

PRIMER EJERCICIO

GRUPO B. FÍSICA Y TECNOLOGÍA NUCLEARES

TEMA 2: Esquemas de desintegración radiactiva. Interacción de partículas cargadas y radiaciones con la materia. Detección de partículas y radiaciones.

Contenido

1	RESUMEN EJECUTIVO	3
2	RELACIÓN CON OTROS TEMAS.....	3
3	UNIDADES BÁSICAS	4
4	DESINTEGRACIÓN RADIATIVA.....	5
4.1	Introducción	5
4.2	Modelos de desintegración radiactiva	9
4.2.1	Emisión de partículas α	10
4.2.2	Emisión de partículas β	11
4.2.3	Captura electrónica.....	13
4.2.4	Desintegración ramificada.....	14
4.2.5	Emisión de rayos γ	14
4.2.6	Emisión de rayos X (fenómeno indirecto)	15
4.2.7	Fisión espontánea.....	15
4.2.8	Desintegración y crecimiento radiactivo	16
5	INTERACCIÓN DE PARTICULAS CARGADAS Y RADIACIONES CON LA MATERIA	18
5.1	Conceptos básicos.....	18
5.2	Interacción de la radiación α y otros iones cargados positivamente con la materia	18
5.2.1	Ionización.....	18
5.2.2	Alcance.....	19
5.3	Interacción de las partículas β con la materia.....	20
5.3.1	Mecanismo de pérdida de energía	20
5.3.2	Alcance y riesgo.....	22
5.4	Interacción de la radiación electromagnética con la materia.....	22
5.4.1	Atenuación de los fotones	22
5.4.2	Fenómenos de absorción de la radiación electromagnética.....	23
5.5	Interacción de los neutrones con la materia	26
5.5.1	Fuentes de neutrones	26
5.5.2	Interacción de los neutrones con la materia	26
6	DETECCIÓN Y MEDIDA DE LAS PARTÍCULAS Y RADIACIONES	27
6.1	Detectores de ionización gaseosa.....	27
6.1.1	Curva de ionización	27
6.1.2	Cámara de ionización	29

6.1.3	Contadores proporcionales	29
6.1.4	Contador Geiger-Müller	30
6.2	Detectores de centelleo	31
6.3	Detectores de semiconductores.....	32
6.4	Dosímetros.....	34
6.4.1	Dosímetros de lectura directa	34
6.4.2	Detectores de termoluminiscencia	35
6.4.3	Dosímetros de película fotográfica	36
6.4.4	Dosímetros de neutrones	37
6.5	Instrumentos de detección visuales.....	37
7	BIBLIOGRAFÍA	37

1 RESUMEN EJECUTIVO

Este tema trata los fundamentos de la desintegración radiactiva, la interacción de partículas cargadas y radiaciones con la materia, y la detección de estas partículas y radiaciones.

En primer lugar, se describen los esquemas de desintegración radiactiva, detallando los diferentes modelos como la emisión de partículas α , β , captura electrónica, desintegración ramificada, emisión de rayos γ y rayos X y fisión espontánea. Además, se discuten las leyes que rigen la desintegración y el crecimiento radiactivo.

En el siguiente punto sobre la interacción de partículas cargadas y radiaciones con la materia, se exploran los mecanismos básicos de interacción de la radiación α y otros iones positivamente cargados, la interacción de las partículas β , y la interacción de la radiación electromagnética (rayos X y γ) y los neutrones con la materia. Se enfatiza la ionización, el alcance de las partículas, y los fenómenos de absorción y atenuación de la radiación.

Finalmente, en el último apartado, se aborda la detección y medición de partículas y radiaciones mediante diversos tipos de detectores. Estos incluyen detectores de ionización gaseosa, de centelleo, de semiconductores, y dosímetros de distintos tipos (de lectura directa, termoluminiscentes, de película fotográfica y de neutrones). También se mencionan los instrumentos de detección visual como las cámaras de niebla y de burbujas, que permiten visualizar las trayectorias de partículas ionizantes.

Por tanto, este tema proporciona una visión integral de los procesos de desintegración radiactiva, la interacción de diversas radiaciones con la materia y las técnicas utilizadas para su detección y medición. Es un tema esencial para abordar con holgura los sucesivos temas de la oposición tanto en la parte de seguridad nuclear como la protección radiológica, destacando tanto los fundamentos teóricos como las aplicaciones prácticas en la industria y la investigación científica.

Este resumen sintetiza los contenidos principales del tema, facilitando una comprensión general de los temas abordados sin entrar en detalles técnicos específicos.

2 RELACIÓN CON OTROS TEMAS

Si bien este tema es básico para la comprensión del resto del temario en lo que se refiere a la seguridad nuclear y, muy especialmente en la protección radiológica, guarda estrecha relación con los siguientes temas:

- 1.B.1. Radiactividad natural. Series radiactivas. Isótopos. Reacciones nucleares. Radiactividad artificial. Estructura nuclear. Fuerzas nucleares. Estabilidad nuclear.
- 1.B.3. Neutrones. Interacción de los neutrones con la materia. Secciones eficaces de las reacciones neutrónicas. Fisión nuclear. Difusión y moderación de neutrones.
- 1.B.10. Blindajes contra las radiaciones. Diseño. Materiales. Cálculos.
- 3.B.1. Interacción de las radiaciones ionizantes con la materia viva. Efectos biológicos de las radiaciones ionizantes.
- 3.B.2. Magnitudes y unidades de protección radiológica.

- 3.B.3. Instrumentación y métodos analíticos utilizados en la detección y medida de la radiación ionizante. Verificación, calibración y control de calidad.
- 3.B.5. Protección radiológica ocupacional de los trabajadores expuestos. Principios generales, medidas de protección en el diseño y en la operación de las instalaciones.
- 3.B.7. La dosis debida a la radiación externa. Métodos de estimación. Dosimetría.

3 UNIDADES BÁSICAS

Las unidades básicas relacionadas con este tema, son:

- Actividad: magnitud física que mide la tasa de desintegración de un radionucleido, correspondiente a una cantidad de dicho radionucleido en un determinado estado energético en un momento dado. Es el cociente entre dN y dt , donde dN es el valor esperado del número de desintegraciones nucleares espontáneas que se producen desde dicho estado energético en el intervalo de tiempo dt :

$$A = \frac{dN}{dt}; [A] = [N] = [s^{-1}]$$

Antiguamente, se usaba la unidad Curio (Ci), que es la actividad de 1 g de Radio natural (Ra-226):

$$\begin{aligned} 1 \text{ Ci} &= 3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \\ 1 \text{ Bq} &= 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ Ci} \end{aligned}$$

Para definir la peligrosidad de una fuente radiactiva es necesario conocer las características de la radiación que emite, se puede dar una idea aproximada de dicha peligrosidad a partir de la actividad de la fuente. Dicho de otra manera, cuanto más actividad tenga una fuente más peligrosa será, a priori.

- Periodo de semidesintegración: tiempo que transcurre hasta que la cantidad de núcleos radiactivos de un isótopo radiactivo se reduce a la mitad de la cantidad inicial. También se conoce a esta unidad como período, semiperiodo, semivida o vida media.

$$[T_{1/2}] = [s^{-1}]$$

Algunos ejemplos son:

Isótopo	Período	Emisión
Uranio-238	4510 millones de años	α
Carbono-14	5730 años	β
Cobalto-60	5,271 años	γ
Radón-222	3,82 días	α

- Constante de desintegración: tiempo necesario para que se desintegren la mitad de los núcleos de una muestra inicial de un radioisótopo. Se representa por el símbolo λ . Expresa la probabilidad de que un núcleo se desintegre en la unidad de tiempo.

$$= [s^{-1}]$$

- Vida media: promedio de vida de un núcleo o de una partícula subatómica libre antes de desintegrarse. Se representa por T .

$$= \frac{1}{\lambda}; [T] = [s]$$

4 DESINTEGRACIÓN RADIATIVA

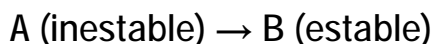
4.1 Introducción

La desintegración radiactiva es un fenómeno nuclear espontáneo desde un estado energético del núcleo inicial hasta otro estado final en el que el núcleo posee una energía inferior.

Se rige por las leyes de la estadística, de forma que la probabilidad de que un núcleo cualquiera se desintegre en un intervalo de tiempo es independiente de toda influencia externa (presión, temperatura, composición química, lo que le ocurra al átomo inmediatamente cercano, ...) y sólo es proporcional al tiempo.

Para una determinada sustancia radiactiva, todos los núcleos tienen la misma probabilidad de desintegración, si el tiempo es lo suficientemente pequeño. La constante de proporcionalidad se denomina constante de desintegración radiactiva y se expresa con el símbolo λ . Para su tratamiento es preciso el empleo de leyes estadísticas; este aspecto es extremadamente importante en lo que se refiere a la detección y medida de las radiaciones ionizantes.

Si se aplica al caso más simple posible en el que un átomo inestable se transforma en otro estable:



Con una constante de desintegración de λ , se puede obtener de forma sencilla la ley básica de la desintegración radiactiva:

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\lambda t}$$

Donde:

- $N(t)$: número de átomos que quedan de A al final del tiempo t .
- $N(0)$: número de átomos iniciales de A.

De esta ley puede deducirse que el periodo de tiempo necesario para que el número de átomos radiactivos se reduzca a la mitad (periodo de semidesintegración, $T_{1/2}$) es igual a $\ln 2/\lambda$, es decir a $0,692/\lambda$, ya que:

$$N(t) = \frac{N(0)}{2}$$

Por tanto:

$$\frac{N(0)}{2} = N(0) \cdot e^{-\lambda t}$$

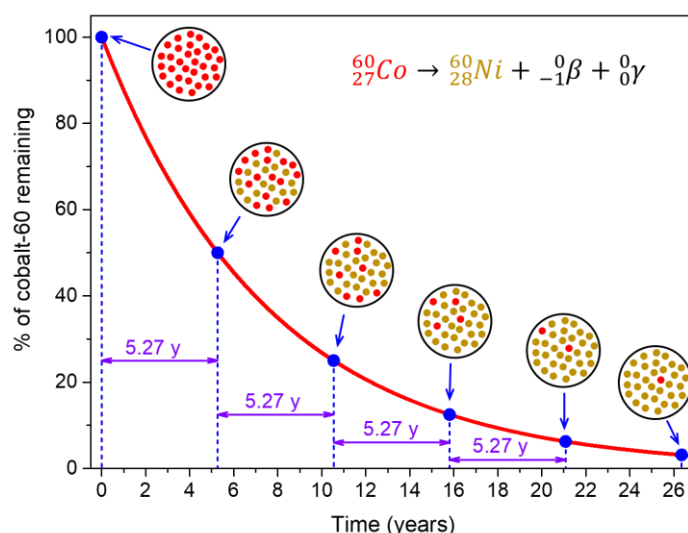
Quedando:

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda t}; -\ln 2 = -\lambda t; \ln 2 = \lambda t$$

Finalmente:

$$t = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693$$

A continuación, se ilustra el periodo de semidesintegración y la curva general de desintegración del Co-60.



1. Curva de desintegración del Co-60.

El concepto de *vida media* ("average life") se refiere al valor medio de la vida de todos los átomos presentes en una muestra de un isótopo radiactivo. Se representa por $t_{1/2}$. En algunas ocasiones se usan erróneamente de forma indistinta los términos "periodo de semidesintegración" y "vida media", ya que su concepto y valor son diferentes.

Si bien, entre ellos sólo existe, como se ve en la ecuación siguiente, un factor de proporcionalidad (el logaritmo neperiano de 2):

$$\frac{dN}{N} : \frac{dN}{N} = 1$$

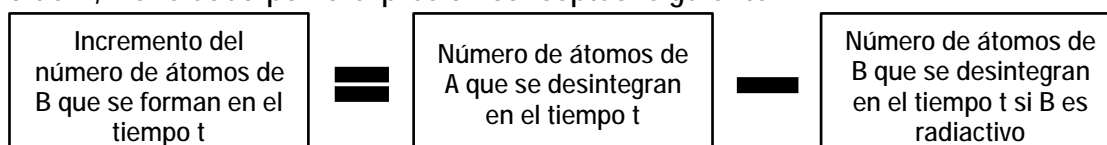
Como se ha expuesto anteriormente, el período de semidesintegración ($T_{1/2}$) es:

$$\ln 2 = \frac{1}{2} \ln 2 = 0,693$$

Por tanto,

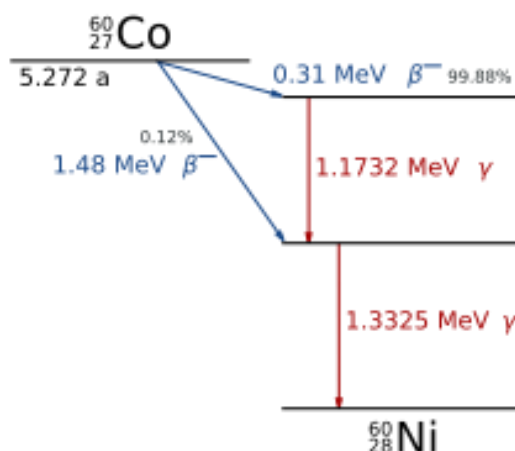
$$\frac{1}{2} = 0,693 \cdot$$

La formación del *nucleido hijo*, suponiendo que en el momento inicial no exista ningún otro átomo de B, viene dada por la expresión conceptual siguiente:

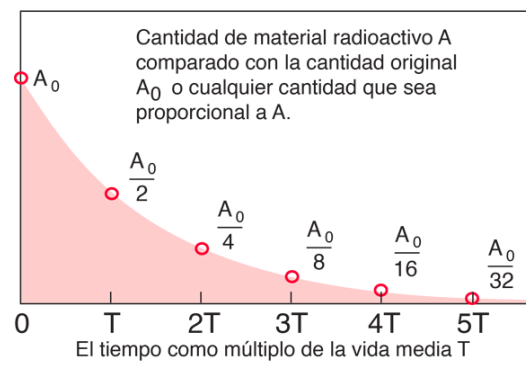


El nucleido que se desintegra se suele llamar *nucleido padre* y el que resulta de la desintegración *nucleido hijo*.

Si en el ejemplo anterior el nucleido B es inestable, volverá a sufrir un proceso de desintegración, estableciéndose la denominada cadena o serie radiactiva y, en función de las correspondientes vidas medias de ambos isótopos radiactivos se establecerán una serie de equilibrios radiactivos que se tratarán más adelante.



2. Esquema de desintegración del Co-60.



La actividad de un radionucleido (el fenómeno medible consecuencia de la desintegración radiactiva) es el número de transformaciones espontáneas esperables en un tiempo dado y es proporcional al número de átomos. Por tanto, si un átomo se desintegra, la actividad al final de un cierto tiempo será:

$$A(t) = A(0) \cdot e^{-\lambda t}$$

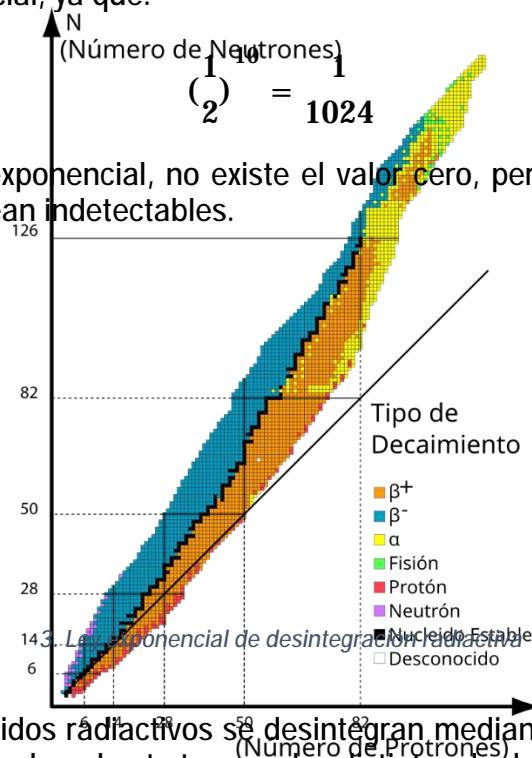
Donde:

- $A(t)$: actividad que queda de A al final del tiempo t .
- $A(0)$: actividad de átomos iniciales de A .

La actividad se expresa en número de desintegraciones por segundo, con una unidad denominada Becquerelio (Bq) que tiene las dimensiones de s^{-1} . La antigua unidad usada era el Curio (Ci). Estos conceptos han sido desarrollados con mayor profundidad en el apartado 3 de este tema.

En la ecuación anterior deben usarse las mismas unidades de tiempo (segundos, horas, años) para $T_{1/2}$ y para t .

La ley de decaimiento de la actividad (fórmula anterior) hace que durante el transcurso de 10 periodos de semidesintegración, la actividad inicial de un nucleido radiactivo caiga a la milésima parte de la inicial, ya que:



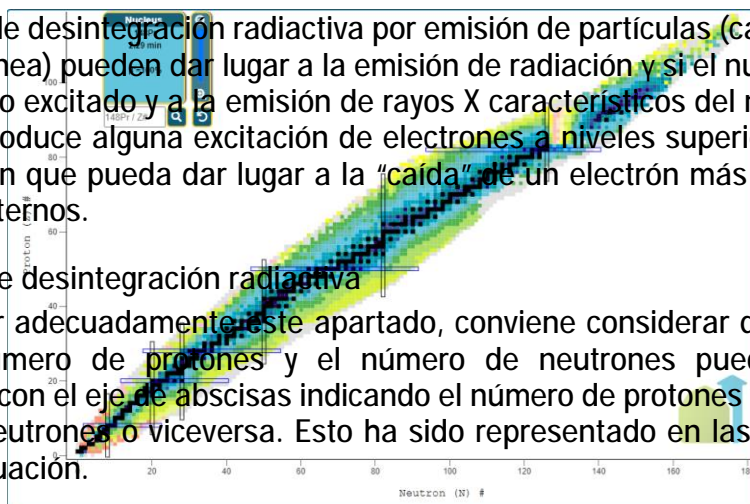
Al tratarse de una ley exponencial, no existe el valor cero, pero sí la actividad llegará a niveles tan bajos que sean indetectables.

La mayoría de los nucleidos radiactivos se desintegran mediante un único proceso, pero en algunos casos existen dos y hasta tres modos distintos de desintegración de un mismo radionucleido padre para dar lugar a diferentes nucleidos hijos. A este proceso se le denomina ramificación y del él se verá algún ejemplo al tratar de los esquemas de desintegración.

Todos los tipos de desintegración radiactiva por emisión de partículas (captura electrónica o fisión espontánea) pueden dar lugar a la emisión de radiación y si el nucleido hijo queda aún en un estado excitado y a la emisión de rayos X característicos del nucleido hijo si en el proceso se produce alguna excitación de electrones a niveles superiores de energía o alguna ionización que pueda dar lugar a la “caída” de un electrón más externo a niveles orbitales más internos.

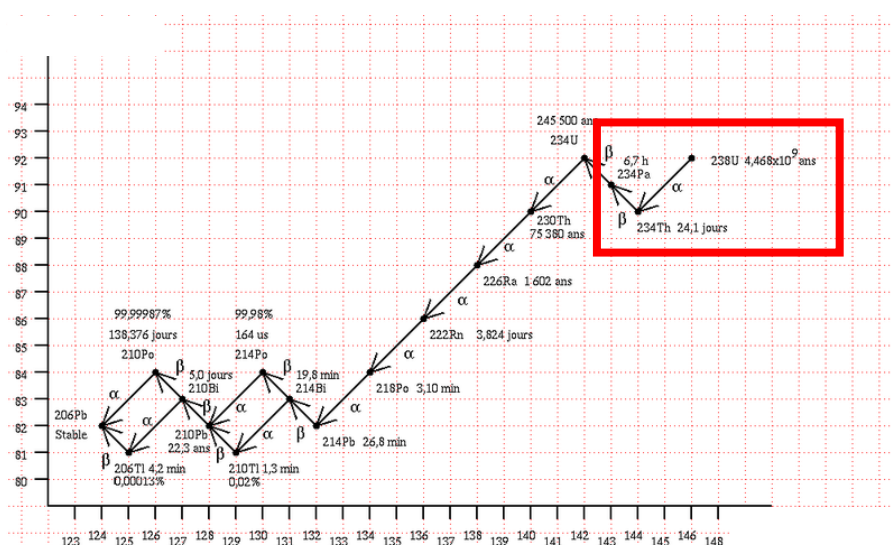
4.2 Modelos de desintegración radiactiva

A fin de exponer adecuadamente este apartado, conviene considerar que la gráfica que relaciona el número de protones y el número de neutrones puede representarse indistintamente con el eje de abscisas indicando el número de protones y el de ordenadas el número de neutrones o viceversa. Esto ha sido representado en las dos gráficas que figuran a continuación.

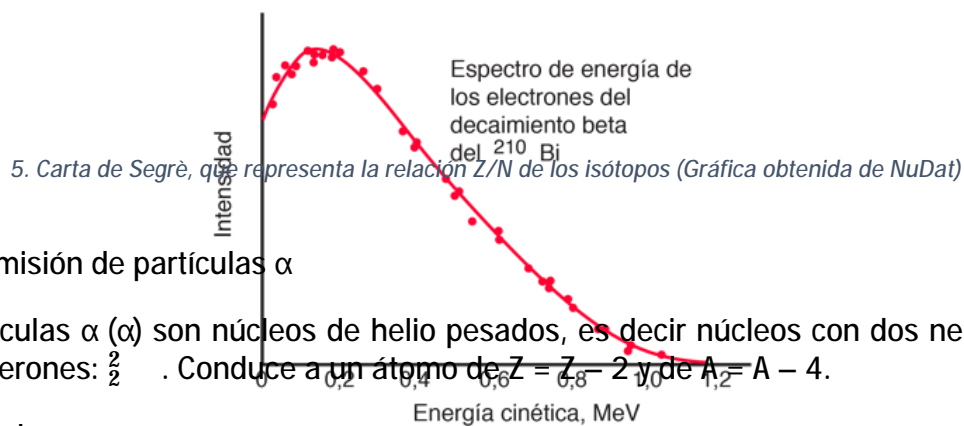


Téngase en cuenta este aspecto en los sucesivos puntos de este subapartado en lo que se refiere a las imágenes usadas durante la exposición.

El lector puede ampliar información en el *Tema 1: Radiactividad natural. Series radiactivas. Isótopos. Radiactividad artificial. Estructura nuclear. Fuerzas nucleares. Estabilidad nuclear*.



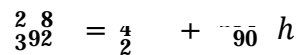
4. Carta de Segrè, que representa la relación N/Z de los isótopos



4.2.1 Emisión de partículas α

Las partículas α (α) son núcleos de helio pesados, es decir núcleos con dos neutrones y dos protones: ^4_2He . Conduce a un átomo de $Z = Z - 2$ y de $A = A - 4$.

Por ejemplo:



Número atómico

Número de neutrones

6. Gráfica de desintegración del U-238

En la imagen se puede observar cómo el ^{238}U pierde dos neutrones ($N = N - 2$) y dos protones ($Z = Z - 2$), dando como resultado que el número másico sea $A = A - 4$.

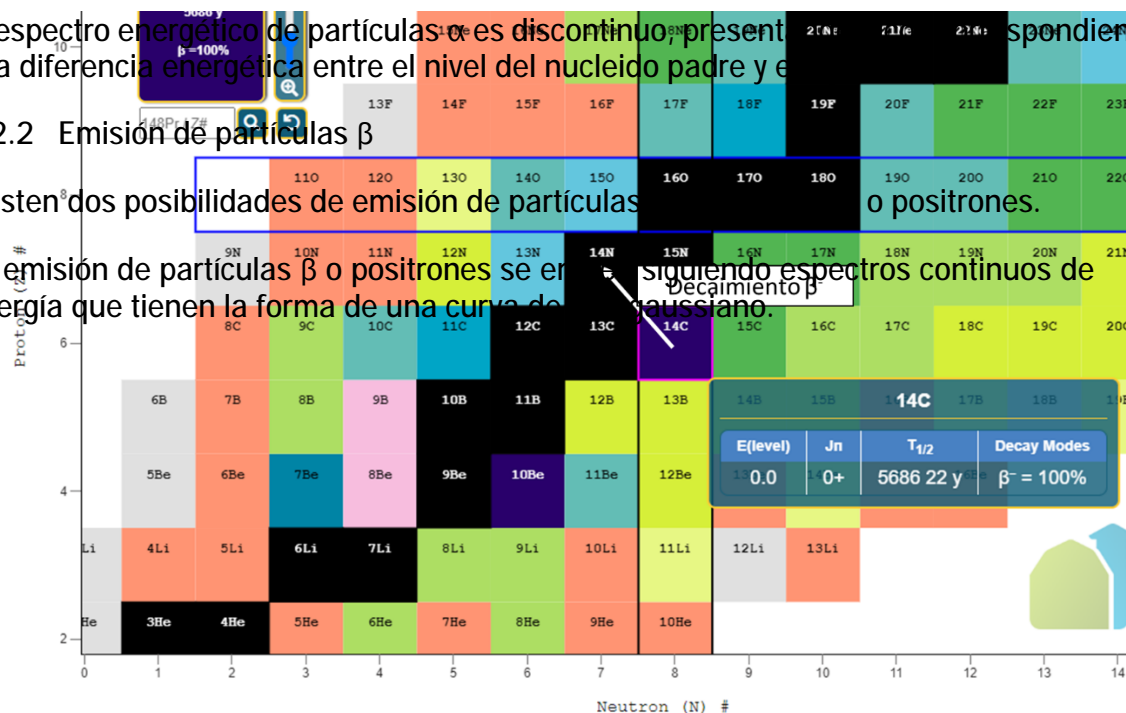
Las partículas α , tras su interacción con el medio material que atraviesan, capturan, como etapa final, dos electrones, dando como resultado la emisión de helio gaseoso.

El espectro energético de partículas α es discontinuo, presentando picos correspondientes a la diferencia energética entre el nivel del nucleido padre y el nivel del nucleido hijo.

4.2.2 Emisión de partículas β

Existen dos posibilidades de emisión de partículas β : β^- o positrones.

La emisión de partículas β^- o positrones se acompaña de la emisión de neutrinos o antineutrinos, siguiendo espectros continuos de energía que tienen la forma de una curva de decaimiento β .

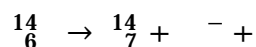


7. Espectro de energía del decaimiento del Bi-210.

4.2.2.1 Emisión de partículas β^-

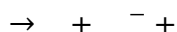
La emisión de partículas β^- se da en los isótopos situados a la derecha de la línea de estabilidad y, por tanto, la relación entre el número de protones y el de neutrones es mayor que la relación de estabilidad, por lo que tenderán a ella perdiendo neutrones.

La masa de la partícula β^- es igual a la masa del electrón y su carga es la misma; sólo las diferencia su origen; las partículas β^- proceden del núcleo de los átomos y los electrones de la corteza de los mismos. Un ejemplo de desintegración β^- es la siguiente:

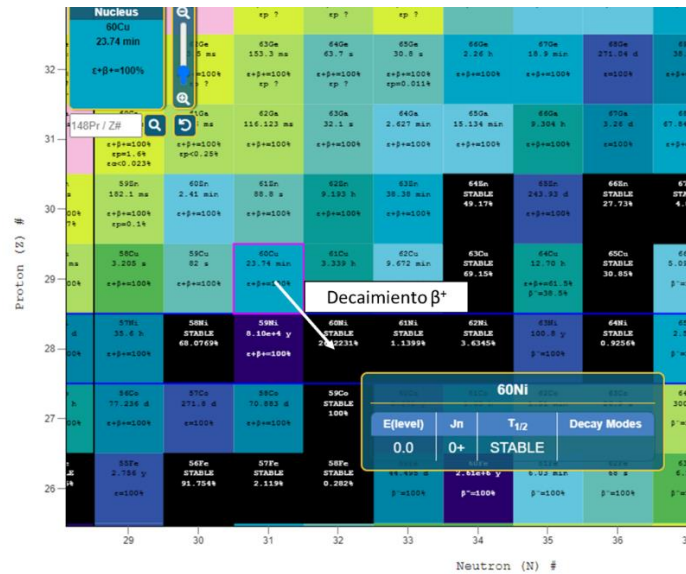


Dan lugar a nucleidos hijos del mismo número másico y con un número atómico superior en una unidad al del radionucleido padre.

Los núcleos (que sólo contienen neutrones y protones) pueden emitir electrones negativos debido a la transformación siguiente:



Donde la partícula $\bar{\nu}$ es un antineutrino (sin carga y masa mucho menor que la del electrón) cuya existencia debe admitirse para justificar el balance energético de la reacción.

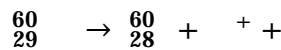


8. Decaimiento β^- obtenido de NuDat 3.0 (téngase en cuenta que NuDat cambia los ejes)

4.2.2.2 Emisión de partículas β^+

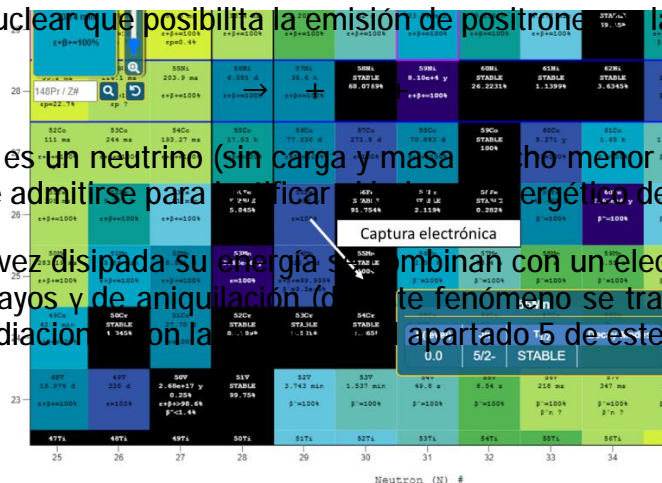
La emisión de positrones se da en los isótopos situados a la izquierda de la línea de estabilidad y, por tanto, la relación entre el número de protones y el de neutrones es menor que la relación de estabilidad, por lo que tenderán a ella perdiendo protones.

La masa de la partícula β^+ es igual a la masa del electrón y su carga es la misma sólo que positiva. Un ejemplo de desintegración por positrones es la siguiente:



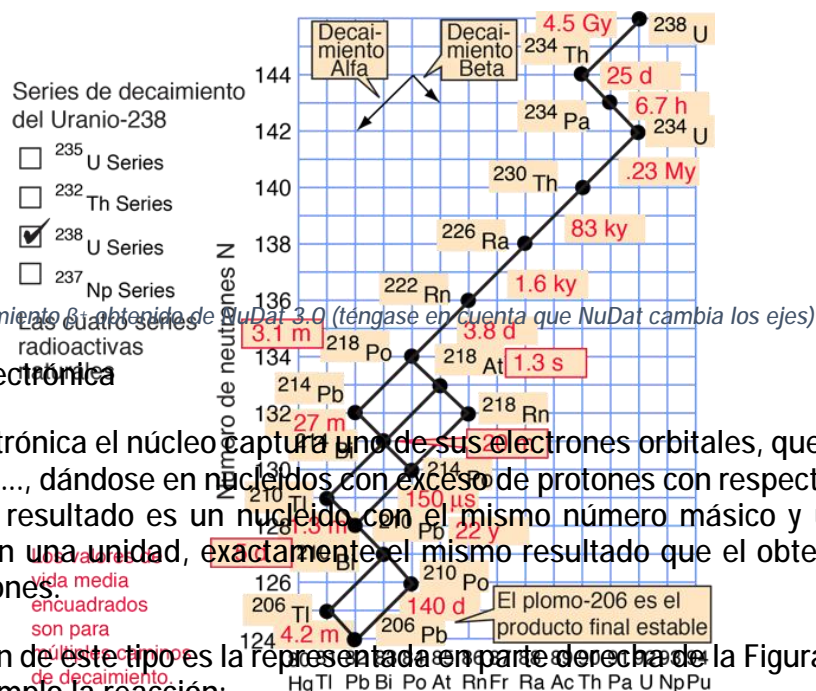
Dan lugar a nucleidos hijos del mismo número másico y con un número atómico inferior en una unidad al del radionucleido padre.

La transformación nuclear que posibilita la emisión de positrones es la siguiente:



Donde la partícula ν es un neutrino (sin carga y masa mucho menor que la del electrón) cuya existencia debe admitirse para conservar la energía de la reacción.

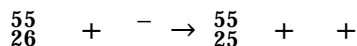
Los positrones, una vez disipada su energía se combinan con un electrón, dando lugar a la aparición de los rayos gamma (este fenómeno se tratará al hablar de la interacción de las radiaciones con la materia, apartado 5 de este tema).



4.2.3 Captura electrónica

En la captura electrónica el núcleo captura uno de sus electrones orbitales, que puede ser de la capa K, L, M,..., dándose en núcleos con exceso de protones con respecto a la línea de estabilidad. El resultado es un núcleo con el mismo número másico y un número atómico inferior en una unidad, exactamente el mismo resultado que el obtenido por la emisión de positrones.

Una desintegración de este tipo es la representada en parte derecha de la Figura 6 y puede ponerse como ejemplo la reacción:

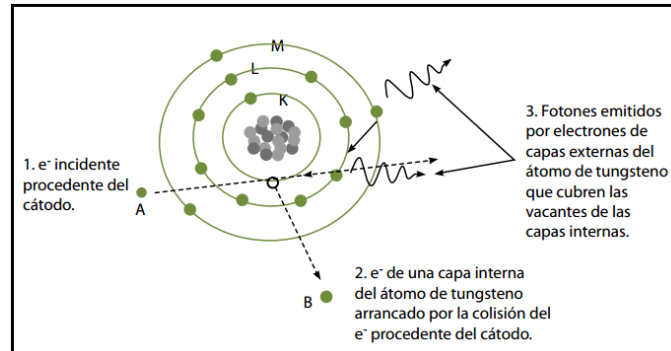


Al producirse una vacante electrónica en una de las capas del átomo hijo, otro electrón de una capa más externa pasará a ocupar la vacante dando lugar a la emisión de rayos X característicos del nucleido hijo.

4.2.4 Desintegración ramificada

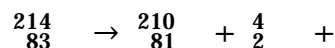
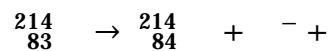
Existen radionucleidos que pueden desintegrarse a través de diferentes procesos, dando, consiguientemente diferentes nucleidos hijos.

Este tipo de desintegraciones aparece en las series naturales primigenias, como en la del U-238, que se muestra a continuación:



11. Cadena de desintegración del U-238.

Así, puede verse, por ejemplo, que:

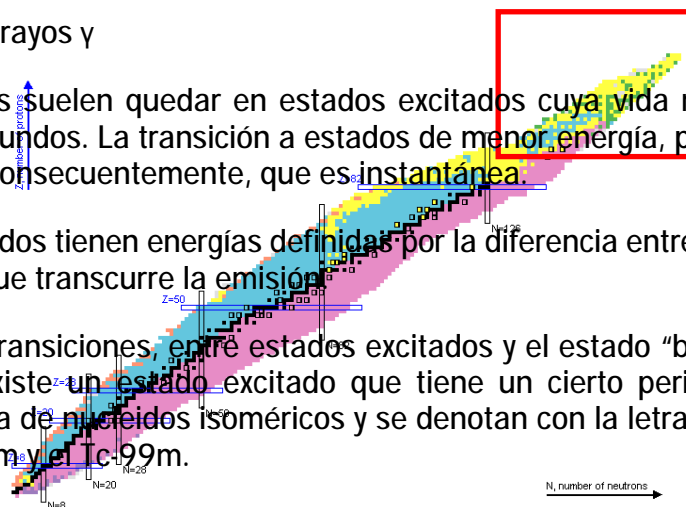


4.2.5 Emisión de rayos γ

Los nucleidos hijos suelen quedar en estados excitados cuya vida media suele ser del orden de 10^{-18} segundos. La transición a estados de menor energía, por emisión de rayos γ, puede decirse, consecuentemente, que es instantánea.

Los fotones γ emitidos tienen energías definidas por la diferencia entre las energías de los niveles entre los que transcurre la emisión.

Cuando en estas transiciones, entre estados excitados y el estado "base" o fundamental de un nucleido existe un estado excitado que tiene un cierto periodo de vida media "medible", se habla de nucleidos isoméricos y se denotan con la letra m. Como ejemplos, se tienen el Co-60m y el Tc-99m.



4.2.6 Emisión de rayos X (fenómeno indirecto)

Siempre que hay captura electrónica, hay emisión de rayos X (que es la radiación que se utiliza en la medida del radionucleido), ya que al producirse una vacante electrónica, electrones de órbitas más elevadas pasan a ocupar el hueco dejado por el electrón capturado.

12. Emisión de rayos X por incidencia de un electrón sobre el átomo.

4.2.7 Fisión espontánea

Existen átomos, como el U-235, que pueden sufrir procesos de fisión espontánea por la existencia de neutrones en el medio ambiente.

Este proceso no es propiamente una desintegración radiactiva, sino una reacción nuclear espontánea que sólo es posible para determinados átomos en los que:

$$\frac{Z}{A} \geq \frac{Z_0}{A_0},$$

La fisión espontánea ocurre en átomos pesados en los que $Z > 82$. En la imagen siguiente aparecen los átomos que sufren fisión espontánea en color verde.

La fisión espontánea producida por neutrones lentos está reducida a unos pocos núcleos, como es el caso de U-235.

13. En verde, los isótopos que sufren fisión espontánea.

4.2.8 Desintegración y crecimiento radiactivo

En las figuras 1 y 3 se ha representado el esquema general de la ley de desintegración. Esa es la representación más simple en la que se muestra cómo un nucleido radiactivo se desintegra. Pero en la naturaleza lo que suelen darse son casos más complejos, en los que la actividad total no es sólo función de la actividad del nucleido padre, porque, o bien existen mezclas de radionucleidos radiactivos, o bien el radionucleido hijo es, a su vez radiactivo y se desintegra, pudiendo ser el nucleido padre el origen de una cadena o serie de desintegración, la cual puede, o no, llegar a una situación de equilibrio radiactivo.

Aunque el tema es más complejo, se tratarán aquí someramente algunos casos:

Mezclas de radionucleidos que se desintegran de forma independiente.

Como la actividad es una propiedad aditiva, la actividad total de la mezcla de radionucleidos resulta ser la suma de las actividades de los radionucleidos que forman la mezcla. Sean dos nucleidos radiactivos 1 y 2.

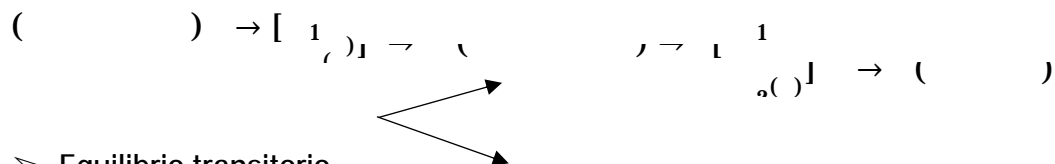
$$A = A_1 + A_2 = \lambda_1 N_1 + \lambda_2 N_2$$

Donde:

- c_1 y c_2 : coeficientes de detección de cada una de las actividades y, frecuentemente, pueden ser bastante diferentes en magnitud.

Crecimiento de la actividad de los nucleidos hijos

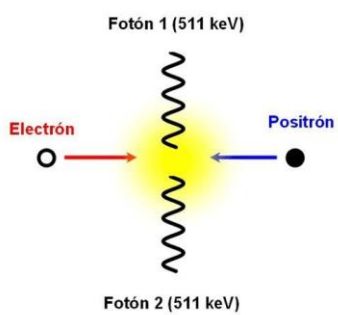
Sea una ecuación de desintegración del siguiente tipo:



➤ Equilibrio transitorio

Si el radionucleido padre A tiene un periodo de semidesintegración superior al del radionucleido hijo B, se alcanza lo que se denomina equilibrio transitorio, en el que la actividad del radionucleido hijo alcanza un valor máximo, transcurrido un cierto tiempo. En el equilibrio, ambos radionucleidos se desintegran con el periodo de desintegración del nucleido padre.

Este equilibrio transitorio es el fundamento de los denominados generadores de isótopos, ya que puede eliminarse la fracción de nucleido hijo alcanzado el equilibrio, volviendo este a crecer nuevamente a costa del radionucleido padre. Una vez alcanzado nuevamente el equilibrio, el radionucleido hijo puede volver a separarse de la mezcla y, nuevamente volverá a crecer a costa del radionucleido padre. Un ejemplo de este sistema muy utilizado en medicina nuclear es el siguiente equilibrio:



5 INTERACCIÓN DE PARTICULAS CARGADAS Y RADIACIONES CON LA MATERIA

5.1 Conceptos básicos

Existen dos tipos de radiaciones ionizantes:

- las formadas por partículas (α , partículas β y positrones);
- y la electromagnética (rayos X y rayos γ).

Estas radiaciones disipan su energía por interacciones con los átomos del medio que atraviesan, produciendo colisiones y choques, lo que conduce tanto a una pérdida de energía, como a una desviación de su trayectoria.

El estudio de la interacción de las radiaciones ionizantes con la materia incluye el estudio de los fenómenos por los que la radiación va perdiendo su energía y el estudio de las modificaciones que se produzcan en la materia como consecuencia de esa pérdida de energía.

En la disipación de energía puede distinguirse claramente la interacción de cada tipo de radiación ionizante:

- en el caso de partículas cargadas, puede definirse un recorrido y una penetración máxima de las partículas cargadas;
- y, en el caso de radiaciones electromagnéticas, estos conceptos no pueden definirse sino que existe una ley exponencial de atenuación por lo que nunca se puede frenar completamente una radiación electromagnética.

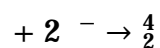
5.2 Interacción de la radiación α y otros iones cargados positivamente con la materia

5.2.1 Ionización

Las partículas α son pesadas y cargadas y se emiten por desintegración radiactiva con una energía uniforme. La pérdida de su energía se hace por excitación e ionización. Al atravesar la materia interaccionarán fundamentalmente con los electrones atómicos sin sufrir desviaciones apreciables, siendo la trayectoria prácticamente una línea recta. La pérdida de energía es debida a las interacciones electromagnéticas con los átomos del medio y su recorrido es muy limitado (como máximo del orden de centímetros en medios muy poco densos).

Un haz monoenergético de partículas α perderá energía al atravesar una cierta cantidad de materia sin que cambie el número de partículas en el haz. En último término se detendrán todas después de haber atravesado el mismo espesor (alcance). Por tanto, las partículas α de la misma energía tienen el mismo alcance o rango, definiendo como alcance la penetración máxima de una partícula α de cierta energía en un cierto medio material.

Cuando una partícula α está muy cerca de su equilibrio térmico con el medio, toma dos electrones y se convierte en un átomo de helio, según:



La interacción de otros iones cargados positivamente es equiparable a las de las partículas α , pero puede decirse que para iones pesados:

- A velocidades suficientemente altas, la pérdida de energía se origina fundamentalmente por excitación e ionización.
- A velocidades comparables a las de los electrones de la capa K, las partículas comienzan a atrapar los electrones del medio y el mecanismo fundamental es aún la ionización.
- A velocidades próximas a las de los electrones de valencia de las moléculas, la pérdida de energía se origina esencialmente por colisiones elásticas entre el ión (incluso si este aún tiene carga positiva) y los átomos del material del medio por el que atraviesan.

5.2.2 Alcance

Debido a que las partículas α provocan una intensa ionización del medio, pierden rápidamente su energía y tienen, por tanto, un recorrido muy reducido.

Por ejemplo, las partículas alfa del ²¹²Po, que son muy energéticas con una energía de 8,4 MeV, no pueden recorrer más de 9 cm en el aire.

Además, como para cada radionucleido emisor de partículas α , éstas son emitidas con energías muy próximas y bien definidas, el alcance en una determinada sustancia viene a ser el mismo para todas ellas.

En la siguiente imagen se ha representado gráficamente el alcance de partículas α en aire, en condiciones normales de presión y temperatura, en función de su energía. Sobre la gráfica se han indicado los puntos correspondientes a las partículas α de seis radioisótopos naturales característicos. Incluso las muy energéticas partículas α del ²¹²Po, con una energía de 8,4 MeV, no pueden recorrer más de 9 cm en el aire.

5.3 Interacción de las partículas β con la materia

Las partículas β de un mismo radioisótopo pueden ser emitidas con muy distintas energías pero siempre inferiores a un valor máximo, característico del isótopo en cuestión.

Esto es debido a la presencia del neutrino, que hace que el espectro β para un radionucleido sea continuo. El valor promedio de energías para un espectro β está en torno a la tercera parte de la energía máxima del mismo espectro.

5.3.1 Mecanismo de pérdida de energía

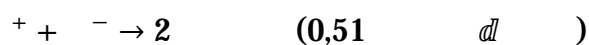
Las partículas β interaccionan con electrones de los orbitales atómicos causando ionizaciones o excitaciones de una forma similar a las partículas α . Sin embargo, como su masa es muchísimo más pequeña, la ionización específica es mucho menor, estando comprendida entre 60 y 7000 pi/cm (pares de iones por cm), mientras que las partículas α tienen un potencial de entre 10^4 y $7 \cdot 10^4$ pi/cm.

Por tener una masa muy pequeña, las partículas β^- y β^+ tienen mucha más movilidad que las partículas α , dando lugar a interacciones más complejas.

Cuando estas partículas abandonan los átomos lo hacen a velocidades muy próximas a las de la luz y, al contrario que las partículas α , sufren numerosas desviaciones a lo largo de su trayectoria por interacciones con los electrones del medio.

Las partículas β también pierden energía mediante la emisión de radiación electromagnética como consecuencia de la interacción de aquellas con los núcleos, y es más importante esta pérdida cuanto mayor es la energía β . La radiación así producida se llama radiación de frenado o *Bremsstrahlung*. Esta radiación está formada por un espectro continuo de fotones cuya energía va desde cero hasta una energía máxima que coincide con la energía cinética de la partícula β que interacciona. Además, esta radiación es más importante cuanto mayor es el número atómico Z del núcleo blanco.

Los dos tipos de partículas β , β^- y β^+ tienen el mismo tipo de interacciones, si se exceptúa la reacción de aniquilación:



—

Los rayos γ son emitidos en direcciones opuestas (son los rayos γ de aniquilación). Este fenómeno ocurre cuando la partícula β^+ ha disipado casi toda su energía, es decir, está al final de su recorrido.

Cuando las partículas β poseen en un medio una velocidad superior a la de la luz en ese medio, existe una pérdida de energía en forma de radiación, aunque es muy pequeña en proporción a la pérdida debida a ionización y excitación. Esto constituye el efecto Cherenkov, que da el color azulado del agua en las piscinas de combustible, en las proximidades de éste.

Producción de rayos X característicos



16. Reactor de investigación RECH-1 en Chile, con su característico brillo azulado: la radiación Cherenkov (OIEA)

La pérdida de energía de las partículas β puede producirse por:

- Absorción: en un determinado material.
- Autoabsorción: en el propio material de la muestra que contiene el emisor, cuando las partículas son de baja energía (emisores β débiles, como el C-15, S-35 y Ca-45 que emiten partículas β de 0,14, 0,15 y 0,4 MeV, respectivamente).
- Dispersión (*scattering*): por choques con partículas del medio sufren desviaciones de su trayectoria.
- Retrodispersión: si se pone la muestra en la parte posterior de una lámina absorbente, de forma que sea imposible que las partículas β emitidas por el emisor lleguen ("sean vistas") por el detector, éste sigue aún detectando radiación. Esta radiación proviene de las partículas β reflejadas en un material reflector según un proceso denominado retrodispersión.
- Radiación de frenado (interno o externo) o "*Bremsstrahlung*": Cuando las partículas β o los electrones de alta energía se aproximan a un átomo pierden velocidad por interacciones con los núcleos atómicos; esa energía perdida es la radiación de frenado que tiene un espectro de emisión continuo desde energía 0 hasta la energía máxima de la partícula β y naturaleza similar a los rayos X. El frenado puede ser interno cuando la partícula interactúa con el propio núcleo que la emite o externo cuando la interacción es con cualquier otro átomo.

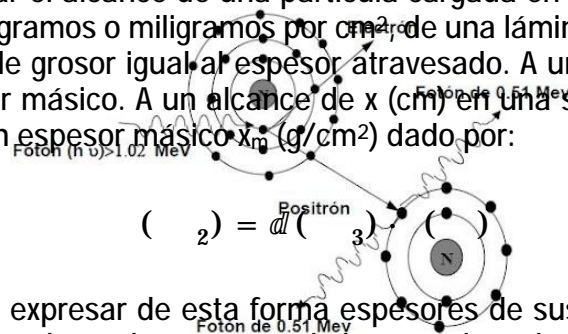
El frenado de las partículas β produce un hecho que debe tomarse en consideración: si se emplea para frenar las partículas β un material pesado, por ejemplo plomo, las partículas β no lo atravesarán, pero será detectable una

radiación detrás de la pantalla protectora debido a la radiación de frenado. Esto es algo relevante en el cálculo del blindaje para este tipo de partículas.

5.3.2 Alcance y riesgo

Dada la pequeña masa de las partículas β , el camino que recorre el electrón en el medio material sufre variaciones en su dirección debido a las interacciones, pudiendo llegar a ser deflectado del medio dando lugar al efecto denominado *back-scattering*. Por esta razón, la profundidad de penetración en la misma sustancia de varias partículas β de la misma energía puede ser muy distinta.

Es conveniente expresar el alcance de una partícula cargada en una sustancia mediante la masa, expresada en gramos o miligramos por cm^2 , de una lámina de dicha sustancia de 1 cm^2 de superficie y de grosor igual al espesor atravesado. A un espesor así expresado se suele llamar espesor másico. A un alcance de x (cm) en una sustancia de densidad d (g/cm^3) corresponde un espesor másico x_m (g/cm^2) dado por:



La ventaja principal de expresar de esta forma espesores de sustancia radica en que el alcance de los electrones depende muy poco de la naturaleza de la sustancia atravesada, siendo prácticamente el mismo si se trata de elementos ligeros. Es decir, que una penetración de electrones de determinada energía en aluminio, expresada en gramos o miligramos por cm^2 , es aproximadamente la misma para aire, agua, tejido orgánico o plástico.

Como órdenes de magnitud, el efecto de frenado que produce en una partícula β el espesor de 1 cm de aire es aproximadamente igual al que produce 0,005 mm de aluminio.

5.4 Interacción de la radiación electromagnética con la materia

Las radiaciones X y γ son dos formas de radiación electromagnética de distinto origen. La radiación X tiene su origen en las transiciones electrónicas en el átomo. Otro tipo de radiación electromagnética es la que se produce por la aniquilación de un par positrón-electrón. Pese a su distinto origen, son radiaciones electromagnéticas idénticas en todos sus aspectos.

Las peculiaridades de su interacción con la materia dependen de la energía de la radiación y de la naturaleza del medio pero no de su origen. Es por ello por lo que, a partir de ahora, cuando se hable de alguna de ellas, se utilizará el término radiación electromagnética o fotones.

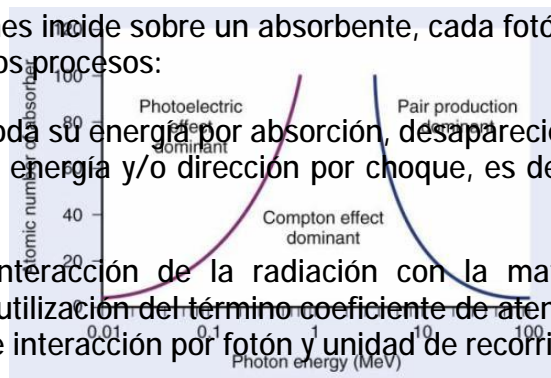
5.4.1 Atenuación de los fotones

La interacción de la radiación electromagnética con la materia difiere notablemente respecto a la de las partículas cargadas (α , β). La diferencia estriba en que la absorción de la radiación electromagnética es de carácter probabilístico, lo que origina que siga una ley exponencial, teniendo que hablar de atenuación y no de alcance como ocurre con las partículas cargadas.

Cuando un haz de fotones incide sobre un absorbente, cada fotón perdido resulta de uno de los siguientes y únicos procesos:

- El fotón pierde toda su energía por absorción, desapareciendo totalmente.
- El fotón varía su energía y/o dirección por choque, es decir, sufre un proceso de dispersión.

El hecho de que la interacción de la radiación con la materia tenga un carácter probabilístico lleva a la utilización del término **coeficiente de atenuación lineal**, μ , definido como la probabilidad de interacción por fotón y unidad de recorrido.



Los fotones interactúan con la materia en función de su energía cuántica ($h \cdot \nu$) y del medio por el que atraviesan.

Ley exponencial de la atenuación. Factor de atenuación y recorrido libre medio. La intensidad inicial de una fuente emisora de rayos γ o X (I_0) está relacionada con la actividad que registra el detector (I_x) con una ley similar a la de la desintegración radiactiva:

$$I_x = I_0 \cdot e^{-\mu x}$$

Donde:

- μ : coeficiente de absorción lineal (centímetros^{-1}).
- x : espesor del absorbente (centímetros).

Existe otro *coeficiente de atenuación* llamado *másico* que es igual al lineal dividido por la densidad del medio, que se mide en cm^2/g , y que suele estar tabulado.

De igual manera que en la ley general de la desintegración radiactiva se definía un periodo de semidesintegración como el tiempo necesario para que la actividad de la muestra decaiga a la mitad, aquí se puede definir el espesor de semi-reducción ($x_{1/2}$) como el espesor necesario para que la intensidad del haz de radiación se reduzca a la mitad. Este valor es muy utilizado en el cálculo de blindajes.

Este espesor de semi-reducción es:

$$I_x = \frac{I_0}{2}; \frac{I_x}{I_0} = \frac{1}{2} = e^{-\mu x_{1/2}}$$

$$x_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu} = \frac{0,693}{\mu}$$

5.4.2 Fenómenos de absorción de la radiación electromagnética.

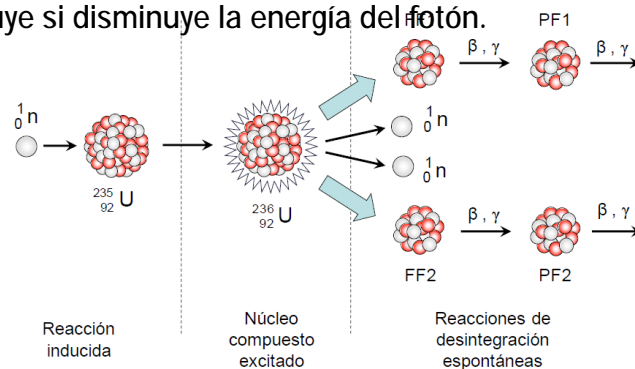
Los tres fenómenos básicos involucrados en la absorción de la radiación electromagnética son los que se describen en los apartados siguientes.

5.4.2.1 Efecto fotoeléctrico

Para los fotones de baja energía y materiales de elevado Z este fenómeno es el más relevante. Consiste en una cesión total de la energía del fotón a un electrón orbital, el cual sale expulsado de su órbita con una energía igual a la de la radiación ($h \cdot \nu$) menos la energía de enlace del electrón en su órbita.

Este fenómeno siempre va acompañado por la emisión de rayos X característicos porque el hueco se rellena con electrones más externos.

Evidentemente, sólo puede tener lugar si la energía del fotón es superior a la energía de enlace del electrón. La probabilidad de que se produzca este fenómeno aumenta con el aumento de Z y disminuye si disminuye la energía del fotón.



17. Efecto fotoeléctrico.

5.4.2.2 Efecto Compton

Este fenómeno se da para fotones de energía media y materiales con Z inferiores a los que producen el efecto fotoeléctrico y, habitualmente, es más importante que aquel. En este caso la energía del fotón incidente se divide en dos porciones:

- una para dar energía cinética a un electrón poco ligado al núcleo;
- y otra para dar lugar a otro rayo γ de energía menor con cambio de dirección.



Cuando la energía de los fotones está comprendida en un rango intermedio (0,5 - 5 MeV), es la interacción que predomina. Mediante este mecanismo el fotón pierde energía en sucesivas interacciones hasta que es absorbido por efecto fotoeléctrico.

5.4.2.3 Efecto de producción de pares

Es el fenómeno inverso al de la aniquilación de positrones. Mediante él, un fotón se convierte en un electrón y en un positrón por la acción de un campo eléctrico (el de los átomos del medio). Este fenómeno sólo se puede dar si la energía del fotón es, como mínimo 1,02 MeV y será tanto más probable cuanto mayor sea su energía.

Cuando el positrón ha perdido casi toda su energía cinética, se aniquila al encontrarse con un electrón de uno de los átomos dando lugar a la emisión de dos rayos γ de aniquilación (0,51 MeV) que surgen en direcciones diametralmente opuestas.

19. Efecto de producción de pares.

5.4.2.4 Preponderancia de los distintos mecanismos de interacción

Como se ha mencionado, cada uno de los efectos de interacción de los fotones con la materia es función del Z del material y de la energía del fotón.

En la siguiente figura se representa la preponderancia de cada efecto según el valor de Z y la energía del fotón incidente. Así para un material de $Z = 40$, hasta 0,2 MeV aproximadamente, el efecto preponderante es el fotoeléctrico y para energías superiores a 10 MeV el efecto predominante es el de la producción de pares.

Para fotones con energías comprendidas entre 0,7 y 4 MeV el efecto que se produce es el Compton.

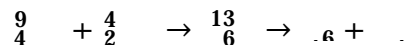
Debe tenerse en cuenta que siempre todos los fotones acaban siendo absorbidos por efecto fotoeléctrico, ya que los otros dos fenómenos producen fotones de energía cada vez más baja hasta que se alcanza la zona exclusiva de efecto fotoeléctrico. Por tanto, si bien no directamente, todos los fotones acaban siendo absorbidos produciendo iones positivos (átomos a los que se les ha arrancado un electrón) y electrones (es decir pares de iones).

Por ello, las radiaciones electromagnéticas pueden detectarse por los mismos procesos de detección de iones que las partículas α o β .

5.5 Interacción de los neutrones con la materia

5.5.1 Fuentes de neutrones

Fueron descubiertos al bombardear Berilio con partículas α :

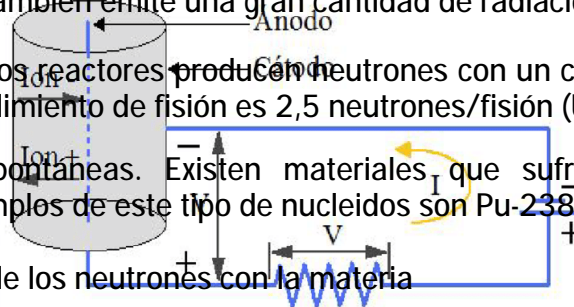


Las fuentes comunes de neutrones son:

- Reacciones (α, n). Las reacciones (α, n) se preparan mezclando una fuente emisor α con un material que hace de blanco.
 - a) Emisores: Ra-226, Po-210, Pu-239
 - b) Blancos: B, Be, Li, Na, F

Todas las reacciones (α, n) producen neutrones con un espectro de energías propio. Es de resaltar que al mismo tiempo que la fuente de Ra-Be es un intenso emisor de neutrones, también emite una gran cantidad de radiación γ .

- Reactores. Los reactores producen neutrones con un cierto espectro de energías. El típico rendimiento de fisión es 2,5 neutrones/fisión (U-235).
- Fisiones espontáneas. Existen materiales que sufren fisiones espontáneas. Algunos ejemplos de este tipo de nucleidos son Pu-238, Pu-240 y Pu-242.

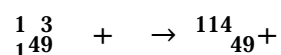


5.5.2 Interacción de los neutrones con la materia

Los neutrones, al carecer de carga eléctrica, no ionizan directamente los gases; pero pueden detectarse de forma indirecta mediante reacciones nucleares que dan como resultado partículas cargadas de elevada energía.

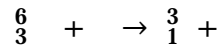
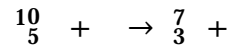
Un neutrón interacciona con la materia sólo cuando se acerca tanto a un núcleo que puede hablarse de colisión entre ambos; esto puede dar lugar a:

- una colisión elástica o inelástica (de la que se dimana un rayo γ medible),
- la absorción del neutrón por el núcleo (captura radiante o reacciones (n,γ) como la siguiente:

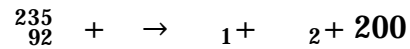


Este $^{114}_{49}$ es metaestable y decae a un estado estable mediante emisiones γ .

- una reacción nuclear de transmutación como las siguientes:



- una reacción de fisión nuclear, como ocurre con el U-235:



21. Esquema general del proceso de fisión nuclear

6 DETECCIÓN Y MEDIDA DE LAS PARTÍCULAS Y RADIACIONES

Para la detección de las radiaciones ionizantes se ha producido un gran desarrollo de instrumentos de detección, cuyo fundamento básico es la detección de los iones que se producen en su interacción con la materia.

6.1 Detectores de ionización gaseosa

6.1.1 Curva de ionización

22. Regiones de trabajo de los detectores de ionización gaseosa.

Este tipo de detectores está formado por una cámara llena de gas en cuyo interior existe un campo eléctrico.

El gas que lleva el detector es un buen aislante, luego ninguna corriente eléctrica apreciable circulará entre los electrodos. Al incidir una radiación sobre la cámara, en su interacción con el gas de llenado, producirá una ionización del gas y el campo eléctrico existente en el detector pondrá en movimiento los iones producidos hacia los electrodos de distinto signo. De esta forma, en el detector se originará una corriente o impulsos eléctricos que pueden ser medidos con la instrumentación adecuada, revelando así la presencia de la radiación, y pudiendo indicar, en determinadas condiciones, la naturaleza y energía de la radiación.

Variando la tensión aplicada, la cámara puede responder en una de las siguientes regiones de operación, que figuran en la imagen 22.

- I. Región de recombinación. A tensiones muy bajas, los iones y electrones se mueven muy despacio, lo que hace que se recombinen muchos de ellos. Al aumentar la tensión, los iones se mueven con mayor rapidez, dificultándose la recombinación de los mismos, aumentando la carga colectada.
- II. Región cámara de ionización. Representa aquella tensión que hace que todos los iones producidos sean recolectados, así la carga colectada será proporcional a la ionización producida por la radiación, es decir, proporcional a su energía. Existen unos valores de tensión que mantienen la detección en esta zona. Factor de amplificación, A, vale 1.
- III. Región proporcional. Si se sigue aumentando la tensión aplicada, los electrones, debido a la velocidad adquirida, pueden provocar, en sus choques con los átomos y moléculas del gas de llenado, nuevos iones (ionización secundaria), y así se produce una amplificación en la carga recolectada. Factor de amplificación, A, puede superar el valor de 10^4 .
- IV. Región proporcional limitada. Al aumentar la tensión, se forma una nube de electrones en torno al electrodo positivo, haciendo que el factor de multiplicación no sea proporcional. En esta zona IV, la descarga se debe a que los electrones producidos debido a la ionización secundaria forman nubes alrededor del electrodo central, disminuyendo el campo eléctrico creado en el detector, impidiendo así que otros posibles electrones intervengan en la señal, hasta que dichas nubes hayan desaparecido. Esto se produce cuando el número de iones secundarios es alto.
- V. Región Geiger-Müller. En la región Geiger, estas nubes cubren todo el electrodo, y así no se vuelve a recoger otra avalancha de electrones hasta que la nube ha desaparecido. En esta región se tiene la misma amplitud en el impulso, independientemente de la ionización primaria que origina la radiación.
- VI. Región de saturación. Al pasar de la zona V se produce una avalancha de iones secundarios, producidos por los choques de los iones con los electrodos, que arrancan electrones suficientemente energéticos para producir ionización, dando

lugar a una descarga continua. En esta zona VI se deteriora el detector rápidamente.

6.1.2 Cámara de ionización

Las cámaras de ionización son detectores de ionización gaseosa que operan en la zona II, zona cámara de ionización. Se trata de un recinto metálico lleno de un gas en el que se inserta un electrodo aislado. Por la influencia de la radiación ionizante y la aplicación de una diferencia de potencial de unos pocos centenares de voltios entre dicho electrodo y las paredes de la cámara se produce un paso de la corriente a través del gas.

Los gases de llenado de las cámaras de ionización más utilizados son: argón, aire, anhídrido carbónico o una combinación de éstos.

Una de las ventajas que presentan es que se pueden realizar medidas exactas de la dosis. Precisamente sus indicaciones pueden estar en unidades de tasa de exposición y/o de dosis acumulada.

Algunas son robustas y simples, lo que permite una fácil medida de niveles de radiación ambiental en un amplio rango. Otras son más delicadas y complicadas, que se emplean para la medida de haces de radiación focalizados y con un mayor rango que en el caso anterior.

Ejemplos de estos detectores son los monitores de radiación portátiles y de área de alto rango.

23. Esquema básico de un detector gaseoso.

Como es natural, al detectar pares de iones, este tipo de detectores son más eficaces en la detección de partículas α y β que en la detección de radiación electromagnética (de mucho menos poder de ionización, como se ha indicado antes).

6.1.3 Contadores proporcionales

El contador proporcional actúa en la región III de la curva de ionización gaseosa. Se suele emplear para detectar radiación α y radiación β procedente de la contaminación radiactiva.

La radiación incidente en un contador proporcional produce una ionización que, por encontrarse en la zona proporcional, se multiplica, lo que hace que el impulso recogido en los electrodos sea mayor que en una cámara de ionización.

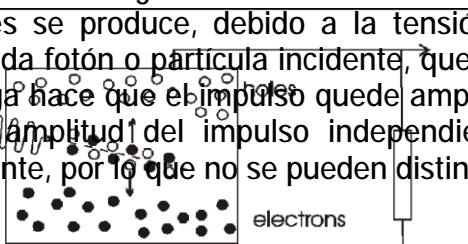
Una ventaja directa de la región proporcional es que los impulsos producidos por la radiación α pueden ser claramente discriminados de los impulsos de la radiación β . Esto es debido a la gran diferencia en la ionización específica de estos dos tipos de partículas radiactivas.

Los instrumentos que operan en esta región tienen un circuito externo de discriminación capaz de discernir el tamaño de impulso de cada interacción, pudiendo colocar el umbral de conteo en la posición deseada.

La eficiencia o probabilidad de detección de un contador proporcional adquiere valores muy próximos al 100% para aquellas partículas α y β que logran penetrar con energía suficiente en el volumen activo del contador.

6.1.4 Contador Geiger-Müller

Los detectores de ionización gaseosa Geiger-Müller actúan en la zona V de la curva de ionización. En dichos detectores se produce, debido a la tensión aplicada entre sus electrodos, una descarga por cada fotón o partícula incidente, que cubre la totalidad del electrodo receptor. Esta descarga hace que el impulso quede amplificado respecto de la ionización primaria, siendo la amplitud del impulso independiente de la ionización producida por la radiación incidente, por lo que no se pueden distinguir la naturaleza ni la carga de la misma.



El tiempo que transcurre entre la formación de la nube y su desaparición recibe el nombre de tiempo muerto, ya que durante ese intervalo el aparato no es capaz de detectar la radiación que le llega. El tiempo de recuperación del detector es aquel que debe transcurrir entre dos impulsos para que ambos alcancen la misma amplitud. El tiempo de resolución es aquel que debe separar la llegada de dos partículas para que las dos sean registradas. Este tiempo viene definido por la electrónica asociada al detector, pues depende de la amplitud del impulso necesaria para que éste sea registrado. En la práctica, el tiempo muerto y el de resolución coinciden. En general el orden de magnitud de todos estos tiempos es de microsegundos.

El gas de llenado del detector se compone de argón y alcohol. La función del alcohol es evitar que los iones de argón alcancen el cátodo provocando el desprendimiento de electrones, que daría lugar a nuevas descargas. Este tipo de gas de llenado tiene una vida limitada debido a la pérdida de poder de extinción del alcohol. Actualmente, el alcohol se sustituye por halógenos, bromo o cloro.

En general, los contadores Geiger-Müller se utilizan para la detección de radiación β y γ , disponiéndose de distinto espesor de ventana según de qué radiación se trate. La eficiencia para radiaciones γ o X no llega al 1%, debido a su poco poder de ionización (recordar que la radiación electromagnética es indirectamente ionizante). Sin embargo, para radiación β , la eficiencia es mayor debido al relativamente intenso poder ionizante de ésta y siempre que se utilice una ventana delgada. Esta eficiencia se acerca al 100% para todas aquellas partículas que penetren en el volumen activo del detector.

Ejemplos de aplicaciones de estos detectores son la medida de tasas de dosis con detectores portátiles y/o de área.

6.2 Detectores de centelleo

Estos detectores se clasifican, en general en los siguientes tipos:

- a) detectores sólidos, como el de NaI(Tl) usado, básicamente, para la detección de rayos γ , en ciertos casos, X.
- b) SZn(Ag) en polvo se usa para hacer láminas muy delgadas para detectar partículas α .
- c) Los centelleadores plásticos (terfenilo en polietileno) se construyen en delgadas láminas y se utilizan para la detección de la radiación β en presencia de radiación γ . Los rayos γ atraviesan la delgada lámina de plástico fácilmente sin interactuar, mientras que la radiación β es absorbida.
- d) centelleadores líquidos, usando como líquido de centelleo diferentes sustancias, como tolueno, antraceno, estilbeno y otros muchos productos. La muestra se mezcla con el centelleador alcanzando así una eficiencia del 100% para la radiación β y α , pudiendo detectar la radiación β de muy baja energía producida por el tritio y C-14.

Estos detectores se basan en que las partículas cargadas al atravesar distintos medios (cristales o soluciones) producen destellos luminosos (radioluminiscencia) que son "vistos" por un detector adecuado (un foto-tubo o célula foto-eléctrica).

El equipo (foto-tubo) está formado, a su vez, por dos electrodos, ánodo y cátodo, contenidos dentro de una ampolla hermética de vidrio en el interior de la cual se ha practicado el vacío. El cátodo (llamado foto-cátodo en este tipo de dispositivos) está recubierto por un material que presenta un acusado efecto de foto-emisividad, es decir, de emisión de electrones por efecto de la incidencia de la luz. Cada vez que un destello luminoso arranca un cierto número de electrones del foto-cátodo, éstos son atraídos por el ánodo y esto da lugar a un impulso eléctrico.

Un problema que retrasó el desarrollo de este tipo de equipos es la baja relación señal/ruido. Para comprender el problema imaginemos que un fotón de 0,662 MeV (característica de los emitidos por el Cs-137) interacciona por efecto fotoeléctrico con el centelleador; el fotón perderá en el toda su energía dando lugar al correspondiente destello. Pues bien, aunque se acoplen centelleador y foto-tubo de la mejor manera técnicamente posible, el número de electrones arrancados del fotocátodo no excederá en mucho la cifra de 3.000; estos electrones darán lugar a un impulso eléctrico que aparecerá amplificado a la salida del pre-amplificador. Pero en la salida del preamplificador hay siempre presente una fluctuación electrónica aleatoria constituida por los propios componentes (a esta fluctuación se le denomina ruido del pre-amplificador) que es del mismo orden que la magnitud de la señal originada por los 3.000 electrones.

No puede esperarse mejora alguna con el empleo de fotomultiplicadores de mayor ganancia que amplifiquen más la señal.

La solución está en aumentar el número de electrones recogidos por el ánodo del foto-tubo y esto se consigue a través de los foto-multiplicadores. Un fotomultiplicador es un foto-tubo modificado por la interposición, entre el foto-cátodo y el ánodo, de una estructura multiplicadora del número de electrones, llegando a obtenerse que por cada electrón inicialmente arrancado del foto-cátodo el número de electrones que lleguen al ánodo sea mucho más grande (del orden de 10^7 , o mayor).

Los electrodos auxiliares interpuestos reciben el nombre de dínodos. El material que constituye los dínodos tiene un efecto de emisión secundaria, de forma que si sobre él impacta un electrón se arrancan varios electrones; la disposición de los dínodos es tal que los electrones que salen de cada uno sean atraídos y focalizados hacia el siguiente por un campo eléctrico establecido en el espacio entre ambos.

6.3 Detectores de semiconductores

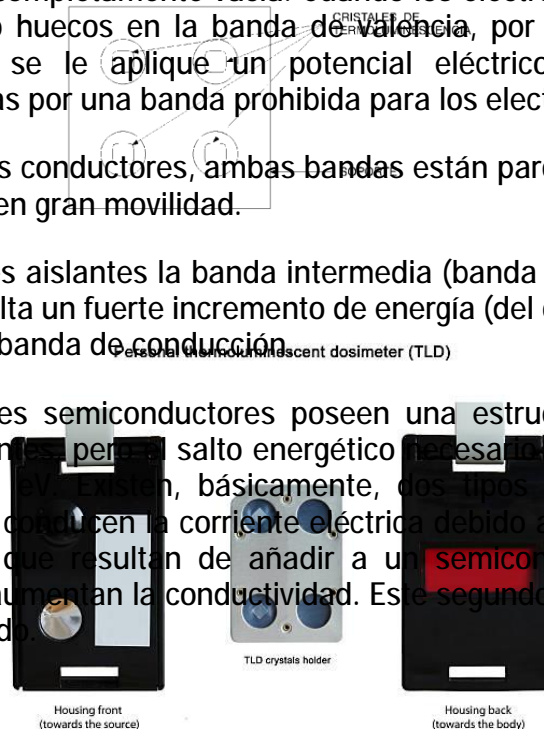
Existen cristales de ciertas sustancias que presentan, debido a su estructura microscópica, unas propiedades características respecto de la conductividad eléctrica. Entre estas sustancias se encuentran los semiconductores.

En los semiconductores, los electrones se encuentran en el cristal ocupando niveles electrónicos de cierta anchura, denominados bandas, que están separados por saltos energéticos. La ocupación de estas bandas se hace a partir del estado menos energético. La última banda ocupada, completamente llena, se denomina banda de valencia pues en ella se encuentran los electrones de valencia. Si la banda de valencia está completamente ocupada, los electrones no tienen posibilidad de realizar movimientos aunque exista un campo eléctrico aplicado. Por encima de la banda de valencia existe otra banda, llamada

banda de conducción, completamente vacía. Cuando los electrones saltan a esta banda, quedan libres, dejando huecos en la banda de valencia, por lo que el cristal se hace conductor en cuanto se le aplique un potencial eléctrico. Ambas bandas están generalmente separadas por una banda prohibida para los electrones.

- En los materiales conductores, ambas bandas están parcialmente solapadas y los electrones poseen gran movilidad.
- En los materiales aislantes la banda intermedia (banda prohibida) es muy ancha, es decir, hace falta un fuerte incremento de energía (del orden de 7 eV) para pasar un electrón a la banda de conducción.

- En los materiales semiconductores poseen una estructura similar a la de los materiales aislantes pero el salto energético necesario es sensiblemente menor, del orden de 1 eV. Existen, básicamente, dos tipos de semiconductores: los intrínsecos, que conducen la corriente eléctrica debido a su estructura atómica, y los extrínsecos que resultan de añadir a un semiconductor intrínseco ciertas impurezas que aumentan la conductividad. Este segundo tipo de semiconductores es el más utilizado.



Typical TLD Card Configuration



En un cristal puro sólo se producen electrones libres debido a la agitación térmica si la radiación interacciona con el cristal. El número de pares de electrones y huecos será proporcional a la energía absorbida por el cristal.

Si el cristal semiconductor se encuentra en un circuito eléctrico se comportará como un dieléctrico, es decir, como aislante. Cuando incida la radiación, al crearse pares libres de electrones-huecos, se convertirá en conductor por lo que circulará corriente por el circuito, dependiendo la resistencia del semiconductor del número de pares libres producidos y, por tanto, de la energía absorbida.

Así pues, al incidir un fotón en el cristal se producirá un impulso eléctrico en el circuito, dependiendo su tamaño de la resistividad presentada, en ese instante, por el semiconductor.

Para mejorar las condiciones de estos cristales se impurifican con pequeñas proporciones de otras sustancias (Li o P, por ejemplo). Con estas técnicas se obtienen detectores para radiación α , β y γ .

Acoplado a este sistema una electrónica que procese las señales, similar al caso del contador de centelleo, se obtendrá también un sistema de espectrometría; con la ventaja de que presenta mayor resolución que aquél, de forma que se identifican más claramente los picos correspondientes a las fuentes radiactivas que se están midiendo.

Una partícula nuclear, al atravesar un semiconductor, crea abundantes pares electrón-hueco hasta que la partícula pierde toda su energía. La producción de pares electrón-hueco se produce comunicando la partícula parte de su energía a electrones situados en la banda de valencia que pasan a ocupar la banda de conducción, creando el correspondiente hueco.

Existen varios tipos de detectores de semiconductores, destacando los siguientes:

- a) De implantación iónica. Se emplea esta técnica (bombardeo con iones acelerados del material a tratar), para formar capas n ó p , con lo que se consiguen ventanas muy delgadas y mucho más estables y más resistentes a las condiciones ambientales que las obtenidas con la técnica de barrera de superficie. La impureza compensadora más utilizada es el litio, siendo el más habitual el detector de Ge(Li). Este tipo de detectores debe estar continuamente a muy baja temperatura, por la elevada movilidad del litio, por lo que se refrigeran con nitrógeno líquido.
- b) Detectores de germanio de alta pureza. Si la concentración de impurezas puede reducirse hasta unos 10^{10} átomos/cm³, la resistividad correspondiente es suficientemente elevada para que se alcance una anchura de zona de vaciamiento de 10 mm con una tensión inferior a los 1.000 voltios, consiguiéndose, por tanto, volúmenes activos comparables a los que se alcanzan con detectores de Ge(Li) sin necesidad del proceso de compensación con litio. Estos detectores se conocen como detectores de germanio de alta pureza o de germanio intrínseco (HPGe) y han venido a sustituir a los detectores de Ge(Li) con la ventaja de que pueden permanecer a temperatura ambiente sin sufrir deterioro alguno, aunque, para conseguir niveles bajos de ruido, es aconsejable mantenerlos a la temperatura del nitrógeno líquido.

6.4 Dosímetros

6.4.1 Dosímetros de lectura directa

Los dosímetros de lectura directa, como su propio nombre indica, permiten, sin necesidad de ningún equipo adicional, la lectura inmediata y directa de la dosis que el aparato ha registrado hasta ese momento desde que se inició la exposición.

Los dosímetros más utilizados son del tipo petaca, que se basan en un pequeño contador Geiger-Müller y un sistema electrónico asociado con indicación digital de la dosis acumulada y, en algunos modelos, de la tasa de dosis. Disponen, además, de posibilidad de alarmas (acústicas y luminosas) a determinados valores de dosis.

Estos dosímetros son los utilizados para determinar la dosis operacional de los trabajadores, ya que permiten una lectura fácil (digital) y presentan un alto rango de medida. Únicamente registran radiación electromagnética.

Otros dosímetros de lectura directa son los dosímetros tipo pluma, llamados así por su parecido con una pluma estilográfica.

Estos dosímetros tipo pluma tienen el inconveniente que la escala que presentan es analógica y está limitada a un valor relativamente bajo, lo que dificulta una lectura precisa de la indicación. Además, son muy sensibles a las modificaciones mecánicas por lo que requieren especial cuidado en su uso. Pueden medir radiación electromagnética y neutrones.

6.4.2 Detectores de termoluminiscencia

Estos dosímetros se basan en que algunos sólidos cristalinos, después de haber recibido una dosis de radiación, emiten luz si son calentados a temperaturas superiores a 100 °C.

Midiendo la cantidad de luz emitida se puede conocer la dosis de radiación recibida por el cristal.

Estos dosímetros constan, generalmente, de varios pequeños cristales de material termoluminiscente (fluoruro de litio o fluoruro de calcio), de pocos milímetros de largo y ancho por menos de uno de espesor que se introducen en un soporte provisto de filtros para la medida de las dosis debidas a los distintos tipos de radiación que es capaz de detectar: neutrones, β , γ y rayos X. Si estos dosímetros se expusieran cerca de fuentes α , también medirían la dosis debida a este tipo de radiación.

Los dosímetros termoluminiscentes (también llamados TLD) presentan las ventajas de su elevada eficiencia y precisión y la relativa facilidad y rapidez con que se lleva a cabo la lectura, así como su prácticamente ilimitado margen de medida (10^3 Gray). Además, son reutilizables.

El inconveniente que presentan es que son de lectura diferida y, mientras que no se lleva a cabo ésta, puede haber alguna pérdida de registro (*fading*) por influencias de temperatura, humedad o presión externas. Además, una vez leído el registro, éste se borra.

Actualmente estos dosímetros son los más utilizados, como dosímetros personales, para la determinación de la dosis oficial de los trabajadores.

27. Dosímetro de termoluminiscencia

28. TLD típico usado en protección radiológica

29. Configuración típica de los detectores de un TLD

El principio de detección por termoluminiscencia no debe confundirse con el basado en el empleo de centelleadores que emiten fotones de luz en el instante en que tiene lugar la interacción de la radiación ionizante. Los materiales termoluminiscentes almacenan de manera casi permanente, parte de la energía depositada por la radiación.

6.4.3 Dosímetros de película fotográfica

En estos dosímetros una película fotográfica es impresionada al incidir la radiación sobre ella, como lo hace la luz visible. La intensidad de la impresión de la película depende de la radiación recibida. Mediante el revelado se puede observar el grado de ennegrecimiento y, comparando éste con patrones ya calibrados y cuya dosis se conoce, determinar la dosis

acumulada en el dosímetro. Puede medir dosis debidas a radiaciones de distintos tipos: neutrones, y de distinta energía, β , etc.

Este dosímetro ha sido muy utilizado pero, actualmente, está en desuso. Tiene la ventaja de que su registro no se pierde y que el rango de dosis que puede medir es muy alto. Sus desventajas son la falta de precisión en la lectura de la medida, la tardanza y complejidad del proceso de lectura del mismo y el hecho de que no es reutilizable, debiendo cambiar la película para una nueva exposición. No permite el registro de dosis por debajo de un nivel mínimo.

6.4.4 Dosímetros de neutrones

Al igual que sucede con los detectores de neutrones, también los dosímetros se basan en las reacciones que provocan los neutrones sobre algunos núcleos. Así, para dosímetros de lectura directa, el gas de la cámara contiene boro, siendo generalmente trifluoruro de boro. En dosímetros termoluminiscentes se emplea FLi_6 como sustancia sensible a los neutrones en lugar de FLi_7 , que es la sustancia utilizada en los TLD normales. En el caso de películas fotográficas se colocan filtros de cadmio que, al absorber los neutrones, producen una emisión de radiación y que es la que interacciona con la película fotográfica.

6.5 Instrumentos de detección visuales

Las técnicas de detección visuales son necesarias cuando se necesita determinar un proceso complicado, por ejemplo cuando se emiten varias partículas (como en la interacción de la radiación cósmica), y permiten una información óptica que permite confirmar los mecanismos de interacción. Algunos ejemplos son los siguientes:

- a) Cámara de niebla o cámara de expansión de Wilson: produce la condensación del vapor que la llena (una mezcla sobre-saturada de gas vapor) en forma de gotas a lo largo del recorrido de una partícula ionizante. El gas y el vapor están contenidos en un cilindro con adecuadas ventanas transparentes; las trazas visibles se iluminan y fotografían a través de las paredes. La condensación se debe a una expansión adiabática, producida de forma conveniente por el movimiento de un diafragma de caucho.
- b) Cámara de burbujas o cámara de Gaser: se basa en el empleo de un líquido sobrecalentado que llena la cámara, el cual, bajo ciertas condiciones, puede producir burbujas que crezcan a lo largo de la traza hasta alcanzar un tamaño tal que se puedan fotografiar.

7 BIBLIOGRAFÍA

1. Las radiaciones ionizantes. Su utilización y riesgos. Institut de Techniques Energétiques. Xavier Ortega Aramburu y Jaume Jorba Bilbal ed. Ediciones UPC. 1994.
2. Física Nuclear. W.E. Burcham. Editorial Reverté. 1974.
3. Nuclear and radiochemistry. G. Friedlander, J. W. Kennedy, J. M. Miller. Jonh Wiley & Sons. 1987.

4. Nuclear Power and its environmental effects. S. Glasstone y W.H. Jordan. American Nuclear Society. 1980.
5. Radiaciones ionizantes. Instalaciones radiactivas y de rayos X. A. Tanarro J.E.N. – 1986.
6. Real Decreto 1029/2022, de 20 de diciembre, por el que se aprueba el Reglamento sobre protección de la salud contra los riesgos derivados de la exposición a las radiaciones ionizantes.
7. Fundamentos de dosimetría teórica y protección radiológica (UPC – 1990).
8. Curso superior de protección radiológica. CIEMAT- 1998.
9. <https://www.nndc.bnl.gov/> - National Nuclear Data Center
10. Curso de fundamentos de operación del reactor – Tecnatom.
11. Curso de protección radiológica para licencias – Tecnatom.