радионуклидов, наличии кластеров и неоднородностей материала и т.д.

Для получения отпечатка необходима подготовка объекта исследования к АРГ. Прежде всего, это определение необходимой толщины образца, которую выбирают в каждом конкретном случае с учетом плотности материала объекта, вида и энергетического спектра излучения радионуклида. Толстые образцы (шлифы, срезы) при достаточно большой энергии излучения не позволяют получать автордиограммы высокой разрешающей способности, так как излучение из более удаленных от рабочей поверхности слоев будет искажать изображение, образуемое тонким поверхностным слоем исследуемого образца. Слишком тонкие образцы вследствие их невысокой общей активности обычно требуют чрезвычайно длительных экспозиций.

Высокая разрешающая способность при анализе отпечатка обеспечивается, прежде всего, созданием максимально плотного контакта между поверхностью образца и детектором. Улучшить контакт можно за счет тщательной подготовки поверхности образца (например, полировка шлифов металлов или минералов, трамбовка образцов грунта, качество среза тканей и т.д.). Однако, при продолжительном плотном контакте образца с детектором возможны как воздействие химических компонентов образца на детектор, так и изменение образца под действием давления на его поверхность. Поэтому в ряде ситуаций, например, при изучении зафиксированных срезов биологических тканей, изучением гелеобразных структур и т.д., между детектором и объектом необходимо проложить защитную пленку минимальной толщины, т.к. пленка неизбежно приводит к ухудшению разрешающей способности отпечатка. Обычно применяют однородные

полимерные пленки толщиной не более 10 мкм. Если и такая пленка существенно ухудшает разрешение, например, при получении альфа-авторадиограммы от образца толщиной несколько мкм, то защитную пленку наносят непосредственно на поверхность образца. Например, это может быть слой нитролака или другого пленкообразующего вещества толщиной менее микрометра. «Сэндвич» образец-детектор после приведения в плотный контакт, необходимо зафиксировать зажимом.

При проведении АРГ-исследований применяют, в зависимости от решаемой задачи, два основных типа детекторов: ядерные фотоэмульсии и диэлектрические трековые детекторы.

ЯФЭ имеют более высокое пространственное разрешение (для выявления трека достаточно несколько последовательных активированных атомов серебра) и существенно-меньший, чем у ДТД порог формирования трека, благодаря чему в ЯФЭ регистрируются фотоны, высокоэнергетичные электроны и, естественно, более тяжелые частицы в широком интервале энергий. В отличие от этого, в ДТД, в силу порогового механизма регистрации, латентный трек формируют только частицы с ЛПЭ выше некоторого минимального для данного типа детектора значения. Например, этому условию даже для наиболее чувствительных детекторов удовлетворяют протоны, альфа-частицы и более тяжелые ионы в относительно узком интервале энергий. Эти особенности определяют предпочтения при выборе детектора, например:

- для АРГ по изучению объектов с гамма- или бета-излучающими радионуклидами применяются только ЯФЭ,
- для АРГ по изучению ядерных реакций с выходом различных частиц (гамма-кванты, электроны, нейтроны, альфа-частицы и т.д.) применяются ЯФЭ,
- для АРГ по изучению объектов с альфа-излучающими радионуклидами применяются ЯФЭ или ДТД; при этом ДТД целесообразнее, т.к. процесс визуализации треков и последующий

анализ существенно проще, чем для ЯФЭ,

- для получения АРГ топливных или горячих частиц с целью выявления альфа-радионуклидов, особенно при наличии «фоновых» гамма- и бета-излучающих радионуклидов, использование пороговых ДТД позволяет получать дополнительную информацию об энергии альфа-излучения.

В зависимости от размера и детальности изучения отпечатка различают два основных вида АРГ – макроавтордиографию и микроавтордиографию.

Макроавтордиография (макро-АРГ). При исследовании минералов, конструкционных материалов, сплавов и др. подобных объектов сначала изготавливают шлиф или аншлиф. После экспонирования и выявления отпечатка, анализируют полученную автордиограмму. При визуальном исследовании отмечают общий характер распределения радиоактивных атомов в образце, участки минимальной и максимальной плотности, соответствующие наименьшей и наибольшей концентрации радиоактивных атомов, т.е. по степени затемнения поверхности детектора оценивают общий характер распределения радиоактивных атомов в данном образце. Если распределение неравномерное, то определяют количество и размер участков (пятен) скопления радиоактивного изотопа. Более детальную информацию получают при измерении оптической плотности различных участков автордиограммы. Измерение оптической плотности автордиограммы проводят при небольшом увеличении либо сравнением с оптической плотностью автордиограммы-эталона, либо с использованием денситометров, фотометров и т.п. В последние годы автордиограмму подвергают сканированию, данные вводят в компьютер, где и хранят в виде двумерного массива. В зависимости от поставленной перед опытом задачи по измеренной величине оптической плотности делают заключение либо об общей концентрации радиоактивного изотопа, либо о количественном

распределении его в объеме образца. Применение компьютеров значительно облегчило количественный анализ автордиограмм и позволило его автоматизировать.

Таким образом, метод макро-АРГ, в принципе, позволяет определить не только локализацию радионуклидов в объекте, но и активность пятен, т.к. степень потемнения пропорциональна количеству воздействующих на нее частиц. Получение нескольких отпечатков одного и того же образца через определенные интервалы времени позволяет изучать миграцию радионуклидов в исследуемом объекте, наличие дефектов в самом объекте, степень его неоднородности и т.д.

Микроавтордиография (микро-АРГ). В отличие от макро-АРГ в данном случае изучаются треки отдельных заряженных частиц, выявленные в детекторе. Этот метод применяют главным образом для изучения процессов, происходящих на микроуровне: пространственного распределения излучения, взаимодействующего с объектом (в качестве которого может рассматриваться и сам детектор), ядерных реакций, распада радиоактивных ядер, радиометрии и спектрометрии горячих частиц, оценки степени радиохимической чистоты препарата, содержащего радиоактивный изотоп, диффузии в материалах и др.

Микро-АРГ – вариант автордиографии, требующий для анализа автордиограммы применения оптического микроскопа с большим увеличением и различной степенью автоматизации процесса просмотра. Для повышения разрешающей способности микро-АРГ используются также электронные и растровые микроскопы.

Анализ микро-автордиограмм заключается в измерении длин треков, их количества на единице площади или в единице объема детектора, а также пространственное расположение треков. Автордиограмма с использованием в качестве детектора ДТД позволяет легко выделить наличие альфа-радионуклидов в смеси с гамма- и бета-излучающими радионуклидами. Этот метод особенно эффективен при регистрации топливных частиц, например,

на территориях, загрязненных вследствие аварий на атомных объектах или вблизи объектов атомно-энергетического цикла.

Активационная автордиография (активационная АРГ). Многие элементы, подлежащие анализу в образце, не имеют долгоживущих радиоактивных изотопов. Обычные методы анализа недостаточно чувствительны для обнаружения следовых количеств примесей таких элементов в веществах. В этих случаях применяют активационную АРГ. Этот метод основан на превращении определяемых элементов при помощи ядерных реакций в радиоактивные нуклиды с последующим количественным определением их активности. Образец облучают протонами (или тяжелыми ионами) с энергией порядка 1 МэВ/нуклон на ускорителях или нейтронами на атомном реакторе. Энергии нейтронов выбираются таким образом, чтобы в максимальной степени активировать подлежащие исследованию элементы. Количество образовавшихся радиоактивных нуклидов пропорционально потоку частиц, концентрации ядер исследуемых элементов и эффективному сечению ядерной реакции. При облучении заряженными частицами подбором их энергий достигается также то, что активируется только приповерхностный слой.

Особенно эффективна активационная АРГ в исследованиях распределения стабильных элементов, имеющих большие сечения захвата нейтронов определенных энергий, в различных объектах. К таким элементам относятся, например, бор, литий, редкоземельные элементы. В процессе исследования образец приводят в контакт с ДТД на основе нитрата целлюлозы, поликарбоната или лавсана и облучают в реакторе тепловыми нейтронами. Распределение бора и лития воспроизводится распределением треков на АРГ-отпечатке в виде треков альфа-частиц и ядер отдачи. Помимо высокой чувствительности метода (регулируемой подбором флюенса нейтронов), метод имеет высокое пространственное разрешение порядка нескольких микрометров.

Возможности активационной АРГ ограничены рядом обстоятельств. Даже при оптимальном выборе типа и энергии ядер или нейтронов соответствующие ядерные реакции обычно недостаточно избирательны, одновременно активируется несколько элементов, и возможность автордиографического определения данного элемента зависит от остальных компонентов материала. Однако, если активируемые элементы различаются по периодам полураспада и концентрации их соотносятся требуемым образом, то варьируя продолжительность облучения, охлаждения и экспозиции, можно независимо и последовательно получать на одном образце картины различные распределения.

Методы детектирования нейтронов

Для регистрации нейтронов используются практически те же типы детекторов, что и для других видов излучений, но в их состав вводятся вещества, в которых происходят определенные ядерные реакции под действием нейтронов.

Счетчики, содержащие бор. Если внутри газонаполненного счетчика содержится бор, то атомы бора по реакции $B^{10}(n,\alpha)Li^7$ захватывают медленные нейтроны, эмитируя при этом альфа-частицы, которые, в свою очередь, вызывают разряд в газе. Борный счетчик отличается от счетчика Гейгера-Мюллера либо тем, что наполняющий его газ содержит в качестве одной из составных частей трехфтористый бор (BF_3), либо тем, что на внутреннюю цилиндрическую поверхность анода наносится покрытие из бора. Чтобы повысить чувствительность трубки, BF_3 и борный анод могут применяться одновременно.

Камеры деления. Нанесение делящегося изотопа на металлическую поверхность ионизационной камеры превращает ее в камеру деления. Когда атом такого изотопа урана захватывает нейтрон, он делится на две приблизительно равные части – осколки деления. Каждая из них до своей

остановки вызывает в материале сильную ионизацию. Такая частица, проходя через газ ионизационной камеры, создает довольно большое число ионных пар, для того чтобы возник сильный выходной сигнал даже без учета газового размножения.

Реакция поглощения нейтронов бором $B^{10}(n,\alpha)Li^7$, равно как и реакция деления ^{235}U обладают максимумом сечения взаимодействия в области тепловых и надтепловых нейтронов. Для регистрации быстрых нейтронов их замедляют до тепловых энергий – газонаполненный счетчик окружается веществом, богатым содержанием водорода (парафин или полиэтилен).

Органические сцинтилляторы. Основной реакцией взаимодействия надтепловых и быстрых нейтронов с водородом, входящим в состав органических сцинтилляторов, является упругое рассеяние. При этом часть энергии нейтрона передается ядру атома водорода – протону, который впоследствии вызывает сцинтилляцию в органическом сцинтилляторе. Сечение рассеяния нейтронов на водороде во много раз меньше сечения деления ^{235}U или сечения поглощения нейтронов бором. Поэтому чувствительность такого детектора меньше, чем у камеры деления или борного счетчика. Однако, органический сцинтиллятор позволяет производить измерение энергетического спектра нейтронов. Сцинтилляционный спектрометр протонов отдачи на основе стильбена позволяет определить спектр нейтронов, начиная с энергии порядка 0,1 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Анохина А.М., Галкин В.И., Мурзина Е.А. Взаимодействие заряженных частиц с веществом / Ядерная физика в интернете: Проект кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ и отдела электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер НИИЯФ МГУ. – URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/chpartint/index.html>
- Барковский А.Н. Дозы облучения населения Российской Федерации в 2020 году: информационный сборник / А.Н. Барковский, Ахматдинов Руслан Р., Ахматдинов Рустам Р., Н.К. Барышков, А.М. Библин, А.А. Братилова, Т.А. Кормановская, И.К. Романович, Т.Н. Титова (ФБУН НИИРГ им. П.В. Рамзаева), В.Е. Журавлева, А.Г. Сивенков, А.Г. Цовьянов (ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА России). – СПб., 2021. – 83 с.
- Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения : учебное пособие. – Долгопрудный, Московская обл.: Интеллект, 2012. – 204 с. – ISBN 978-5-91559-105-8.
- Брегадзе Ю.И., Степанов Э.К., Ярына В.П. Прикладная метрология ионизирующих излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 263 с. – ISBN 5-283-02998-0.
- Бушуев А.В., Кожин А.Ф., Алеева Т.Б., Петрова Е.В., Зубарев В.Н. Практическая спектрометрия ядерных излучений : учебное пособие. – М.: НИЯУ МИФИ, 2016. – 260 с.
- ГОСТ 29109-91 (МЭК 748-4-87). Приборы полупроводниковые. Микросхемы интегральные. Часть 4. Интерфейсные интегральные схемы : государственный стандарт. – М.: ИПК Издательство стандартов, 2004. – 39 с.
- ГОСТ 8.010-2013. Межгосударственный стандарт. Государственная система обеспечения единства измерений. Методики выполнения измерений. Основные положения : межгосударственный стандарт. – М.: Стандартинформ, 2019. – 99 с.
- ГОСТ 8.638-2013. Государственная система обеспечения единства измерений. Метрологическое обеспечение радиационного контроля. Основные положения : межгосударственный стандарт. – М.: Стандартинформ, 2014. – 11 с.
- Гриббин Дж. 13,8. В поисках истинного возраста Вселенной и теории всего. – М.: «Манн, Иванов и Фербер», 2016. – 240 с. – ISBN: 978-5-00100-205-5.
- Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. – 4-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 512 с. – ISBN 978-5-9221-1250-5.

- Кудряшов Е.И., Маренный А.М., Мещерякова О.М., Попов В.И. Исследование пространственного распределения поглощенной энергии в треке тяжелой заряженной частицы. // В кн.: Вопросы микродозиметрии. – М.: Атомиздат, 1973. – С. 49–55.
- Маргулис У.Я., Брегадзе Ю.И., Нурлыбаев К.Н. Радиационная безопасность. Принципы и средства ее обеспечения. – М.: Доза, 2010. – 320 с.
- Маренный А.М. Диэлектрические трековые детекторы в радиационно-биологическом эксперименте. – М. Энергоатомиздат, 1987.
- Маренный А.М., Антропов С.Ю., Карл Л.Э., Щитов Д.В., Сидякин П.А., Мурзабеков М.А. Система мотивированного сбора информации о содержании радона в помещениях с участием населения // Радиационная гигиена. – 2022. – Т. 15, № 1. – С. 96–103. <https://doi.org/10.21514/1998-426X-2022-15-1-96-103>
- МУ 2.6.1.037–2015. Определение среднегодовых значений ЭРОА изотопов радона в воздухе помещений по результатам измерений разной длительности : методические указания. – М.: ФМБА России, 2016. – 48 с.
- МУ 2.6.1.2838-11. Радиационный контроль и санитарно-эпидемиологическая оценка жилых, общественных и производственных зданий и сооружений после окончания их строительства, капитального ремонта, реконструкции по показателям радиационной безопасности : методические указания. – М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2011. – 26 с.
- РМГ 29-2013. Государственная система обеспечения единства измерений. Метрология. Основные термины и определения : рекомендации по межгосударственной стандартизации. – М.: Стандартинформ, 2014. – 56 с.
- СанПиН 2.1.3684-21. Санитарно-эпидемиологические требования к содержанию территорий городских и сельских поселений, к водным объектам, питьевой воде и питьевому водоснабжению населения, атмосферному воздуху, почвам, жилым помещениям, эксплуатации производственных, общественных помещений, организации и проведению санитарно-противоэпидемических (профилактических) мероприятий : санитарные правила и нормы. Утверждены постановлением Главного государственного санитарного врача Российской Федерации от 28.01.2021 № 3. Зарегистрированы в Министерстве юстиции Российской Федерации 29.01.2021, регистрационный № 62297.
- СанПиН 2.3.2.1078-01. Гигиенические требования безопасности и пищевой ценности пищевых продуктов. Утверждены Главным государственным санитарным врачом Российской Федерации 06.11.2001.

Зарегистрированы в Министерстве юстиции Российской Федерации 22.03.2002, регистрационный № 3326.

СанПиН 2.6.1.2523-09. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) : санитарные правила и нормативы. – М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009. – 100 с.

СП 2.6.1.2612-10. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ 99/2010) : санитарные правила и нормативы. – М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2010. – 83 с.

ФГИС «АРШИН». Федеральный информационный фонд по обеспечению единства измерений. Утвержденные типы средств измерений. – URL: <https://fgis.gost.ru/fundmetrology/registry/4>

Ярмоненко С.П., Вайнсон А.А. Радиобиология человека и животных : учебное пособие. – М.: Высшая школа, 2004. – 549 с. – ISBN 5-06-004265-0.

Miles J. Methods of radon measurement and devices. – 8 p. – URL: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/36/010/36010924.pdf