



Universidad de Oviedo

Facultad de Ciencias

Trabajo Fin de Grado || Grado en Física

Estudio y caracterización de la radiación ambiental de fondo en la Facultad de Ciencias

Autora: Jéssica Rodríguez García

Supervisado por:

Javier Fernández Menéndez

Andrea Trapote Fernández

Índice general

Introducción	1
1. Introducción a la radiación α, β, γ y rayos X.	3
1.1. Radiación α	4
1.2. Radiación β	5
1.3. Radiación γ	6
1.4. Rayos X	11
1.5. Comparación radiaciones α , β , γ y rayos X.	13
2. Radiación ambiental	15
2.1. Fuentes de radiación terrestres y externas	16
2.2. Unidades de radiación. Dosimetría	23
2.3. Peligrosidad de la radiación	29
3. Detectores de radiación	33
3.1. Detectores de radiación γ : el centelleador	33
3.1.1. Composición y funcionamiento del dispositivo	33
3.1.2. Tipos de centelleadores	34
3.1.3. Comparación de centelleadores	44
3.2. Detector de radiación ionizante: Geiger Müller	45
3.2.1. Composición y funcionamiento	45
3.2.2. Ventajas y desventajas del Geiger Müller	47
3.2.3. Curvas Plateau	50
3.3. Detector de radiación cargada: Cámara de niebla	52

4. Descripción del dispositivo experimental	57
4.1. Centelleador	57
4.2. Geiger-Müller	60
4.3. Cámara de niebla	62
5. Resultados experimentales	63
5.1. Centelleadores	64
5.1.1. Comparación de voltajes	65
5.1.2. Comparación de dispositivos	66
5.1.3. Comparación localización	68
5.1.4. Interpretación del espectro	69
5.2. Geiger-Müller	71
5.3. Cámara de niebla	72
Conclusiones	75

Introducción

El objetivo de este trabajo es realizar un estudio de la radiación ambiental en la Facultad de Ciencias. Se comienza, en el capítulo 1, realizando una descripción y comparación de la radiación α , β , γ y rayos X. A continuación, en el capítulo 2, se realiza una exposición de los factores que influyen en el análisis de la radiación ambiental realizado en la facultad. Se estudiarán, asimismo, las fuentes de radiación terrestre y cósmica. Además, se describirán las unidades de radiación, la dosimetría y las cantidades de protección. Por último se exponen los diferentes efectos de la radiación en el cuerpo según el tipo de exposición, el empleo o la cantidad de dosis de radiación.

Para analizar, de una manera práctica, la radiación ionizante se estudian los detectores de radiación centelleador, Geiger-Müller y cámara de niebla. Inicialmente se describirán de manera teórica los detectores en el capítulo 3 y, a continuación, las especificaciones particulares de los dispositivos utilizados para las medidas analizadas en este trabajo en el capítulo 4.

Por último, en el capítulo 5, se examinarán las medidas obtenidas mediante los dispositivos. En primer lugar, se observará la influencia del voltaje aplicado al centelleador. Asimismo se realizará una comparación de la localización del dispositivo (se tomaron dos medidas en el ático y, entre ellas, una en el sótano de la facultad). También se llevó a cabo la comparación de los tres centelleadores utilizados (PHYWE, Teledyne y Rexion). En último lugar, para completar el estudio realizado con este dispositivo, se identificaron los isótopos que contribuyen al espectro de fondo. A continuación, mediante el Geiger-Müller se estudio el fondo de partículas ionizantes y, con la cámara de niebla, la radiación cargada. Además de medir la radiación de origen cósmico con la cámara de niebla, se calculó la concentración del radón.

Capítulo 1

Introducción a la radiación α , β , γ y rayos X.

Según Jelley [1990], en 1897 J.J. Thomson descubrió el electrón y encontró que la mayor parte de la masa de un átomo estaba positivamente cargada. Propuso la idea de que un átomo era como un puding de ciruela, con una distribución uniforme de cargas positivas en la que los electrones de carga negativa estaban incrustados.

Becquerel, en el año anterior, estableció que algunos átomos emitían radiaciones ionizantes y consideró tres tipos de radioactividad que, posteriormente, serían identificados. Estos son: la radiación α , β y γ .

En 1909 la radiación α fue identificada, por Rutherford y Royds, como átomos ionizados de He (dos protones y dos neutrones). Más tarde, Rutherford estudió la desintegración de las partículas α cuando atravesaban una lámina delgada. Estos estudios le guiaron, en 1911, al hallazgo de la posición de las cargas positivas en el centro del átomo (en lo que se llama núcleo) rodeado de los electrones.

La expulsión, a gran velocidad, de uno de estos electrones del núcleo da lugar a la radiación β .

En 1911, Soddy conjeturó la existencia de isótopos mediante estudios de radioactividad. Los isótopos son átomos con diferente masa nuclear, pero con la misma carga y número de electrones atómicos. Esto dio lugar a la sospecha de que el núcleo estaba formado por protones y electrones.

En 1913, Moseley hizo uso del modelo de Bohr para hallar la energía de los característicos rayos X.

En cuanto a la radiación γ , ocurre cuando una desintegración α o β deja un núcleo en un estado de alta energía.

A continuación, se comienza realizando una descripción de los distintos tipos de radiación (α , β , γ y rayos X). Asimismo, en la radiación γ , se describen los distintos modos en que se transmite la energía al material centelleador. Estos son: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares.

1.1. Radiación α

Como se comentó previamente, Rutherford y Royds determinaron que las partículas α eran átomos ionizados de He. Para ello llevaron a cabo el siguiente experimento.

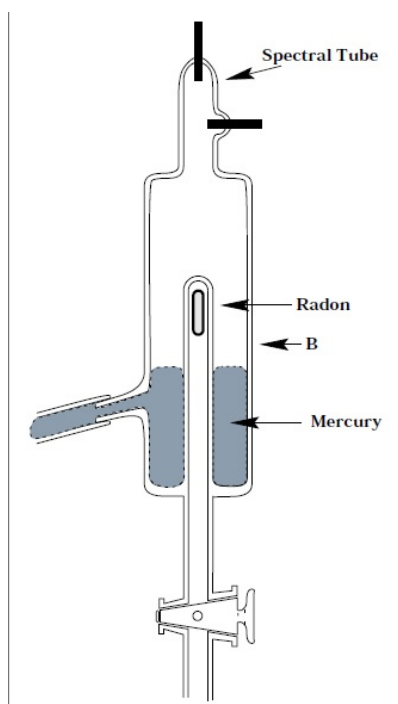


Figura 1.1: Experimento de Rutherford y Royds
igual que el núcleo de un átomo de He).

En un tubo de paredes de vidrio delgadas se introducía radón (emisor de partículas α) y este, a su vez, se colocaba en el interior de otro tubo con paredes más gruesas. Además, en este último tubo se había creado un vacío usando una columna de mercurio (figura 1.1).

Las partículas α emitidas por el radón atravesaban el primer tubo pero se quedaban atrapadas en el segundo. De este modo, a medida que se aumentaba el nivel del mercurio, las partículas emitidas se concentraban en la parte superior del tubo. Así se pudo ver que las partículas α y el He tenían la misma firma espectroscópica y, concluir así, que las partículas α consisten en dos protones y dos neutrones (al

Debido a su doble carga, las partículas α interactúan intensamente con los electrones

de las moléculas del material. Estas interacciones, a menudo, arrancan los electrones y dejan un rastro de pares de iones. Dado que tienen una gran masa ($6.68 \cdot 10^{-27}$ kg) en comparación con la de los electrones ($9.1 \cdot 10^{-31}$ kg), aunque poseen energías elevadas, sus trayectorias no son modificadas por las colisiones y se desplazan en una línea recta.

En cuanto a su energía, si son emitidas por una única fuente, todas tienen la misma energía cinética (es decir, son monoenergéticas). Las energías se encuentran entre los 3 y 8 MeV dando lugar así a velocidades entre 1.4 y $2 \cdot 10^7$ m/s.

Por otro lado, teóricamente, los núcleos con un número atómico $Z \geq 83$ deberían sufrir una desintegración α . Aún así, para algunos núcleos, esta es tan lenta que no llega a observarse.

1.2. Radiación β

En la radiación β tendremos dos tipos de desintegración: β^- y β^+ .

El proceso de desintegración β^- se produce cuando tenemos demasiados neutrones. En este caso, un neutrón se descompone en un protón, un electrón y un antineutrino. Al electrón de alta energía se le denomina partícula β .

El proceso de desintegración β^+ se produce cuando hay demasiados protones. En este caso, un protón se descompone en un neutrón, un positrón y un neutrino. El positrón (denominado en este caso partícula β^+) es raramente detectado de manera directa.

Así, se puede concluir que las partículas β son electrones emitidos de un núcleo y, la emisión de dicha partícula, siempre va acompañada por la emisión de un neutrino (figura 1.2).

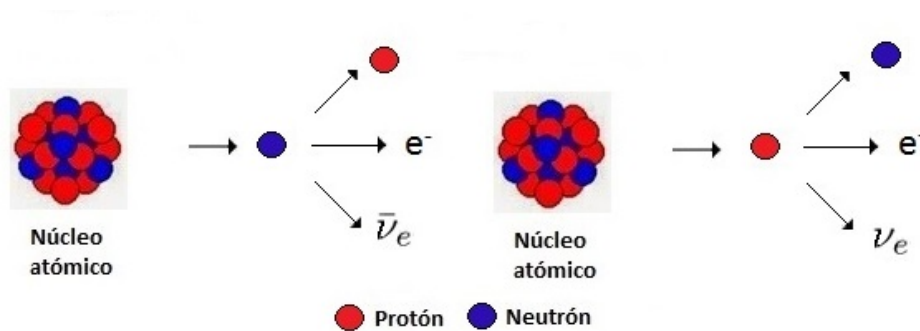


Figura 1.2: Procesos de desintegración β^- y β^+

De acuerdo con la conservación del momento, la energía debida a la desintegración del núcleo es repartida entre el electrón (positrón) y el antineutrino (neutrino). Como consecuencia de ello, las partículas tienen una amplia distribución de energías (desde cero hasta la energía máxima emitida por el núcleo).

Las partículas β pueden interactuar tanto con el núcleo como con los electrones del material que atraviesan. En el caso de que la colisión con el núcleo sea elástica, la partícula β sufrirá un cambio brusco en la dirección, pero un ligero cambio en su energía (**Scattering de Rutherford**); mientras que si la colisión es inelástica, la partícula se ralentiza y su energía es igual a la energía que tenía menos la que pierde (su energía se reduce debido a la **radiación Bremsstrahlung o radiación de frenado**). Si la partícula interactúa con los electrones orbitales de los átomos suele expulsarlos e ionizarlos.

1.3. Radiación γ

La generación de rayos γ se puede producir por dos motivos:

- β^+ se encuentra con un electrón y ambos se aniquilan entre sí produciendo un par de fotones de alta energía (los rayos γ).
- Las desintegraciones α y β dejan al núcleo en un estado de alta energía (en un estado excitado) que debe cambiar a un estado de menor energía mediante la emisión de un fotón denominado rayo γ .

Los rayos γ transfieren energía a los materiales de diversos modos según el rango de energía en el que se encuentren los mismos. Estos tres mecanismos se denominan: **efecto fotoeléctrico**, **efecto compton** y **producción de pares**. A continuación se analizará con más detalle cada uno de estos efectos basándose en Nelson and Reilly [1991].

- **Efecto fotoeléctrico:**

El efecto fotoeléctrico tiene lugar cuando un rayo γ interactúa con un electrón atómico (unido de tal modo que pierde toda su energía y deja de existir como tal). Parte de la energía de los rayos, es usada para superar la energía de enlace de los electrones y, gran parte de la energía restante, es transferida al fotoelectrón como energía cinética. Por otro lado, una pequeña parte de la energía de retroceso permanece con el átomo para la conservación del momento. Este fenómeno es importante para la detección de rayos γ , ya que los mismos ceden toda su energía dando lugar a un pulso que se corresponde al máximo de la energía total.

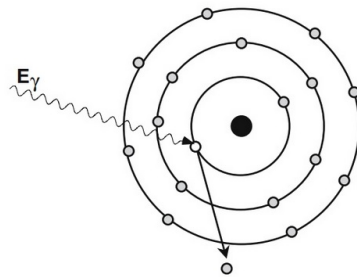


Figura 1.3: Representación gráfica del Efecto Fotoeléctrico

En gran parte de los detectores, el fotoelectrón se detiene rápidamente en el volumen activo del mismo (emitiendo un pequeño pulso de salida con amplitud proporcional a la energía depositada por el fotoelectrón). Asimismo, la energía de enlace de los electrones aparece como los característicos rayos X emitidos con el fotoelectrón. En gran parte de los casos, dichos rayos X se absorben en el detector junto con el fotoelectrón siendo el pulso de salida resultante proporcional a la energía total del rayo γ incidente.

- **Efecto Compton:**

El efecto Compton tiene lugar cuando un rayo γ le trasfiere a un electrón al que está débilmente unido parte de su energía (se trata de una transferencia parcial debido a la conservación de la energía y del momento). El electrón se convierte así en un electrón libre cuya energía cinética es igual a la diferencia de energía perdida por el rayo γ y la energía de enlace de los electrones. Así, dos partículas abandonan la zona

de interacción: el electrón libre y el rayo γ (figura 1.4). Sus direcciones dependen de la energía transferida al electrón durante la interacción.

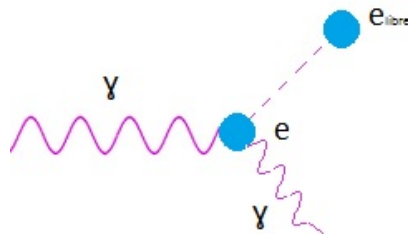


Figura 1.4: Representación gráfica del Efecto Compton

En el detector, el electrón suele ser detenido por el medio produciendo un pulso de salida proporcional a la energía perdida por el rayo γ incidente.

El espectro genérico de los rayos γ vendrá dado por la figura 1.5.

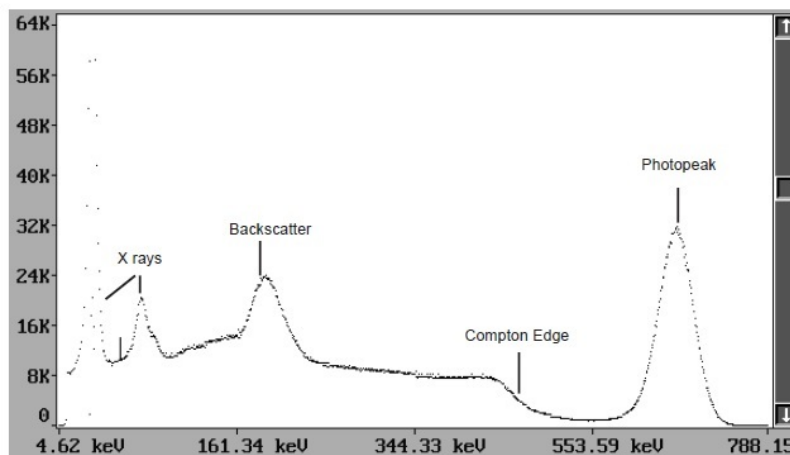


Figura 1.5: Espectro γ típico para una muestra de ^{137}Cs

Los dos primeros máximos de la figura son debidos, respectivamente, a la emisión de rayos X (característicos del ^{137}Cs o del ^{137}Ba) y, en este ejemplo en particular, a un armazón de plomo que rodea a la parte sensible del centelleador, con el fin de eliminar fuentes externas. Seguidamente se tiene el típico espectro de un fotopico γ . Este está formado por un máximo (backscatter) debido a la dispersión Compton de los fotones, en el exterior del detector, que posteriormente sufren una absorción fotoeléctrica en el cristal de NaI. A continuación, el número de cuentas se mantiene constante (meseta Compton) hasta llegar al borde Compton. Entre dicho borde y

el siguiente fotopico tenemos el valle Compton. Por último, se puede ver el fotopico debido al efecto fotoeléctrico.

■ Producción de pares:

Para la producción de pares necesitamos un rayo γ que tenga como poco una energía de 1.022 MeV (es decir, dos veces la masa en reposo del electrón) y que se encuentre bajo la influencia de un fuerte campo electromagnético en las proximidades de un núcleo. En esta interacción, el núcleo recibe muy poca energía de retroceso para conservar el momento pero el resto no se modifica y el rayo γ desaparece. El electrón y el positrón producidos en la producción de pares se ralentizan y, al perder su energía cinética, el positrón se combina con el electrón en un proceso de aniquilación que libera dos rayos γ con energías de 0.511 MeV.

En un detector esta interacción a menudo proporciona tres máximos para un rayo γ de alta energía. La energía cinética del electrón y positrón es absorbida en el detector. Uno o ambos rayos γ de aniquilación pueden escapar o ser absorbidos en el detector, contribuyendo ambos al máximo de energía total.

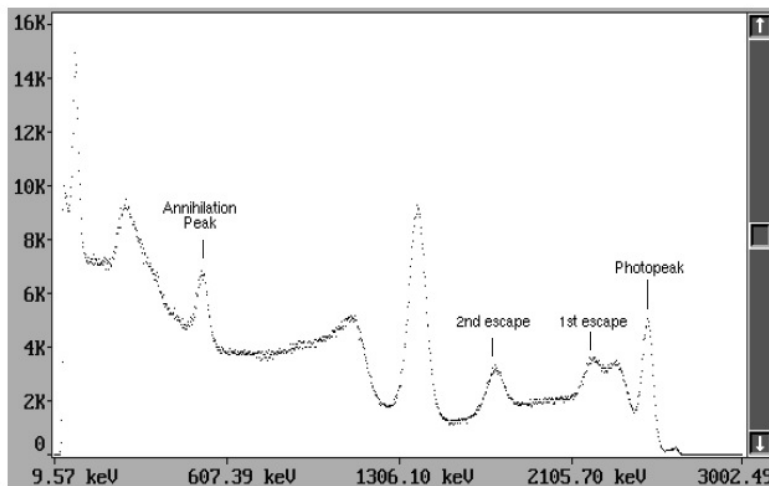


Figura 1.6: Espectro γ característico para la producción de pares

Si uno de los rayos se escapa, la interacción contribuye a un máximo localizado en 0.511 MeV bajo el máximo de energía total. Mientras que, si ambos se escapan, la interacción contribuye al máximo localizado en 1.022 MeV bajo el máximo de

energía total. La altura relativa de estos tres máximos depende de la energía del rayo γ incidente y del tamaño del detector.

Al inicio de esta sección se comentó que, cada uno de estos posibles métodos de transferencia de energía, dependía del rango de energía en que se encontrasen los rayos γ transferidos. Esta dependencia con la energía se puede observar en la figura 1.7.

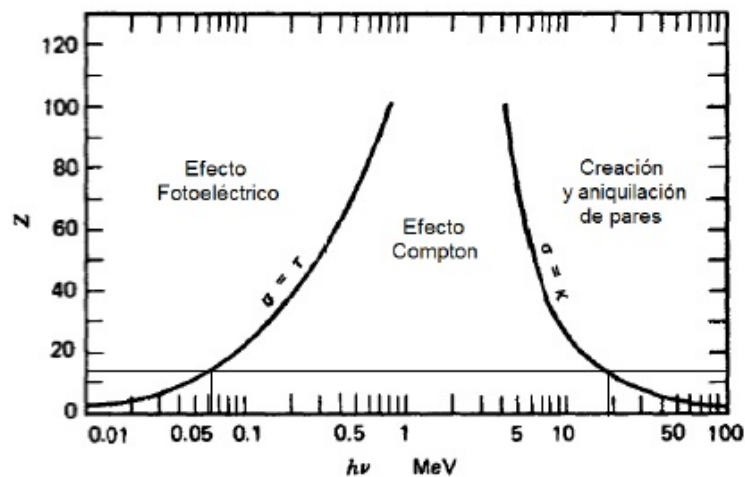


Figura 1.7: Interacción de los rayos γ con la materia según la energía. La línea horizontal es la asociada al caso del aluminio ($Z = 13$) que se corresponderá con la proyección para el mismo mostrada en la figura 1.8

En dicha figura se representa el número atómico del detector frente a la energía del fotón. Cada una de las curvas simboliza, para un número atómico dado, la energía a partir de la cuál cambia el mecanismo de transferencia de energía. Por ejemplo, para el caso particular del aluminio ($Z = 13$), se tiene que para energías superiores a, aproximadamente, 0.06 MeV predomina el efecto Compton en lugar del fotoeléctrico y, a partir de, aproximadamente, 18 MeV prevalece la producción de pares (figura 1.7).

Otra opción para ver que mecanismo de transferencia de energía predomina es representar el coeficiente de absorción frente a la energía del rayo γ incidente. De nuevo, para el caso del aluminio, en la figura 1.8 se puede comprobar que, si los rayos γ incidentes tienen una energía menor a un valor próximo a 0.1 MeV predomina el efecto fotoeléctrico mientras que, si dicha energía toma valores comprendidos entre 0.1 y 1 MeV, el efecto que

predomina es el Compton. Por último, a partir de 1 MeV, predomina la producción de pares. Estos valores, como era de esperar, son similares a los obtenidos en la figura 1.7.

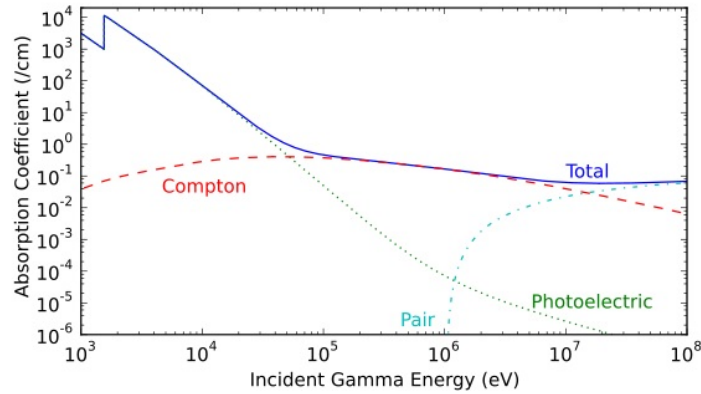


Figura 1.8: Interacción rayos γ en el Al

1.4. Rayos X

Según Svanberg [2012], los rayos X, al contrario que toda la radiación de origen nuclear descrita hasta ahora, tiene un origen atómico y usualmente se producen mediante el bombardeo de un objetivo con electrones acelerados. Esta emisión de rayos X consta de dos partes. La primera de ellas es una parte continua generada mediante la deceleración y cambio en la dirección de los electrones al interactuar con la materia. Esta parte se denomina **radiación Bremsstrahlung (o radiación de frenado)**. Las cargas aceleradas emiten radiación electromagnética y, cuando la energía de los electrones de bombardeo es lo suficientemente alta, esa radiación se encuentra en la región de los rayos X del espectro electromagnético ($10^{17} - 10^{18} \text{ Hz}$). A medida que la energía de los electrones de bombardeo aumenta, la distribución continua de radiación se intensifica y se desplaza hacia frecuencias mayores. En la figura 1.9 se puede ver la representación de la radiación Bremsstrahlung para el Tungsteno bombardeado con electrones de energías de 50, 40, 30 y 20 kV.

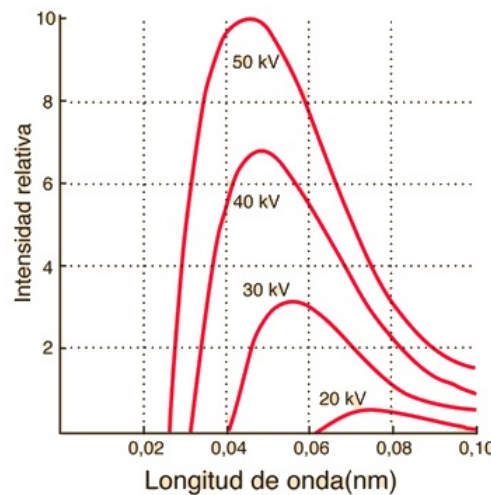


Figura 1.9: Relación entre la energía de electrones de bombardeo y la distribución continua de radiación de frenado.

Por otro lado, como resultado del bombardeo de electrones, un electrón de alta energía puede producir la eliminación de un electrón que se encuentre en una capa interna del átomo. Esto lleva al átomo a un estado de alta excitación y se produce rápidamente una transición de un electrón de una capa más externa (con mayor energía) a la vacante producida por el electrón eliminado. Así se puede observar como la vacante va moviéndose hacia las capas externas del átomo. La diferencia de energía entre niveles (característica del átomo) se transforma en **radiación X característica**, con una longitud de onda (energía) determinada por la diferencia entre los niveles de energía atómicos de los átomos del objetivo.

Dichas longitudes de onda pueden predecirse mediante el modelo de Bohr Moseley. Moseley realizó un gráfico (figura 1.10), con las frecuencias de los rayos X característicos, de una gran fracción de elementos de la tabla periódica.

En esta representación se denominan las transiciones entre capas del siguiente modo:

- K_{α} : Transiciones de la capa 2 a la 1.
- L_{α} : Transiciones de la capa 3 a la 2.
- K_{β} : Transiciones de la capa 3 a la 1.
- L_{β} : Transiciones de la capa 4 a la 2.

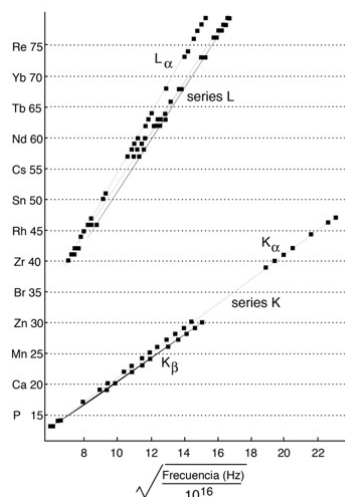
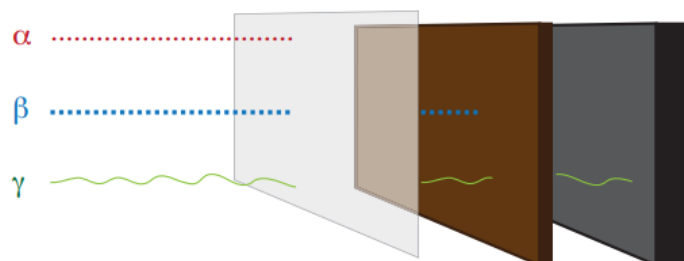


Figura 1.10: Gráfico de Moseley

1.5. Comparación radiaciones α , β , γ y rayos X.

En este apartado se van a comparar los diferentes tipos de radiación. Una de las diferencias entre los tres primeros tipos estudiados (α , β y γ) es su poder de penetración. Para detener la radiación α es suficiente con una lámina de papel. Para la radiación β se necesitan materiales como el aluminio o el plomo ya que es más difícil de parar que la radiación α . El plomo también es suficiente para detener la radiación γ de baja energía mientras que el aluminio es algo peor. En cuanto a las radiaciones γ de altas energías son necesarios materiales como el hormigón o kevlar (<https://www.dupont.es/kevlar/what-is-kevlar.html>) para poder detenerla. Esto se puede ver representado en la figura 1.11.

Figura 1.11: Comparación radiaciones α , β y γ

Por otro lado, se pueden ordenar los tres tipos de radiaciones según su poder de ionización y su alcance. En el caso del poder de ionización, de mayor a menor, este orden sería α , β y γ . Tanto las partículas α como las β , al estar cargadas, ionizan más (tienen una mayor interacción con la materia). En cambio, los rayos X y γ ionizan de manera indirecta por choques (son transparentes por imposibilidad de absorción) y, por ello, tienen una menor interacción con la materia.

El orden previamente expuesto para el poder de ionización se invierte para el alcance, es decir, de mayor a menor alcance su orden sería γ , β y α .

Capítulo 2

Radiación ambiental

Las ondas electromagnéticas son vibraciones de los campos eléctricos y magnéticos que transportan energía. Estas energías se distribuyen en función de su longitud de onda y sus frecuencias de radiación del siguiente modo:

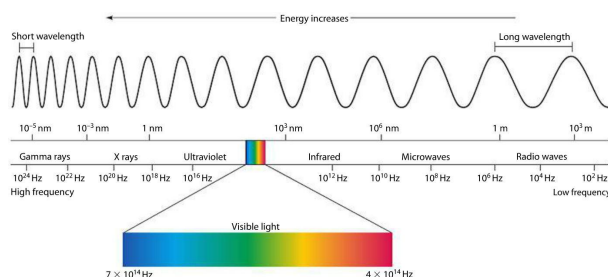


Figura 2.1: Representación del espectro electromagnético

Tanto las ondas de radio, como las microondas y los infrarrojos son de origen molecular mientras que el resto del espectro (a excepción de los rayos γ) es de origen atómico. En cuanto a los rayos γ , al igual que las partículas α y β (que no se encuentran en el espectro electromagnético), son de origen nuclear.

A medida que avanzamos en el espectro, en longitud de onda creciente, en concreto a partir del rango de longitud de onda visible o posterior, no se tiene suficiente energía como para ionizar un átomo (es decir para expulsar uno o más electrones suyos para producir un ion positivo). Esta radiación se llama **radiación no ionizante**. En el rango ultravioleta se encuentra el comienzo de la **radiación ionizante**. Este tipo de radiación posee la energía suficiente (unos eV) para ionizar el átomo. Es decir, la radiación ionizante

es un tipo de energía liberada por los átomos en forma de ondas electromagnéticas (rayos X y γ) o partículas (α y β). Este último tipo de radiación es el que puede producir efectos fisiológicos (como mutaciones o cáncer).

Dado que los detectores utilizados para este trabajo (posteriormente expuestos en el capítulo 3) únicamente toman medidas a partir de los keV se estudiarán los rayos X y γ (mediante el dispositivo centelleador). Además se estudiarán, mediante el Geiger-Müller y la cámara de niebla, las partículas α , β y μ (de origen cósmico).

En este capítulo se comienza estudiando tanto la radiación terrestre como la radiación cósmica para, en los capítulos posteriores, realizar mediciones de la misma con los dispositivos previamente mencionados. En la radiación terrestre se analizarán los isótopos del uranio ^{238}U , ^{235}U y el torio ^{232}Th (padres del radón) mientras que en la radiación cósmica se analizarán los rayos cósmicos primarios (partículas aceleradas en fuentes astrofísicas) y secundarios (los producidos en la interacción de los primarios con la atmósfera).

En segundo lugar, se exponen las distintas unidades de radiación. La más importante de ellas es el Becquerel y esta equivale a una desintegración por segundo. Además, se estudia la cantidad de radiación absorbida por los tejidos corporales tras una exposición a una fuente de radiación ionizante (dosimetría). Asimismo, se estudian los efectos que puede tener la radiación en el cuerpo según el tipo o el tiempo de exposición.

2.1. Fuentes de radiación terrestres y externas

A continuación se procede a estudiar las distintas fuentes de radiación. La radiación natural es la fuente más importante de radiación para los seres vivos y tiene dos orígenes: la radiación terrestre y la radiación cósmica.

En primer lugar se va a analizar la radiación terrestre:

- **Radiación terrestre:**

La radiación terrestre es aquella que proviene de elementos radiactivos naturales de la superficie de la Tierra (^{40}K , ^{232}Th , ^{238}U y sus respectivos descendientes). Los radioisótopos naturales antes mencionados tienen una ocupación media de 2.4, 9.6 y 2.7 ppm en la corteza terrestre respectivamente, con grandes variaciones locales

Por otra parte, se tiene la cadena de desintegración del ^{235}U (figura 2.3). Esta termina con el isótopo estable ^{207}Pb . Cabe destacar que es el único elemento fisionable que aparece naturalmente pero, para gran parte de los estudios ambientales, dichas mediciones son demasiado débiles para observar con pequeños detectores de $\text{NaI}(\text{Tl})$. Otro de los elementos de la superficie de la Tierra de los que proviene la radiación terrestre es el ^{232}Th y tiene una vida media de 14100 millones de años. En la figura 2.4 se puede ver su cadena de desintegración.

En una muestra de torio recientemente purificada se podrán observar ^{232}Th , ^{228}Th y ^{228}Ac . En los espectros γ de muestras purificadas se podrá notar que, durante los primeros 7 años tras la purificación del Th, se tienen distintas intensidades relativas en función del tiempo y, a partir de dicho tiempo, la actividad de cada isótopo pasa a ser la misma.

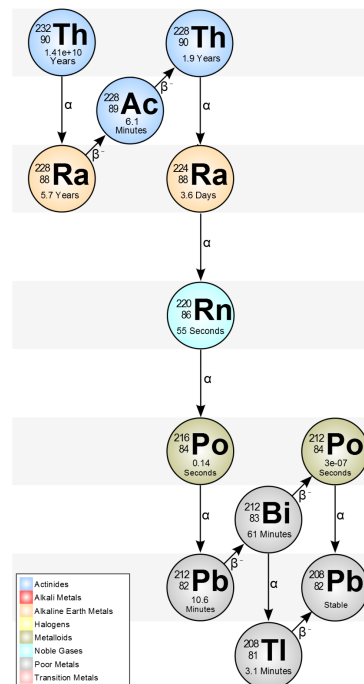


Figura 2.4: Cadena de desintegración del ^{232}Th

En este punto nos aparece una complicación en las tres cadenas anteriormente mencionadas: el radón, en sus tres isótopos ^{220}Rn , ^{222}Rn y ^{223}Rn (aunque este último no es tan relevante dada su baja vida media, inferior a 4s, y la poca abundancia del ^{235}U).

El ^{220}Rn es un gas inerte con vida media 55 s. En caso de que la muestra dada tenga una gran superficie en relación a su volumen y/o sea bastante porosa se producirá una interrupción en la repoblación de la desintegración del resto de isótopos en la serie y una disminución de la intensidad de sus emisiones γ . Esto es debido a que, al tratarse de una superficie bastante porosa, el radón puede escapar de la muestra. Por otra parte, a medida que el tiempo transcurre, la desintegración de cada isótopo aumenta el número de otros isótopos en la serie de desintegración, hasta llegar al punto en que la actividad de cada isótopo generado tendrá el número de átomos de cualquier isótopo dinámicamente constante, es decir, el número de átomos creados es igual al número de átomos perdidos en la desintegración. Para el torio, dicho tiempo es de 25 años.

En conclusión, existen dos posibles motivos del desequilibrio de emisiones γ : la difusión del radón y tiempos más cortos que el tiempo de equilibrio de la muestra.

Por otro lado, en la desintegración de productos del radón (^{222}Rn y ^{220}Rn) y de la desintegración de alguna fisión nuclear (especialmente el ^{137}Cs) hacen que, tanto la lluvia como la nieve, tengan radionucleidos debidos a la producción de rayos cósmicos (aquellos producidos en el espacio exterior). Tanto en el caso del ^{222}Rn como en el del ^{220}Rn se producen isótopos de metales pesados y muy activos químicamente (en el caso del ^{222}Rn se producen polonio, plomo y bismuto y, en el caso del ^{220}Rn , talio). Estos metales generan unas moléculas que, junto a las partículas de polvo, forman aerosoles que pueden ser inhalados de manera sencilla (figura 2.5).

Estas partículas se fijan al tejido pulmonar y lo radian. Dicha radiación se disipa en la materia celular ya que sus vidas medias son muy cortas (la mayor es de 27 minutos) y, por lo tanto, completan la desintegración antes de que el cuerpo elimine la misma. Se puede ver así que la peligrosidad no se debe al radón en sí mismo, sino a los isótopos producidos en su desintegración.

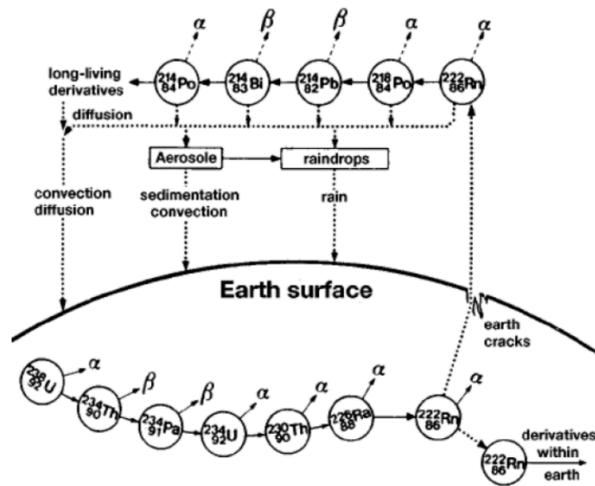


Figura 2.5: Ciclo de desintegración del ^{222}Rn

- **Radiación cósmica:**

La radiación cósmica es aquella que procede del espacio exterior. Dicha radiación, en la parte superior de la atmósfera terrestre, incluye todas las partículas estables cargadas con vidas del orden de al menos 10^6 años y núcleos.

En la radiación cósmica, los elementos medios (por ejemplo: el carbono, nitrógeno y oxígeno) están presentes alrededor de 10 veces más que en la materia normal, llegando a ser este incremento de aproximadamente 100 veces más para elementos pesados (por ejemplo: el hierro). Esto lleva a plantear que, el origen de los rayos cósmicos, son áreas del espacio con grandes cantidades de elementos pesados. Por ello, el origen principal de los rayos cósmicos es nuestra galaxia, la Vía Láctea.

Para describir el espectro de las componentes de la radiación cósmica, según el capítulo 26 de J. Beringer et al. (Particle Data Group) [2012], se tienen las siguientes formas:

- Partículas por unidad de rigidez. → Nucleones por energía por nucleón.
- Partículas por energía por nucleón. → Partículas por energía por núcleo.

Por otro lado, la radiación cósmica es proporcional a la latitud y altitud, es decir, a mayor latitud y altitud se tendrá mayor radiación cósmica (aproximadamente cada

1500 m de altura se aumenta la intensidad). Así, los puntos de menor radiación cósmica se encontrarán en el ecuador y a nivel del mar. En España tenemos una radiación cósmica entre 2.5 y $7 \mu R/h$ y en el espacio interestelar se estima que la densidad de los rayos cósmicos se encuentra en torno a los $10^{-3}/m^3$.

Tendremos dos tipos de rayos cósmicos: primarios y secundarios. Técnicamente, según J. Beringer et al. (Particle Data Group) [2012] (capítulo 26), se denominarán **rayos cósmicos primarios** a aquellas partículas aceleradas en fuentes astrofísicas. Algún ejemplo de este tipo de rayos son el electrón, protón, helio, carbono, oxígeno, metales y otros núcleos sintetizados en estrellas. Por otro lado, se denominarán **rayos cósmicos secundarios** a aquellos que se producen en la interacción de los primarios con gas interestelar (núcleos como el litio, berilio y boro). Los antiprotones y positrones son en gran parte secundarios pero, por una cuestión de interés, una pequeña fracción de los mismos se consideran primarios.

De modo práctico, según Valkovic [2000], los rayos cósmicos primarios son aquellos que llegan a la atmósfera (fuentes astrofísicas o interacciones con gas interestelar) y, los rayos cósmicos secundarios, son aquellos que se producen en las cascadas de aire (figura 2.6).

Una cascada de aire es producida por un único rayo cósmico con energía suficiente como para detectar sus desintegraciones en el suelo. Tiene un corazón hadrónico y, por lo tanto, los electrones y positrones son las partículas cargadas más numerosas en la cascada. Estas cascadas de aire son muy útiles para el estudio de los rayos cósmicos con energías superiores a 100 TeV (siendo estas medidas difíciles de tomar desde satélites y globos).

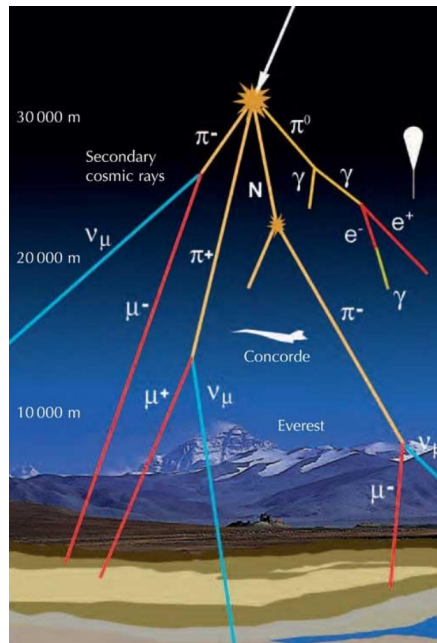


Figura 2.6: Ejemplo cascada de aire

Casi el 90 % de los rayos cósmicos primarios que golpean la atmósfera terrestre son protones, el 9 % son partículas α y aproximadamente el 1 % restante son electrones. Exceptuando a los protones y electrones cercanos a la parte superior de la atmósfera, todas las partículas están producidas debido a interacciones de los rayos cósmicos primarios en el aire. Las colisiones de alta energía en la parte superior de la atmósfera producen cascadas de partículas más ligeras, como piones y kaones. Estos decaen produciendo muones (rayos cósmicos secundarios). Los muones son la partícula más numerosa en el nivel del mar (conforman más de la mitad de la radiación cósmica al nivel del mar, un 72 %). Además de los mismos, en la superficie terrestre también tenemos electrones, positrones, fotones y neutrinos provenientes de eventos en cascada.

Tanto los muones como los neutrinos, son producto de la cadena de desintegración de los mesones cargados (los muones producidos por las desintegraciones de mesones neutros son de un orden de magnitud menor) mientras que, los electrones y fotones, se originan en las desintegraciones de mesones neutros.

Las únicas partículas que llegan a penetrar a distancias significativas en el subsuelo son los muones y los neutrinos.

Dado que el muón es una partícula inestable, se plantea la pregunta de cómo es posible que llegue a la superficie. El muón tiene una vida media de $2.2\mu s = 2.2 \cdot 10^{-6} s$ por lo que, viajando a la velocidad de la luz, recorrería una distancia aproximada de 1 km ($d = c\tau = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s} \cdot 2.2 \cdot 10^{-6} s = 660 m = 0.66 km \sim 1 km$).

Para explicar su llegada a nuestra altitud se plantean dos puntos de vista desde la teoría de la relatividad ya que, sin ella, para el muón se violaría el límite de velocidad del universo (<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Relativ/muonex.html>). En ambos puntos de vista se considera una distancia de 10 km y una velocidad de 0.98 c.

Desde el punto de vista del observador, para que el muón llegue a la superficie, debe haber una dilatación temporal de tal modo que la vida media del muón, en lugar de ser de $2.2\mu s$, es de $7.8\mu s$. Por otra parte, desde el punto de vista del muón, lo que se plantea es una contracción de distancias en la cual los 10 km pasan a ser 2 km. De este modo, con la teoría de la relatividad especial, el muón llega a la superficie.

La radiación cósmica también es producto de la interacción de radionucléidos como ^{14}C , tritio (3H), ^{22}Na , 7Be con la atmósfera.

En la parte superior de la atmósfera se produce 7Be por el bombardeo de protones de rayos cósmicos sobre ^{16}O y ^{14}N . Las medidas de las emisiones de rayos γ del 7Be proporcionan los medios para monitorizar las variaciones en la dinámica de la atmósfera que produce el 7Be cerca de la superficie terrestre.

Hay que tener en cuenta que no todos los radioisótopos importantes emiten γ cuando se desintegran. Unos ejemplos de éste tipo de radioisótopos son el tritio, el carbono y el rubidio que se observan mediante centelleo líquido o detección de β .

2.2. Unidades de radiación. Dosimetría

En la siguiente sección se verán las distintas unidades de radiación y la dosimetría. Esta última, es una técnica que permite estudiar la relación entre las medidas de la radiación (cuantitativas) y los efectos en cierto sistema (como los tejidos corporales) tras

una exposición a una fuente de radiación ionizante. Además se estudiarán las cantidades de protección. Estas cantidades nos permiten cuantificar el grado de exposición del cuerpo humano a la radiación ionizante.

Se comienza estudiando las distintas unidades de radiación.

Físicamente, la unidad de radiación se denomina **actividad**. Es el valor esperado del número de desintegraciones por cierta unidad de tiempo. En el sistema internacional la unidad que mide la radiación es el Becquerel (Bq) y se corresponde con una desintegración por segundo.

Otra unidad normalmente utilizada es el Curio (Ci). Un Ci equivale a 37 millardos de desintegraciones por segundo, es decir, $3.7 \cdot 10^{10}$ Bq.

Por otro lado, dado que los límites de protección ante la radiación no pueden ser expresados mediante cantidades físicas medibles, aparecen las **cantidades de protección** (calculables pero no medibles). Dichas cantidades cuantifican el grado de exposición del cuerpo humano a la radiación ionizante. Estas cantidades son: la dosis absorbida en el órgano, la dosis equivalente y la dosis efectiva. A continuación se van a analizar estas cantidades con más detalle de acuerdo al capítulo 36 de M.Tanabashi et al. (Particle Data Group) [2012].

- **Dosis absorbida en el órgano (D_T)**

Se define la dosis media absorbida en un órgano T de masa m_T como:

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} D dm$$

Se mide en "gray" (Gy). 1 Gy equivale a 1 J/kg.

- **Dosis equivalente (H_T)**

Se define la dosis equivalente en un tejido T como:

$$H_T = \sum_R \omega_R \times D_{T,R}$$

$D_{T,R}$ denota las dosis absorbidas en el tejido causadas por diferentes tipos de radiación, ponderados mediante los factores de ponderación (ω_R).

Se mide en Sievert (Sv). Un Sievert equivale a un J por kg, es decir, a 100 rem siendo el rem (Röntgen equivalent man) la unidad de dosis equivalente de radiación absorbida por materia viva, teniendo en cuenta, la eficacia en la transferencia de la energía de la radiación al tejido vivo.

Esta dosis muestra riesgos a largo plazo (como el cáncer) debidos a las exposiciones habituales de bajo nivel.

En la tabla que se muestra a continuación se muestran algunos posibles valores para ω_R según la ‘Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP)’.

Tipo de radiación	ω_R
Fotones Electrones Muones	1
Neutrones, $E_n < 1$ MeV $1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 50$ MeV $E_n > 50$ MeV	$2.5 + 18.2e^{-\frac{(\ln E_n)^2}{6}}$ $5 + 17e^{-\frac{(\ln(2E_n))^2}{6}}$ $2.5 + 3.25e^{-\frac{(\ln(0.04E_n))^2}{6}}$
Fotones de alta energía y piones cargados	2
Partículas α Fragmentos de fisión Iones pesados	20

En la tabla anterior E_n denota la energía de los neutrones.

- **Dosis efectiva (E)**

Se define dosis efectiva como:

$$E = \sum_T \omega_T \times H_T$$

H_T denota la dosis equivalente de diversos órganos y tejidos del cuerpo que son considerados más sensibles a la radiación y ω_T , al igual que antes, los factores de ponderación del tejido. Estos factores deben cumplir $\sum_T \omega_T = 1$.

Al igual que la dosis equivalente se mide en Sv.

Para comprobar que las cantidades de protección son eficientes se utilizan las **cantidades operativas**. Estas cantidades proporcionan estimaciones de las cantidades de protección.

Además, las cantidades operativas, son las que se utilizan para la calibración de detectores de protección radiológica.

Las cantidades operativas son: la dosis equivalente, dosis ambiental equivalente y dosis personal equivalente. A continuación se describen estas cantidades.

- **Dosis equivalente (H)**

La dosis equivalente en el punto de un tejido viene dada por $H = D \times Q$ siendo D la dosis absorbida y Q el factor de calidad asociado a dicho punto.

El factor de calidad, Q , se define como:

$$Q = \frac{1}{D} \int_{L=0}^{\infty} Q(L) D_L dL$$

D_L es la distribución de la dosis absorbida D en la transferencia lineal de energía sin restricciones L en el punto de interés y $Q(L)$ es el factor de calidad en función de L .

Los valores de Q según el tipo de radiación son los siguientes:

Tipo de radiación	Q
Rayos X	1
Radiación γ	
Radiación β	
Partículas α	20
Neutrones	1-20 (según su energía)

La unidad en la que se mide la dosis equivalente es Sv.

- **Dosis ambiental equivalente ($H^*(10)$)**

La dosis ambiental equivalente es la dosis equivalente en un punto de un campo de radiación producido por el campo expandido y alineado en una esfera de 30 cm

de diámetro con un tejido densidad unidad (esfera de la ‘Comisión Internacional de Unidades Radiológicas’, ICRU) a una profundidad de 10 mm en la dirección opuesta al campo alineado (figura 2.7). La dosis equivalente es la cantidad operacional para la monitorización del área.

Se mide en Sv.

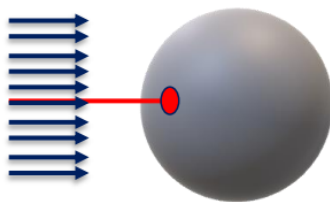


Figura 2.7: Representación campo de radiación y esfera ICRU

- **Dosis personal equivalente** ($H_p(d)$)

Se trata de la dosis equivalente en un tejido ICRU a una profundidad adecuada, d , debajo de un punto específico del cuerpo humano. Este punto es normalmente tomado donde el dosímetro individual falla. Para la evaluación de la dosis efectiva se toma $d = 10 \text{ mm}$ mientras que, para la piel, manos y pies normalmente este valor es $d = 0.07 \text{ mm}$. La dosis equivalente personal es la cantidad operativa para la monitorización individual.

Se define **dosimetría** como la técnica que permite estudiar la influencia de una exposición a una fuente de radiación ionizante (rayos X, γ , electrones, positrones, partículas α ...) en los tejidos corporales. Tiene como objetivo el fin o limitación de la aparición de efectos dañinos debidos a la exposición a las radiaciones ionizantes.

Existen dos tipos de dosimetría: dosimetría personal y dosimetría no personal.

El ‘Servicio de Control e Inspección (SCISA)’, en particular el ‘Servicio de Dosimetría Personal Externa (SDPE)’, los describe del siguiente modo.

La **dosimetría personal** se centra en el estudio y control de la radiación de un único individuo. Para medir la radiación ionizante a la que es expuesta una persona se tienen diversos tipos de dosímetros: corporales, de extremidades y de abdomen.

Los dosímetros corporales y los de abdomen son los mismos pero se colocan en diferentes partes del cuerpo. Los corporales se sitúan a la altura del pecho, con el fin de estimar las dosis de radiación recibidas en la totalidad del organismo. Se determinan en términos de dosis equivalente superficial ($H_s = H_p(0.07)$) y de dosis equivalente profunda ($H_{prof} = H_p(10)$). Los dosímetros de abdomen se colocan en el abdomen de mujeres en estado de gestación con el objetivo de estimar la dosis recibida por el feto. Con esta se obtiene la dosis de abdomen ($H_{abdomen} = H_p(10)$).

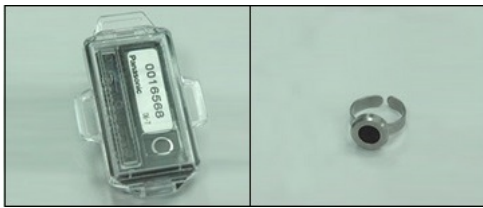


Figura 2.8: Dosímetros de extremidades

Por último, los dosímetros de extremidades tienen forma de anillo. En él se introduce un elemento de ${}^7\text{Li}^{211}\text{B}^4\text{O}^7\text{Cu}$. El anillo se coloca hacia el haz de radiación y, así, se estima la dosis de radiación recibida en la extremidad correspondiente.

Tras la lectura del elemento se obtiene la dosis correspondiente para la extremidad en la que se tuvo el anillo ($H_{ext} = H_p(0.07)$).

Tanto para el estudio mediante dosímetros corporales como de extremidades se asignan dos dosímetros (en el caso de los de extremidades dos por cada extremidad) que se usan de forma alterna por meses, de tal modo que, el uso es periódico y las lecturas mensuales.

En el caso de la **dosimetría no personal**, al igual que en la personal, tenemos distintos tipos. Estos son: la dosimetría de área para la asignación de dosis personales y para la evaluación de zonas y la dosimetría de control o dosimetría ambiental.

En los tres tipos se utilizan dosímetros iguales a los corporales (y por lo tanto a los de abdomen). En la dosimetría de área para la asignación de dosis personales se colocan en puntos representativos y en la dosimetría de área para la evaluación de zonas se sitúan en puntos con mayor probabilidad de obtener valores de dosis mayores. Al igual que en los corporales todos obtienen la dosis equivalente superficial y la dosis equivalente profunda.

Tanto los dosímetros personales como los no personales son dosímetros de termoluminiscencia y se encargan de medir la radiación X, β y γ . Exceptuando los dosímetros de extremidades los dosímetros están constituidos por dos elementos de ${}^n\text{Li}^{2n}\text{B}^4\text{O}^7\text{Cu}$ y otros dos de CaSO_4Tm .

2.3. Peligrosidad de la radiación

En la siguiente sección se procede a exponer los diferentes efectos de la radiación en el cuerpo de acuerdo a Leo [2012]. Un cuerpo puede verse sometido a una radiación de formas distintas: mediante una ionización directa de los átomos que conforman las moléculas del ADN o mediante una ionización de moléculas (como las de agua). En la primera forma, mediante la ionización directa, se rompen enlaces químicos de moléculas biológicas importantes mientras que, en la segunda, las moléculas ionizadas ‘atacan’ a las moléculas biológicas químicamente.

Estas moléculas son reparadas mediante procesos biológicos naturales. Como puede resultar evidente, dependiendo de los daños producidos, el grado de reparación puede ser mayor o menor.

Si la reparación se lleva a cabo con éxito, el ADN es reparado y no se ven efectos. En caso contrario, se produce un daño permanente en el ADN produciendo efectos biológicos como la muerte de la célula, efectos físicos sobre el individuo radiado (como el cáncer) o efectos genéticos (la alteración en la célula se transmite de generación en generación).

Es claro que, según la dosis de radiación a la que el individuo se ve expuesto, los efectos serán diferentes. En el caso de una dosis baja (dosis inferiores a 0.2 Gy) los principales efectos son genéticos y cáncer. Para ambas afecciones es complicado establecer la relación entre ellas y la radiación. Por ejemplo, para el cáncer, entre la exposición a la radiación y la manifestación de los efectos, transcurre un largo periodo de tiempo. Además, es muy complicado aislar la radiación de otras posibles causas como las drogas, el tabaco o diversos químicos. En cuanto a los efectos genéticos, es aceptado que no existe un ‘nivel seguro’ de radiación bajo el cuál no aparezcan estos efectos y dependen de la dosis total acumulada (no de la dosis recibida). A estos efectos se les denomina efectos estocásticos (ya que para una dosis total dada cada individuo posee una probabilidad no nula de desarrollar uno de estos efectos).

A continuación se muestran algunos efectos de la radiación según distintos factores.

Según el tipo de exposición a la radiación se tienen (por cada 100 mil personas expuestas) los siguientes casos de cáncer mortal:

- Para una exposición única y breve a 0.1 Sv se tienen 790 casos.
- Para una exposición continua de por vida a 1 mSv al año se tienen 560 casos.
- Para una exposición continua de por vida a 0.01 Sv al año (de los 18 hasta los 65 años) se tienen 3000 casos.

Según el empleo la pérdida promedio de esperanza de vida (en meses) es la siguiente:

- Para un trabajador de un laboratorio de investigación tras 47 años, de los 18 a los 45 años, la dosis típica es de 0.2 Sv y la pérdida promedio de esperanza de vida es de 0.4 meses.
- Tanto para un trabajador de una planta de energía nuclear tras 47 años (en el que la dosis típica es de 0.2 Sv) como para el comercio, la pérdida promedio de esperanza de vida es de 1 mes.
- Para industrias de servicio se pierde en promedio 1.2 meses.
- Tanto para dosis de 2.35 Sv como para empleados que trabajan en transporte y servicios públicos en promedio se pierden 5 meses.
- En accidentes fuera del trabajo la pérdida promedio de esperanza de vida es de 7.5 meses.
- En la construcción la pérdida es de 10 meses.
- En mineras y canteras se pierden en promedio 11 meses de esperanza de vida.

En el caso de tratarse de una alta dosis de radiación (superior a 1 Gy) en un corto espacio de tiempo (pocos días) el efecto inmediato es una disminución del número de células mitóticas (por ejemplo los leucocitos, las células de la médula ósea y aquellas que recubren el intestino) debido a la interrupción del proceso de reproducción de las mismas. Luego, los primeros síntomas tras la exposición a una alta dosis de radiación, se verán en la sangre del individuo expuesto a la misma.

Si la dosis es superior a 2-3 Sv, la muerte puede darse debido a la radiación en sí o a complicaciones derivadas de la disminución del número de células mitóticas. Por ejemplo,

para una dosis entre 4 y 6 Sv en un corto periodo de tiempo se pueden tener los efectos que se muestran a continuación.

En las primeras 48h el individuo pierde el apetito y padece náuseas y vómitos, así como, fatiga y desfallecimiento. A continuación se tienen diversas posibilidades.

Una de ellas consiste en que, a partir de esas 48h hasta las 6/8 semanas, los síntomas desaparezcan y el individuo se encuentre mejor y a partir de esas 6/8 semanas pase a una etapa de recuperación. En cuanto a la otra posibilidad es que entre las 2/3 semanas y las 6/8 el individuo padezca hematomas y hemorragias, diarrea, pérdida de pelo, fiebre, letargo y finalmente la muerte.

En caso de que el individuo sobreviva, dependiendo de la dosis recibida, se pueden dar más adelante efectos como el enrojecimiento de la piel (eritema), esterilidad, cataratas y defectos de nacimiento. A mayor cantidad de dosis recibida mayor probabilidad hay de desarrollar uno o más de los efectos anteriormente mencionados.

Por este motivo es interesante conocer cuáles serían los límites para no padecer efectos adversos si un individuo es radiado. Actualmente se conocen las siguientes dosis umbrales para diferentes efectos según el estado de desarrollo en que se encuentre el individuo radiado, recogidos en la tablas 2.1 y 2.2.

Estado de desarrollo		Límite umbral (Sv)	Efecto
Adulto	Indiferente	2.5	Opacidad del cristalino
		2-3	Muerte
		3	Envejecimiento
		3-10	Eritema
	Hombre	0.5-1	Esterilidad temporal
		> 5	Esterilidad permanente
	Mujer	3-4	Esterilidad permanente

Cuadro 2.1: Dosis umbrales para distintos efectos según el estado de desarrollo del individuo radiado.

Estado de desarrollo	Límite umbral (Sv)	Efecto
Embrión	0.04	Circunferencia de la cabeza pequeña
Feto	0.2	Disminución del crecimiento corporal Aumento de la mortalidad infantil
Niño	5	Hipotiroidismo

Cuadro 2.2: Dosis umbrales para distintos efectos según el estado de desarrollo del individuo radiado.

Notar que, el estado de desarrollo del embrión y el feto son los más sensibles a la radiación.

Dado que no existe un nivel seguro de radiación y sus efectos se acumulan, los niveles máximos de radiación se establecen mediante el criterio de que los beneficios (por ejemplo, la cura de un cáncer) sean superiores a los riesgos. La organización encargada de establecer dichos límites es la '*International Commission on Radiological Protection (ICRP)*'. Esta organización solo establece recomendaciones. Cada país es libre de aceptar, rechazar o modificar esos valores.

Los valores máximos recomendados por la ICRP son los siguientes:

Parte expuesta		Dosis para individuos expuestos en el empleo	Dosis para otros individuos
Cuerpo entero		100 mSv en 5 años (pero no más de 50 mSv al año)	1 mSv al año de media por cada 5 años
Órganos individuales	Cristalino	150 mSv al año	15 mSv al año
	Piel (100 cm ²)	500 mSv al año	50 mSv al año
	Otros órganos o tejidos	500 mSv al año	50 mSv al año

Como la medida tanto de las cantidades operativas como de las de protección es difícil de obtener, pues depende del tipo de partícula y del tejido expuesto, en este trabajo se ha optado por caracterizar todos los distintos tipos de radiación observados usando simplemente unidades de actividad, es decir, desintegraciones observadas por unidad de tiempo.

Capítulo 3

Detectores de radiación

En este capítulo se van a estudiar distintos detectores de radiación ionizante: centelleador, Geiger Müller y cámara de niebla. En todos ellos se estudiará su composición y funcionamiento para posteriormente, en el capítulo 4, estudiar las características de los dispositivos concretos utilizados para obtener los resultados experimentales de este trabajo.

3.1. Detectores de radiación γ : el centelleador

3.1.1. Composición y funcionamiento del dispositivo

En la mayoría de los materiales transparentes, al interactuar la radiación ionizante con la materia, un gran número de átomos y moléculas se excitan e ionizan. Cuando estos vuelven a su estado fundamental emiten un fotón que produce un destello de luz (su energía se encuentra en el rango del espectro visible o próxima al mismo).

Esta luz visible se transporta a un **fotodetector** (usualmente es un tubo fotomultiplicador, PMT) para así convertirla en un pulso eléctrico mediante la emisión de un electrón (efecto fotoeléctrico). Cuando en esta emisión la conversión de energía de excitación es eficiente se tiene un **material centelleador**.

Esta transformación se lleva a cabo en un fotocátodo (aleaciones semiconductoras de uno o más metales del grupo alcalino -Na,K,Cs- y materiales del grupo 15 -normalmente Sb-) situado en un tubo de cuarzo o en un tubo de vidrio al vacío. Además, mediante una

tarjeta de lectura, la señal también es amplificada.

En conclusión, este dispositivo consta de un centelleador (en el que se emite una señal lumínica) acoplado a un tubo fotomultiplicador por medio de un fotocátodo (figura 3.1). En el fotomultiplicador, se amplifican y transforman en un pulso eléctrico los fotones registrados en el fotocátodo. De este modo la señal luminosa de entrada procedente del centelleador se transforma en una señal eléctrica amplificada.

Por otro lado, se denomina dínodo al primer electrodo del tubo fotomultiplicador. Se caracteriza porque cada uno de ellos está cargado más positivamente que su predecesor. Según el tipo de fotomultiplicador, el número de dínodos y su disposiciones geométricas varían para agrupar, centrar y acelerar los fotoelectrones (electrones emitidos por el fotocátodo) del cátodo al primero de ellos. Los composición de los mismos, habitualmente, está formada en gran parte de BeO o por Mg, O o Cs. En ellos, los fotoelectrones son multiplicados en varias etapas. En particular, para series de 14 dínodos sometidos a unas diferencias de potencial entre 150 y 200 V, el número de electrones aumenta un factor de 10^8 por etapa.

En el ánodo del fotomultiplicador se recoge la avalancha de electrones y cada pulso es asignado a un canal en función de su energía depositada.

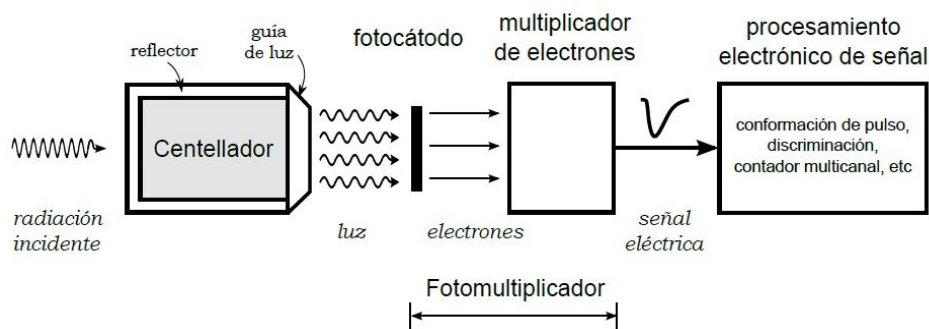


Figura 3.1: Representación de un centelleador acoplado a un tubo fotomultiplicador por medio de un fotocátodo

3.1.2. Tipos de centelleadores

Según el material centelleador del que se disponga se tendrán diversos tipos de centelleadores y diferentes mecanismos de centelleo.

Los tipos de centelleadores según el material de centelleo, de acuerdo con Knoll [2010], son los siguientes:

1. Orgánicos

- Cristales orgánicos puros
- Soluciones orgánicas líquidas
- Centelleadores plásticos
- Centelleadores de película delgada
- Centelleadores orgánicos cargados

2. Inorgánicos

- | | |
|---|--|
| <ul style="list-style-type: none"> ▪ Centelleadores de halogenuro alcalinos <ul style="list-style-type: none"> • NaI(Tl) • CsI(Tl) y CsI(Na) • LiI(Eu) ▪ Centelleadores de cristal ▪ Gases centelleantes | <ul style="list-style-type: none"> ▪ Otros <ul style="list-style-type: none"> • Germanato de Bismuto (<i>BGO</i>) • Fluoruro de Bario (<i>BaF₂</i>) • ZnS(Ag) • <i>CaF₂(Eu)</i> • CsF |
|---|--|

A continuación se procede a estudiar cada uno de estos tipos de centelleadores con más detalle.

1. Centelleadores orgánicos

El funcionamiento de este tipo de centelleadores se basa en la excitación de niveles moleculares en un material fluorescente primario que emite bandas de luz ultravioleta durante la desexcitación. Esta luz es absorbida en la mayoría de los materiales orgánicos con una longitud de absorción de unos pocos milímetros. Por ello, la extracción de una señal de luz sólo es posible mediante la introducción de un segundo material fluorescente en el cual la luz ultravioleta es transformada en luz visible. Este último material, denominado ‘wavelength shifter’ es escogido según el espectro del primer material fluorescente

y su emisión es adaptada a la dependencia del espectro con la eficiencia cuántica del fotocátodo.

Una gran parte de los centelleadores orgánicos se basan en moléculas orgánicas con ciertas propiedades de simetría que dan lugar a una estructura de orbitales moleculares π . Sus niveles de energía tienen la estructura que se muestra en la figura 3.2.

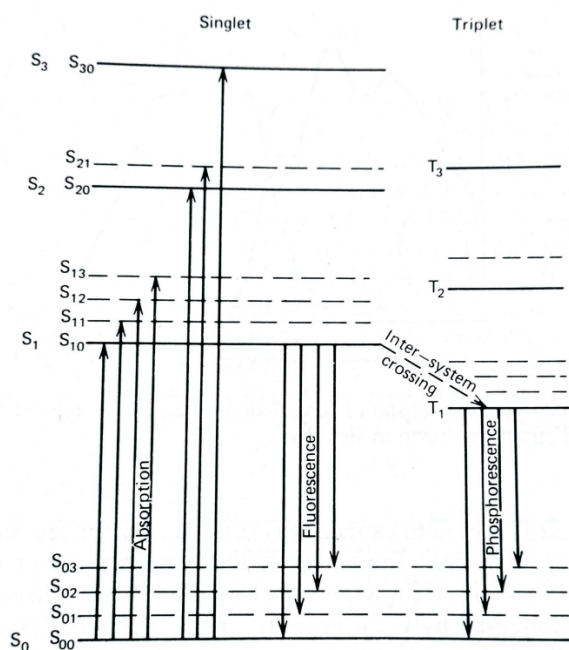


Figura 3.2: Niveles de energía de una molécula orgánica con estructura de orbitales moleculares π

El proceso de absorción, que se muestra en la figura 3.2, se lleva a cabo mediante la excitación del electrón. Para que las moléculas sean de interés como centelleadores orgánicos la separación entre S_0 y S_1 debe encontrarse entre tres y cuatro eV. A su vez, cada una de esas configuraciones está subdividida en una serie de niveles (estados de vibración de la molécula) espaciados en el orden de 0.15 eV. Además, casi todas las moléculas a temperatura ambiente se encuentran en el nivel S_{00} (ya que 0.15 eV es mayor que 0.025 eV, valor que toman las energías térmicas medias).

En el caso del centelleador, este proceso representa la absorción de la energía cinética de la partícula cargada cercana.

La principal luz de centelleo se da en la fluorescencia (emisión inmediata de la radiación visible de una sustancia tras su excitación) de S_{10} a un estado de vibración de la molécula.

La intensidad de esta fluorescencia en un tiempo t viene dada por $I = I_0 e^{-t/\tau}$ siendo τ el tiempo de desexcitación del nivel S_{10} .

Estos centelleadores tienen un tiempo de desintegración del orden de unos pocos nanosegundos. Además, dado que la energía mínima requerida para la excitación es superior a la energía de las transiciones de fluorescencia, a excepción de la transición $S_{10} - S_{00}$, los espectros de absorción y emisión prácticamente no se superponen. En otras palabras, en la fluorescencia se tiene muy poca autoabsorción (figura 3.3). Esto explica por qué este

tipo de centelleadores debe ser transparente a su propia emisión fluorescente.

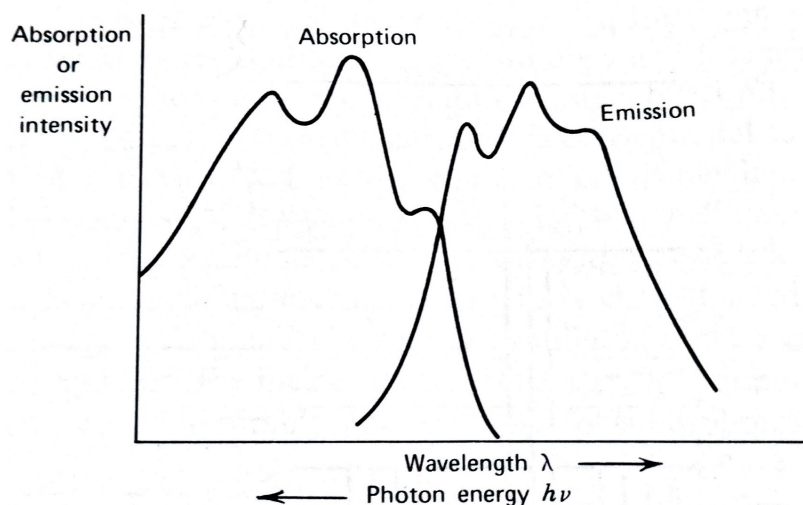


Figura 3.3: Espectro de absorción y emisión de un centelleador orgánico

Los centelleadores orgánicos son muy útiles para la detección directa de partículas beta (electrones rápidos) o partículas alfa (iones positivos). También se adaptan fácilmente para la detección de neutrones rápidos en el proceso de retroceso de protones.

A causa del bajo valor del número atómico de sus constituyentes (hidrógeno, oxígeno y carbono), prácticamente no existe una sección transversal fotoeléctrica para los rayos γ de energías típicas. Por ello, los centelleadores orgánicos más habituales, se caracterizan por no mostrar en su espectro de rayos γ un fotopico (únicamente dan lugar a un continuo Compton).

Como se comentó previamente, hay diversos tipos de centelleadores orgánicos. Éstos son los siguientes:

■ Cristales orgánicos puros

Los dos materiales característicos de este tipo de centelleadores orgánicos son el antraceno y el estilbena. El antraceno se caracteriza por tener una mayor eficiencia que cualquier otro centelleador orgánico y por lo tanto, en particular, tiene una mayor eficiencia que el estilbena.

A pesar de ello, este último material se prefiere en aquellos casos en los cuales es necesario distinguir, mediante la forma del pulso, entre los centelleos inducidos por

partículas cargadas y aquellos inducidos por electrones.

Por otro lado, la eficiencia depende de la orientación de la partícula ionizante respecto al eje del cristal. Esta variación direccional arruina la resolución dando pistas en diversas direcciones del cristal. Dicha variación direccional puede ser como mucho de un 20-30 %.

Otro problema es que, a pesar de sus grandes eficiencias, ambos materiales son muy frágiles y es complicado obtener grandes tamaños de los mismos.

■ Soluciones orgánicas líquidas

En este caso un centelleador orgánico es disuelto en un disolvente apropiado (como el xileno, el tolueno o el benceno).

En ocasiones, además de estos dos componentes, se tiene un tercer componente encargado de adaptar el espectro de emisión a la respuesta espectral de los fotomultiplicadores mediante el desplazamiento de la longitud de onda.

Uno de los problemas que tienen muchos líquidos es la presencia de oxígeno disuelto. Esta presencia es un fuerte agente de enfriamiento y puede reducir considerablemente la eficiencia. Por ello, es necesario retirar todo el oxígeno posible y sellar la solución en un volumen cerrado.

Usualmente este tipo de centelleadores se venden en envases de vidrio sellados y, dado que se caracterizan por tener un bajo coste, suelen ser utilizados en aplicaciones que requieren grandes volúmenes. Los centelleadores líquidos son extensamente utilizados para contar material radioactivo (que puede ser disuelto como parte de la solución del centelleador).

En este caso la eficiencia puede llegar a ser del 100 % ya que todas las radiaciones emitidas por la fuente pasan inmediatamente a través de una parte del centelleador.



Figura 3.4: Ejemplo de un centelleador líquido.

Esta técnica de recuento se usa para contar los niveles más bajos de la actividad β (como la del carbono 14 o el tritio).

■ Centelleadores plásticos



Figura 3.5: Ejemplo de un centelleador plástico

En este caso, el centelleador orgánico se disuelve en un solvente que luego es capaz de polimerizarse (por ejemplo el estireno). De este modo se obtiene un equivalente a una solución sólida. Este tipo de centelleadores, además de ser económicos, se fabrican y moldean con facilidad.

La forma más frecuente son las rectangulares, aunque también se pueden moldear en forma de varillas, cilindros y láminas planas. Para caracterizar la forma deseada para el polímero se tienen en cuenta tanto la producción de luz como la autoabsorción (que ya no puede considerarse despreciable y hay que pasar a tener en cuenta las propiedades de atenuación del material).

Para la confección del polímero hay dos tipos de componentes:

- Componentes aromáticas:

Se trata de compuestos que contienen átomos de carbono ligados entre sí en forma de anillo. Algunos ejemplos de este tipo de componentes son el poliestireno (PST) o el poliviniltolueno (PVT).

Este tipo de compuestos se caracterizan por poseer los denominados 'orbitales moleculares π ' (en los cuales los electrones se encuentran deslocalizados en la molécula).

- Componentes alifáticos como vidrios acrílicos (PMMA).

Los primeros se caracterizan por producir el doble de luz que los alifáticos, pero estos últimos tienen la ventaja de ser menos caros y más fáciles de manejar mecánicamente.

En general, los centelleadores plásticos, son usados con frecuencia en grandes detectores calorimétricos. Como este tipo de detectores necesita una producción de luz uniforme, en frente al fotocátodo, se sitúa un filtro amarillo para filtrar las longitudes de onda cortas.

■ Centelleadores de película delgada

Se trata de láminas muy delgadas de centelleadores de plástico (en ocasiones llegan a ser hasta dos órdenes de magnitud más pequeños que el tamaño mínimo de otro detector habitual; incluso de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$).

Normalmente son comercializadas con un espesor de $10 \mu\text{g}$ y pueden llegar a fabricarse con espesores menores mediante técnicas de evaporación de la solución del centelleador plástico o a través de recubrimiento por rotación.

Para recoger la luz, pueden ser situadas en la cara de un tubo fotomultiplicador o se puede captar, indirectamente, a través de un tubo de luz transparente en contacto con los bordes de la película. Esta película también podría colocarse en el interior de una cavidad reflectante.

La respuesta de esta película depende de la velocidad de los iones y del número atómico (no sólo depende de la pérdida de energía esperada). A medida que el número atómico disminuye, el rendimiento de la luz por unidad de volumen aumenta. En este caso estas láminas pueden ser utilizadas como detectores de transmisión de protones o partículas α (únicamente responden a la fracción de energía perdida por la partícula al atravesar el detector).

Este tipo de láminas son muy útiles para realizar mediciones en tiempos cortos.

■ Centelleadores orgánicos cargados

Para subsanar el problema de la ausencia del fotopico en los centelleadores orgánicos usuales, y proporcionar alguna posibilidad de conversión fotoeléctrica de rayos γ , se agregan a los centelleadores orgánicos elementos con altos números atómicos (como plomo o estaño).

Usualmente se agrega una concentración de hasta un 10 % en peso. En concreto, el

estaño se puede agregar a soluciones líquidas de centelleo orgánico de hasta un 54 % en peso, mientras se retiene la salida de la luz centelleante.

Para bajas energías de rayos γ , la eficiencia del fotopico puede llegar a ser relativamente elevada. Además, tiene grandes ventajas de respuesta y bajo coste en comparación con otros centelleadores de rayos γ .

Además de estaño o plomo, también se puede añadir gadolinio a centelleadores orgánicos líquidos. La alta sección eficaz del gadolinio para neutrones induce actividad beta y γ (que luego es detectada directamente en el centelleador orgánico). Este material permite construir grandes detectores de neutrones de manera económica.

2. Centelleadores inorgánicos

Su mecanismo depende de los estados de energía definidos por la red cristalina del material. Los electrones sólo tienen bandas de energía discretas que se corresponden a materiales aislantes o semiconductores.

En la figura 3.6 se representa la estructura de banda de energías de un centelleador inorgánico. La banda de valencia representa los electrones que se encuentran esencialmente unidos en los sitios de la red mientras que el resto, los que poseen la suficiente energía para ser libres de trasladarse a través del cristal, son representados en la banda de conducción. Por último, existe una banda prohibida en la cual es imposible encontrar electrones en el cristal puro.

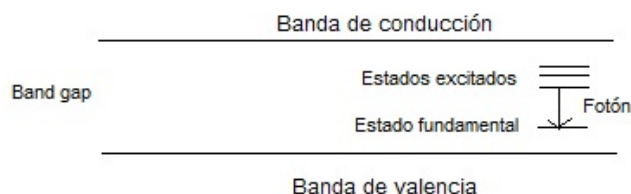


Figura 3.6: Estructura de banda de energías de un centelleador inorgánico

La absorción de energía puede resultar de la extracción de un electrón de su posición en la banda de valencia a través de un hueco en la banda de conducción, dejando un hueco en la banda de valencia. La emisión de este fotón en el cristal puro es un proceso

ineficiente y su energía es demasiado elevada como para permanecer en el rango visible. Para aumentar la probabilidad de que estos fotones se encuentren en dicho rango durante el proceso de desexcitación, se agregan pequeñas cantidades de impurezas (activadores) creando estados de energía en la banda prohibida.

La ventaja de este tipo de centelleadores es que el campo de luz por energía de ionización es mucho mayor que en los centelleadores orgánicos (ya que en los centelleadores orgánicos se añadían elementos con un número atómico elevado) y, por lo tanto, la resolución en energía obtenida es considerablemente mayor. Esta última característica los hace adecuados para la detección y espectroscopia de rayos γ . Además, las fluctuaciones del número de fotones de centelleo son menores en este tipo de centelleadores. Por otra parte, la desventaja de los mismos es su poder de frenado debido a su alta densidad y número atómico.

En este tipo de centelleadores, se tienen tiempos de desintegración del orden de los microsegundos (mayores que en los centelleadores orgánicos).

Dentro del grupo de centelleadores inorgánicos se encuentran los **centelleadores de halogenuro alcalinos**.

Algunos ejemplos de este tipo de centelleadores son los siguientes:

- $NaI(Tl)$: Se caracterizan por producir una salida de luz mayor que los materiales orgánicos. Tienen un excelente rendimiento lumínico y su respuesta ante electrones y rayos γ es casi lineal en gran parte del rango de energía significativo.

Este tipo de centelleador tiene la desventaja de ser frágil ante choques mecánicos o térmicos y se deteriora mediante la absorción de agua.

Además, a temperaturas elevadas, tiene una respuesta ligeramente más rápida.

- $CsI(Tl)$ y $CsI(Na)$: El yoduro de cesio se caracteriza por tener un mayor coeficiente de absorción por unidad de volumen que el yoduro de sodio. Además, tiene la ventaja de ser menos frágil que el mismo y, por ello, al cortarlo puede doblarse de diversas formas sin ser roto. Por otro lado, es razonablemente ligero y maleable.

Una desventaja es que, a pesar de ser menos higroscópico que el yoduro de sodio (es decir, de absorber menos agua), al exponerlo al agua o a una alta humedad se

deteriora. Además, alcanza el máximo a longitudes de onda mayores que el yoduro sodio dopado con talio y tiene una menor salida de luz.

- $LiI(Eu)$: Tiene especial interés en la detección de neutrones

Otros centelleadores inorgánicos interesantes son los siguientes:

- Germanato de bismuto (BGO): Este tipo de centelleador tiene la ventaja de poseer una alta densidad ($7.3g/cm^3$) y el elevado número atómico del bismuto ($Z = 83$).

Además, gracias a sus propiedades mecánicas y químicas, es fácil de manejar y usar. Por otra parte, este tipo tiene una mayor resistencia que aquellos que emplean yoduro de sodio. Desafortunadamente, tiene un rendimiento relativamente bajo y son más costosos que los de yoduro de sodio dopado con talio. Asimismo, una desventaja añadida es que se encuentran disponibles en tamaños limitados.

Otro inconveniente es el hecho de que, a medida que la temperatura aumenta, la salida de luz disminuye.

- Fluoruro de Bario (BaF_2): Se trata de un centelleador que se caracteriza por tener una alta eficiencia en detección por unidad de volumen y respuesta. A pesar de ello, tiene una resolución energética más pobre (su rendimiento total se encuentra en torno a un 20 % del observado en un centelleador de yoduro de sodio dopado con talio).
- $ZnS(Ag)$: Este se caracteriza porque tiene una mayor eficiencia de centelleo que el yoduro de sodio dopado con talio. Su uso se limita a la detección de partículas pesadas y partículas alfa.
- $CaF_2(Eu)$: Dado que este tipo de centelleador no es higroscópico, es útil para condiciones ambientales severas. Además es resistente a fracturas y no reactivo.
- CsF : Este, a pesar de tener un rendimiento bajo, consta de una muy buena resolución en tiempo. Esto es gracias a que su tiempo de decaimiento es corto.

En cuanto a los **centelleadores de cristal**, simplemente mencionar que los de silicato activados con cerio son ampliamente utilizados como detectores de neutrones.

Respecto a los **gases centelleantes**, comentar que pueden servir como medios de detección de centelleo. Tienen una respuesta rápida y, además, de un modo sencillo pueden variar su tamaño, forma y poder de frenado para la radiación incidente. Su gran desventaja es que tienen un bajo rendimiento.

3.1.3. Comparación de centelleadores

Cada uno de estos centelleadores se caracteriza por diferentes propiedades. Esto lleva a pensar cuál es mejor utilizar. El centelleador ideal, según Knoll [2010], constaría de las siguientes propiedades:

- Conversión de la energía cinética de las partículas cargadas a luz detectable con una alta eficiencia de centelleo.
- Conversión lineal (el rendimiento de la luz debe ser proporcional a la energía depositada en el mayor rango posible).
- Para una buena recolección de luz el medio debe ser transparente a su propia longitud de onda emitida.
- Los tiempos de desintegraciones deben ser cortos para la generación rápida de pulsos.
- Materiales de buena calidad óptica y sujetos a que la fabricación pueda ser lo suficientemente grande como para ser un detector práctico de interés.
- Índice de refracción cercano al del vidrio (~ 1.5) para permitir un acoplamiento eficaz entre la luz de centelleo y fotodetector.

Como hemos visto, estas características no se pueden dar simultáneamente. Por lo tanto, a la hora de escoger un buen centelleador, se tiene que tomar en consideración para qué va a ser utilizado.

Los centelleadores inorgánicos, a pesar de ser muy lentos, se caracterizan por tener una mejor salida de luz y linealidad mientras que los centelleadores orgánicos son más rápidos pero producen menos luz. Por todo ello, los centelleadores inorgánicos son preferidos para la espectroscopia de rayos γ y medidas de energías de rayos X mientras que los

orgánicos son los favoritos para la espectroscopia β y la detección rápida de neutrones. En conclusión, los centelleadores inorgánicos son adecuados para medir la radiación γ y los orgánicos para las partículas α y β . En este trabajo se dispone de centelleadores inorgánicos de NaI(Tl) como se expondrá en el siguiente capítulo.

3.2. Detector de radiación ionizante: Geiger Müller

3.2.1. Composición y funcionamiento

Un detector Geiger Müller consiste en un cilindro metálico cerrado herméticamente por ambos extremos y cubierto con un gas ionizante (normalmente gases nobles como el neón, el argón o el helio). Uno de los extremos está compuesto por un fino material (como mica) que permite la entrada de partículas α . En el interior del tubo se tiene un cable cargado positivamente con un voltaje relativamente alto. Dicho cable actúa como un ánodo mientras que el tubo actúa como cátodo. Ambos se encuentran conectados a un circuito eléctrico que mantiene el voltaje, anteriormente mencionado, entre ellos.

En el tubo anteriormente descrito, se introduce otro gas con el fin de ionizar algunos de los átomos del gas original (los iones positivos se aceleran hacia el cátodo y los electrones hacia el ánodo) para futuros propósitos de ‘*quenching*’ (enfriamiento). En dicho proceso de ionización, mediante la aceleración de los electrones hacia el ánodo, se ionizan otros átomos produciéndose una cascada de electrones denominada ‘*avalancha Townsend*’ (figura 3.7).

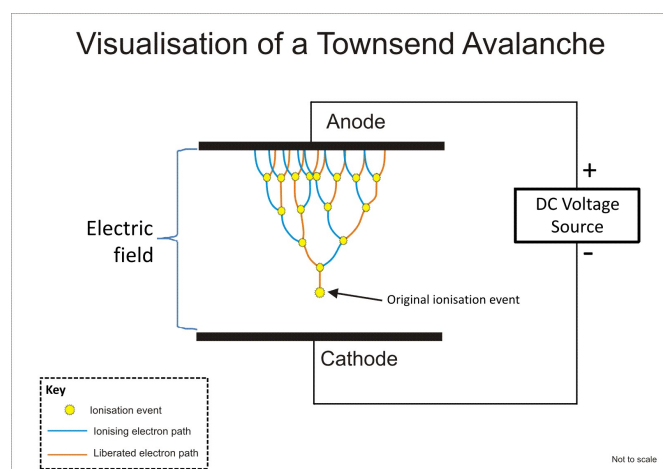


Figura 3.7: Esquema avalancha Townsend

Las moléculas excitadas del gas en esta avalancha, vuelven a su estado fundamental tras pocos nanosegundos a través de la emisión de fotones cuya longitud de onda debe encontrarse en el rango visible o ultravioleta. Se produce así una caída de voltaje que el circuito eléctrico detecta señalando la presencia de un partícula. Por ello, estos fotones son la clave en la propagación de la reacción en cadena que constituye la descarga Geiger (figura 3.8).

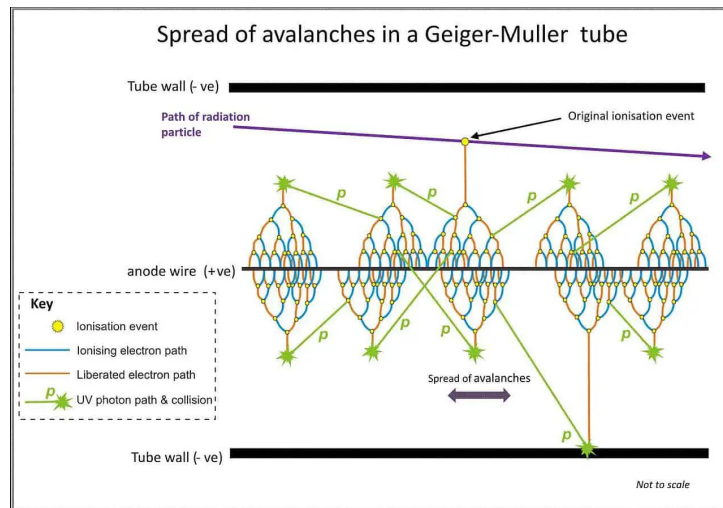


Figura 3.8: Propagación de avalanchas en un tubo Geiger-Müller

Para que esta descarga llegue a generarse debe alcanzarse un voltaje mínimo. A la diferencia entre dicho voltaje mínimo y el voltaje aplicado se le denomina *'overvoltage'*.

También hay que tener en cuenta que para un mayor voltaje se tendrá un mayor número de avalanchas y por lo tanto una amplitud del pulso de salida más elevada.

El punto en el cual la reacción en cadena entra en juego siempre se alcanza tras el mismo número de avalanchas. Esto lleva a que todos los pulsos Geiger tienen la misma amplitud (independientemente de la cantidad de ondas de iones originales que iniciaron el proceso).

En conclusión, el funcionamiento de un detector Geiger Müller se basa en la descarga en el gas inducida por la radiación. En definitiva, este tipo de detectores actúa como un contador (únicamente se necesita que cada pulso sea registrado).

Por otro lado hay que tener en cuenta el factor de multiplicación. Si este factor es relativamente pequeño ($10^2 - 10^4$) el número de moléculas excitadas formadas en una

avalancha característica no es muy elevado. Del mismo modo, la probabilidad de absorción fotoeléctrica de cualquier fotón también es relativamente baja. Dicho factor de multiplicación es mucho mayor en una descarga Geiger ($10^6 - 10^8$) lo que implica que, en este tipo de descargas, el número de avalanchas es también mucho mayor. Además, el tiempo requerido para la propagación de dichas avalanchas es relativamente corto.

Una ionización en las paredes del tubo se puede apreciar en la figura 3.9.

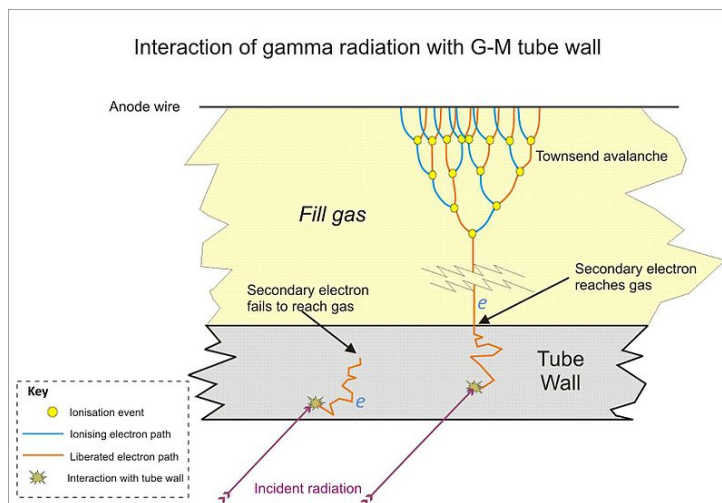


Figura 3.9: Interacción de la radiación γ con la pared Geiger-Müller.

3.2.2. Ventajas y desventajas del Geiger Müller

Una de las primeras desventajas que se pueden observar es el hecho de que un contador Geiger sólo puede funcionar como un contador simple de eventos inducidos por la radiación. Por ello, debido a que en el proceso se pierde toda la información sobre la cantidad de energía depositada por la radiación incidente (todos los pulsos de salida tienen aproximadamente el mismo tamaño), no se puede aplicar en la espectroscopia de radiación directa. Además de esta falta de información energética, la gran desventaja de este tipo de contadores es el gran tiempo muerto que tienen (mayor que el de otros detectores de radiación comúnmente usados). Los detectores están limitados a tasas de conteo relativamente bajas y se debe aplicar una corrección a situaciones en las que dicha tasa se considerara moderada (pocos cientos de pulsos por segundo).

Otro inconveniente es que, para algún tipo de detectores Geiger, se tiene una vida

media limitada y, en consecuencia, comienzan a fallar tras un número fijo de pulsos totales.

Además, hay que tomar precauciones para prevenir una excesiva multiplicación de estos pulsos (del orden de $10^9 - 10^{10}$ pares de iones formados en la descarga). Para ello existen distintos métodos para detener la avalancha (Knoll [2010]).

- El primer método consiste en reducir el voltaje aplicado en el tubo a un valor demasiado bajo tras la detección de una partícula (durante un tiempo fijo) para soportar una mayor multiplicación del gas (los nuevos iones o electrones creados no se aceleran y no se generan más señales). Este método se denomina ‘*external quenching*’ (enfriamiento externo).

Otro método, incluido en la categoría de ‘*external quenching*’, es escoger una resistencia (en el circuito mostrado en la figura 3.10) lo suficientemente grande (del orden de $10^8 \Omega$) para que el tiempo en el que se acumula carga en el circuito sea del orden de milisegundos. La desventaja de este método es el tiempo que tarda en regresar a su voltaje original.

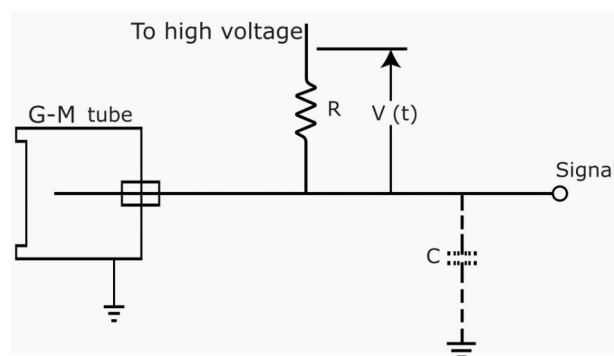


Figura 3.10: Circuito de conteo equivalente para un tubo Geiger Muller

- El segundo método, más habitual, consiste en un enfriamiento interno. Al gas original del tubo se le añade una pequeña concentración de un gas poliatómico (orgánico o halógeno) denominado ‘*quenching gas*’ (enfriamiento externo). El gas más popular es el alcohol etílico. En general, en la elección del mismo, se busca que tenga un potencial de ionización menor y una estructura molecular más compleja que la del gas principal. Este gas se presenta con una concentración de un 5-10 % .

Al chocar los iones positivos con este nuevo gas pueden ocurrir dos situaciones: o su velocidad disminuye o son absorbidos al dar su energía a las moléculas del mismo. Esto, en vez de una ionización, da lugar a una disociación (las moléculas tras el impacto no producen señal). Así se evitan pulsaciones múltiples.

En caso de que el gas poliatómico sea orgánico se necesita reemplazar los tubos tras un tiempo ($\sim 10^9$ cuentas) ya que el gas se va consumiendo. Para evitar este problema se utiliza como ‘*quenching gas*’ halógenos (como cloro o bromo) ya que en este caso, tras la disociación, las moléculas se vuelven a juntar.

Además, según los gases introducidos en el tubo, el valor del voltaje mínimo para que se produzca la descarga varía. Para gases usuales dicho voltaje se encuentra entre los 500 y 2000 V (utilizando ánodos de 0.1 mm de diámetro).

Otros dos factores que limitan la vida media del tubo Geiger son la contaminación del gas por productos de reacción producidos en la descarga y los cambios en la superficie del ánodo causados por la deposición de productos de reacción polimerizados.

Por otro lado, este tipo de detectores tiene la ventaja de no necesitar una electrónica de lectura muy sofisticada. Además, en ellos se puede establecer la forma temporal del pulso eléctrico mediante un circuito RC. Aquí hay que tener en cuenta la limitación de la respuesta temporal durante el tiempo necesario para drenar la carga iónica (esto se debe al apantallamiento del campo eléctrico por los iones en el gas).

En añadido, hay que tener en cuenta el tiempo muerto en el funcionamiento del sensor. Este tiempo muerto da lugar a una ineficiencia tras la detección de una señal.

Existen dos formas de modelizar el tiempo muerto:

- **Sistemas no paralizables:**

Se trata de sistemas que tras un suceso tienen un tiempo muerto fijo.

En este tipo de sistema la tasa de tiempo muerto viene dada por el producto de la tasa de sucesos observada por el tiempo muerto.

Así la tasa de sucesos real viene dada por $n = \frac{m}{1 - m\tau}$ siendo n la tasa de sucesos real, m la tasa de sucesos observada y τ el tiempo muerto.

- **Sistemas paralizables:**

Son sistemas en los que, al contrario que en los sistemas no paralizables, no se tienen tiempos muertos fijos tras un suceso. El tiempo muerto va aumentando proporcionalmente si ocurre otro suceso en el tiempo en el que el detector está inhábil.

En este caso, asumiendo estadística de Poisson, la tasa observada viene dada por $m = ne^{-n\tau}$.

En la figura 3.11 se puede observar que, para un mismo tiempo muerto, dados seis sucesos el sistema paralizable sólo detecta tres de ellos mientras que, el sistema no paralizables, detecta uno más.

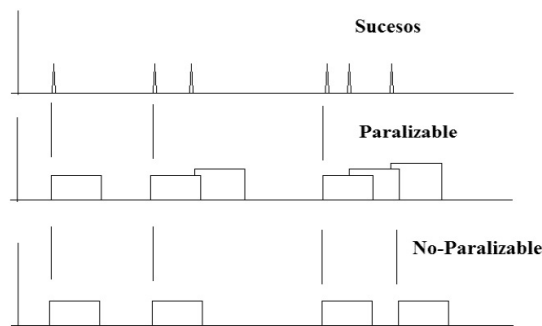


Figura 3.11: Sistemas paralizables y no paralizables

Por otro lado es interesante observar que, para un sistema no paralizables, la tasa observada crece monótonamente con la tasa real mientras que, para un sistema paralizables, a medida que crece la tasa de sucesos reales la tasa de sucesos observados decrece.

3.2.3. Curvas Plateau

Cuando los detectores de radiación funcionan en modo pulso, surge una situación común en la que los pulsos del detector se alimentan de un dispositivo de recuento con un nivel de discriminación fijo. Además, la señal de los pulsos debe exceder un nivel dado para ser registrado por el circuito.

Al realizar una medida nuclear es conveniente establecer un punto de operación que proporcione la máxima estabilidad durante largos períodos de tiempo. Esto se debe a que,

en la vida real, el límite a partir del cual los pulsos son registrados podría sufrir ligeras variaciones. Nos interesa que, dichas variaciones, tengan una influencia mínima en las cuentas medidas. Estas zonas, es decir, las de menor sensibilidad son aquellas en las que hay pendiente mínima (*'meseta Plateau'*).

En la práctica, este límite a partir del cual se logra una mayor estabilidad, se elige mediante la representación de una curva plateau del sistema (figura 3.12) bajo condiciones en las que la fuente de radiación genera eventos a una tasa constante dentro del tubo.

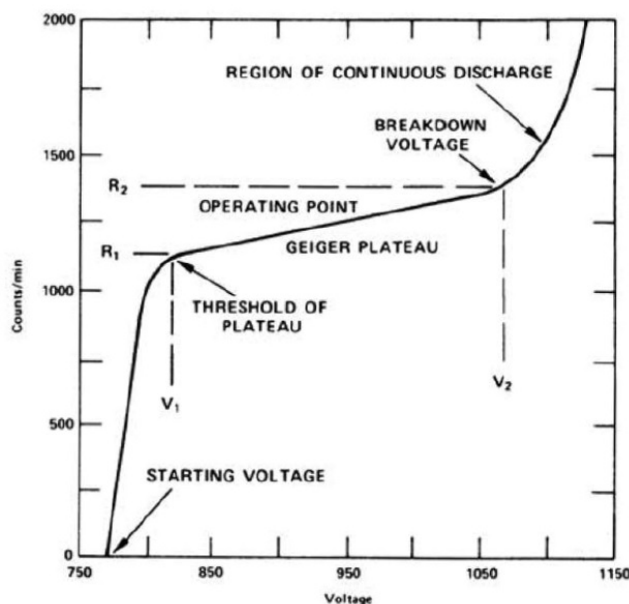


Figura 3.12: Curva Plateau típica Geiger-Müller

Para el tubo Geiger los resultados son sencillos, ya que los pulsos se encuentran centrados en torno a un único valor.

A medida que se va aumentando el voltaje, la amplitud media del pulso también aumenta y el fotopico se va moviendo hacia la derecha. A pesar de esta traslación, el número de eventos registrados no aumenta.

Si el voltaje se aumenta lo suficiente, la meseta termina de manera abrupta. La causa de dicha terminación abrupta es la manifestación de mecanismos de descarga continua en el interior del tubo. Estas descargas pueden ser debidas a cualquier irregularidad en el cable del ánodo o a impulsos múltiples causados mediante el fallo del mecanismo de enfriamiento. Este proceso de descarga continua puede ser muy dañino si ocurre durante

un tiempo prolongado. Este motivo por el cual se debe disminuir el voltaje en cuanto se termina la meseta.

Para que el dispositivo tenga una larga vida operativa se escoge un punto de operación lo suficientemente alejado en la meseta. Así, se obtendrá una buena estabilidad y el gas de enfriamiento rápido se consumirá a velocidad mínima.

Por otro lado, para evitar que los pulsos durante el tiempo de recuperación sean anormalmente pequeños la tasa de recuento debe ser menor que un pequeño porcentaje del inverso del tiempo de recuperación. Para un tubo Geiger típico las medidas deben estar por debajo de unas pocas cuentas por segundo.

Otra factor que influye en la pendiente de la meseta es el fallo del mecanismo de enfriamiento, que puede dar lugar a pulsos adulterados. A pesar de que la probabilidad de que ocurra esto es muy baja, esta va aumentando a medida que el número de iones positivos que llegan al cátodo aumenta y, así, estos pulsos adulterados pasan a ser un hecho significativo.

Por otra parte, debido a que las cargas eléctricas en los aisladores tardan en equilibrarse (hecho que puede influir en la configuración del campo eléctrico dentro del tubo) la curva registrada cuando se aumenta el voltaje puede diferir ligeramente de la obtenida al disminuir el voltaje (histéresis).

Los tubos Geiger pueden clasificarse en función de la pendiente de la meseta. Los tubos de enfriamiento orgánicos son los que tienen una pendiente más plana (entre un 2 y 3 % cada 100 V) mientras que, aquellos que contienen halógenos, tienen una meseta de mayor pendiente. A pesar de ello, los tubos que contienen halógenos compensan esta pendiente con el hecho de que tienen una mayor vida útil y pueden funcionar a voltajes más bajos.

3.3. Detector de radiación cargada: Cámara de niebla

La cámara de niebla es un dispositivo experimental que permite el estudio de partículas de alta energía mediante la observación de sus trayectorias.

Se trata de un contenedor cerrado con una atmósfera de aire sobresaturada de vapor de agua o alcohol. La radiación se hace visible con el paso de la partícula por dicha atmósfera

debido a la condensación del vapor en los iones que se forman con el paso de la radiación. Según la trayectoria observada se podrán diferenciar diversos tipos de partículas. Para las partículas α se observará un rastro ancho y recto de cierta longitud mientras que para los electrones se lograrán haces de luz curvados. Algunos de estos tipos de trazas se pueden observar en la figura 3.13.

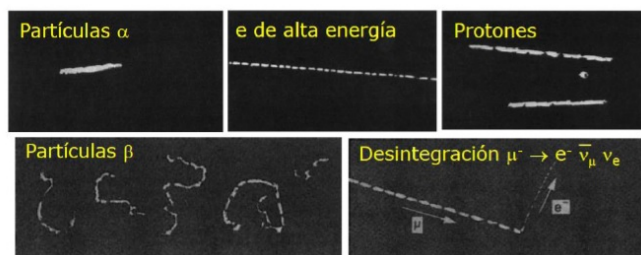


Figura 3.13: Diversos tipos de trazas observados en la cámara de niebla

Existen dos tipos según la forma de enfriar el aire encerrado en el interior del contenedor: cámara de difusión y cámara de expansión

Inicialmente se utilizaba la **cámara de niebla por expansión (cámara de niebla de Wilson)**. Se trata de una cámara con aire sellado saturado con vapor de agua. Para enfriar el aire dispone de un diafragma que expande el aire en su interior (expansión adiabática), enfriándolo y condensando así el vapor de agua en torno a los iones formados con el paso de la radiación (Esteban Muñoz [2016]).

Actualmente (con fines académicos o de cara a exhibiciones) se utilizan las **cámaras de niebla de difusión**. En éstas, el diafragma utilizado en la cámara de Wilson es sustituido por la generación de un gradiente térmico que se encarga de enfriar el fondo de la cámara mediante una máquina refrigerante o hielo seco. De este modo, en la cámara de niebla se tiene de manera permanente la mezcla sobresaturada (Esteban Muñoz [2016]).

Una utilidad de la cámara de niebla es la determinación de la concentración de radón en la atmósfera mediante la estimación del número de partículas α en ella, teniendo en cuenta sus dimensiones y su volumen activo (de Física Atómica. Universidad de Valencia [2011]). Estos hechos están relacionados ya que debido a la presencia de radón en la atmósfera cada elemento diferencial de volumen emite una partícula α en una dirección arbitraria.

Para la obtención de un resultado analítico que nos permita determinar dicha concentración de radón por unidad de volumen y tiempo se aproxima el problema por un plano infinito que únicamente tiene dependencia en la dirección vertical z y así se desprecian los efectos del borde de tal modo que las desintegraciones producidas en la cámara provienen de un volumen efectivo dado por $V_{ef} = V + V'$ siendo V el volumen del medio activo y V' la cota superior de una capa del plano del medio activo de espesor L .

Como la emisión de partículas α se produce en una dirección arbitraria, la radiación es isótropa radial en torno al punto de emisión. Por ello, los puntos en el interior del medio activo siempre emiten radiación que genera una traza mientras que un punto justo por encima del medio activo sólo emite hacia el mismo un 50 % de las veces. Por ello, la actividad detectada sólo es parcial (no se tiene en cuenta todo el ángulo sólido de emisión), es decir, $A' = \chi \cdot A$. Para obtener χ se calcula el porcentaje de radiación de todo el ángulo sólido que entra en el detector.

La proporción detectada se corresponde al porcentaje de superficie que interseca con el plano (S') respecto al área total (S), es decir, $\frac{S'}{S}$.

Para calcular el área S' se realiza un cambio de variable a coordenadas esféricas locales centradas en el punto de coordenada z y con el eje hacia abajo, es decir, se realiza el cambio de variable

$z = L \cos(\eta/2)$. En este cambio el jacobiano viene dado por $L^2 \sin(\theta)$ con $0 \leq \theta \leq \frac{\eta}{2}$.

Así:

$$\begin{aligned} S' &= \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\frac{\eta}{2}} L^2 \sin(\theta) d\theta \right) d\phi = L^2 \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\frac{\eta}{2}} \sin(\theta) d\theta \right) d\phi \\ &= 2\pi L^2 [-\cos(\theta)]_0^{\frac{\eta}{2}} = 2\pi L^2 (1 - \cos(\eta/2)) \end{aligned}$$

Como $S = 4\pi L^2$ se tiene así que $\chi = \frac{S'}{S} = \frac{1 - \cos(\eta/2)}{2}$.

Para calcular el volumen efectivo de exceso (V') deberemos calcular la altura del volumen que contribuye a la radiación. Esta altura viene dada por $\int_0^L \chi dz$.

Para realizar la integral se utiliza el hecho de que $z = L \cos(\eta/2)$ y así $dz = -\frac{L}{2} \sin(\eta/2)$

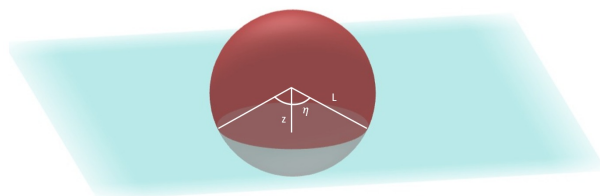


Figura 3.14: Esquema de la geometría del problema

Además, para $z = 0$ se tiene $\eta = \pi$ y para $z = L$ se concluye $\eta = 0$; de tal modo que:

$$\begin{aligned}\int_0^L \chi dz &= \int_\pi^0 \frac{1 - \cos(\eta/2)}{2} \left(-\frac{L}{2} \text{sen}(\eta/2) \right) d\eta = \frac{L}{2} \int_0^\pi (1 - \cos(\eta/2)) \text{sen}(\eta/2) \frac{1}{2} d\eta \\ &= \frac{L}{4} [1 - \cos(\eta/2)]_0^\pi = \frac{L}{4}\end{aligned}$$

Para la estimación del número de partículas, es necesario tener en cuenta que parte de las trazas observadas pueden proceder del exterior del medio activo (de la atmósfera que hay sobre él) y no depositan por ello toda su energía en él. Para considerar este hecho se introduce un factor corrector geométrico (ϵ_{vol}). Este factor vendrá dado por:

$$\epsilon_{vol} = \frac{V}{V_{ef}} = \frac{V}{V + V'} = \frac{V/V}{V/V + V'/V} = \frac{1}{1 + V'/V}$$

El cociente entre el volumen en exceso y el original se corresponde con el cociente de alturas (h'/h) ya que las dimensiones de largo y fondo en ambos ortoedros son iguales. La altura h' se corresponde con $\int_0^L \chi dz = \frac{L}{4}$.

Así, por todo ello, $\epsilon_{vol} = \frac{1}{1 + h'/h} = \frac{1}{1 + \frac{L}{4h}} < 1$. Mediante una simulación de Monte Carlo se sabe que $\epsilon_{vol} \sim 0.3$.

Luego, la concentración de radón por unidad de volumen y tiempo vendrá dada por:

$$C_{rad} = \frac{N'}{T_0 V_{ef}} = \frac{N'}{T_0} \frac{\epsilon_{vol}}{V}$$

siendo N' el número de partículas α debidas a la desintegración del radón medidas y T_0 tiempo de observación.

Capítulo 4

Descripción del dispositivo experimental

En este capítulo se van a describir los principales dispositivos experimentales que se han utilizado en este trabajo fin de grado: el centelleador, el Geiger-Müller y la cámara de niebla.

4.1. Centelleador

Este dispositivo es utilizado para la medición de la radiación γ en este trabajo en forma de espectro, es decir, partículas detectadas frente a energía.

La configuración utilizada consiste en un centelleador junto con una unidad operacional, tal y como se ve en la figura 4.1.

Para este trabajo se van a utilizar tres centelleadores inorgánicos distintos: un centelleador de la casa PHYWE del año 2005, uno adquirido en el año 1993 (Teledyne) y otro adquirido en el año 2019 denominado Rexon. Las especificaciones de estos dispositivos se encuentran en <https://www.rexon.com/NaIT1BlanksSpecs.pdf> para el Rexon, en <https://www.spectrumtechniques.com/product/sda38/> para el Teledyne y en <https://www.phywe.com/es/fisica/fisica-moderna/fisica-cuantica/detector-gama/a-1676/> para el PHYWE.



Figura 4.1: Esquema del dispositivo



Figura 4.2: Centelleador

La diferencia entre ellos es el tamaño: el PHYWE es el centelleador de mayor tamaño y los dos restantes tienen el mismo tamaño. En particular, REXON y Teledyne tienen 38.1 mm de diámetro por 38.1 mm de alto, mientras que PHYWE posee el mismo diámetro pero mayor altura (50.8 mm).

En los tres casos la composición es de yoduro de sodio dopado con talio ($\text{NaI}(\text{Tl})$).

El dispositivo principal, que se observa en la figura 4.2, está formado por un material centelleador, un cristal de $\text{NaI}(\text{Tl})$, y un fotodetector que consiste en un tubo fotomultiplicador (PMT). Estas dos partes se encuentran acopladas mediante un fotocátodo.

De los centelleadores PHYWE y Teledyne, el límite inferior de voltaje de operación se encuentra en torno a los 600V (600V para el PHYWE y 625V para el modelo Teledyne). Sin embargo, el límite superior del voltaje de operación difiere en 100V, siendo 1100 V para el PHYWE y 1000V para el modelo Teledyne.

Así mismo, la configuración nos permite jugar con la resolución en energía ya que el analizador multicanal (MCA), <https://repository.curriculab.net/files/bedan1.pdf/13727.99/1372799e.pdf>, repartirá los canales correspondientes según la diferencia de voltaje aplicada al PMT. A un mayor voltaje se verá una energía máxima menor pero con mayor ampliación (zoom a baja energía) y para voltajes menores se llega a ver energías máximas superiores pero con poca ampliación. El MCA es capaz de analizar un máximo de 2000 pulsos/s y 4000 canales.

Por otra parte, como se comentó en la sección 3.1, el fundamento físico del centelleador se basa en que los electrones libres que decaen de los rayos γ en el cristal emiten destellos que, mediante el PMT, son transformados en una señal eléctrica. Además, mediante una tarjeta de lectura, esta señal es amplificada en un factor (en el centelleador PHYWE la tarjeta de lectura está formada por 10 dínodos de CsSb que aumentan la señal en un factor de un millón). A continuación, mediante una resistencia de carga, en el ánodo se crea una corriente que al pasar por una resistencia de carga se convierte en un voltaje, el cual es recogido por los conectores de salida y, mediante el analizador, es posteriormente procesado.

Anteriormente se comentó que uno de los procesos producidos en el centelleador era el efecto fotoeléctrico. Este, en el material envolvente del centelleador, dará lugar a la aparición de un fotopico debido a los rayos X. A medida que el número atómico de ese material aumenta, el fotopico tendrá una mayor energía. Con el objetivo de disminuir este efecto, entre la muestra estudiada y el recubrimiento, se introduce otro material con un número atómico inferior. En nuestro caso, tanto el PHYWE como el Teledyne, se encuentran protegidos mediante una coraza de aluminio (en el caso del centelleador PHYWE dicha coraza es de 0.4 mm de espesor). Además, el fotomultiplicador se encontrará protegido por un μ -metal que permitirá eliminar el ‘ruido’ externo del sistema, es decir, evitará que la señal se distorsione debido a los campos magnéticos externos.

Dos características importantes para el centelleador son el rendimiento cuántico y la resolución. El rendimiento cuántico se utiliza para determinar el porcentaje de fotones que el detector es capaz de reconocer. Por otro lado, la resolución es una característica que nos indica qué capacidad tiene el detector para discernir fotopicos. La resolución será mayor a medida que la anchura de los fotopicos disminuye y, bajo estas circunstancias, la capacidad de discernir fotopicos próximos aumenta. Por este motivo nos interesará una resolución mayor. En el caso del centelleador PHYWE, el rendimiento cuántico es de un 22 % y la resolución es de un 7 % (a 662 keV) mientras que para el detector Rexion, adquirido en 2019, se tendrá una peor resolución (de un 8.5 %).

Para el análisis del espectro de tensiones de salida es utilizado un analizador de amplitud de impulsos denominado ‘Integrated Computer Spectrometer PCI Card Version

for Windows' (ICSW), <https://www.spectrumtechniques.com/wp-content/uploads/UCS30-Manual.pdf>. El ICSW fue utilizado para modificar el voltaje y para la modificación de los canales el propio software del centelleador PHYWE.

4.2. Geiger-Müller

Este dispositivo se utiliza para medir la radiación ionizante.

Como se comentó en la sección 3.2, el dispositivo consiste en un cilindro metálico cerrado herméticamente por ambos extremos y cubierto con un gas ionizante (figura 4.3). En particular, de acuerdo con <https://www.spectrumtechniques.com/product/gm35/>, el utilizado para este trabajo consta de un diámetro de 28.7 mm y su gas ionizante es Ne/Ar. Además, el material del extremo del dispositivo utilizado que permite el paso de las partículas α es mica y su espesor se encuentra entre 1.8 y 2.2 mg/cm^2 .



Figura 4.3: Dispositivo Geiger-Müller

En cuanto al tubo (que actúa como cátodo) se encuentra recubierto de una aleación de Cr y Fe (material conductor) y tiene un espesor de 1.52 mm. Por otro lado, en su interior se tenía un cable cargado positivamente (actuando como ánodo) con un voltaje relativamente alto. En nuestro caso, el voltaje máximo de arranque es de 850 V y su voltaje operacional se encuentra entre 850 y 1000 V. Su longitud activa es de 57.2 mm (figura 4.4).

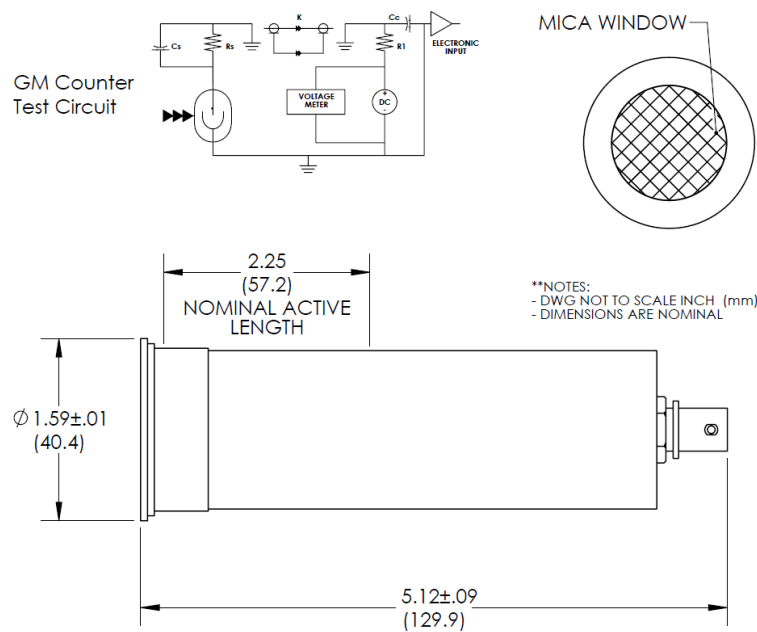


Figura 4.4: Esquema del dispositivo Geiger-Müller

Asimismo, con el fin de detener la avalancha Townsend, a este dispositivo se le introduce un gas halógeno.

Con respecto a su tiempo muerto, se tiene que para este dispositivo como máximo es de $150 \mu s$. Recordar que esta era una de sus desventajas ya que este tiempo es superior al tiempo muerto de otros detectores. Dado que la tasa de radiación de fondo esperada en las medidas es baja (inferior a una partícula por segundo en promedio), esto no constituye un factor limitante.

Por otro lado, la pendiente de la curva Plateau de este dispositivo se encuentra en torno a un 10% cada 100 V (como se comentó en la sección 3.2 los dispositivos que contienen halógenos tenían pendientes superiores al 3% pero estas eran compensadas con una mayor vida útil o un posible funcionamiento a voltajes inferiores). En la toma de datos de este estudio se utilizó un voltaje de trabajo de 1000V situado en una zona intermedia de la curva Plateau del dispositivo.

4.3. Cámara de niebla

La cámara de niebla utilizada para este trabajo, figura 4.5, es de difusión y tiene un diámetro efectivo de 14 cm (<https://www.pasco.com/products/lab-apparatus/atomic-and-nuclear/se-7943#desc-panel>).



Figura 4.5: Cámara de niebla

Ésta contiene vapor de alcohol en estado de sobre saturación que muestra la trayectoria de las partículas de alta energía en la cámara mediante una estela de pequeñas gotas condensadas que deja a su paso.

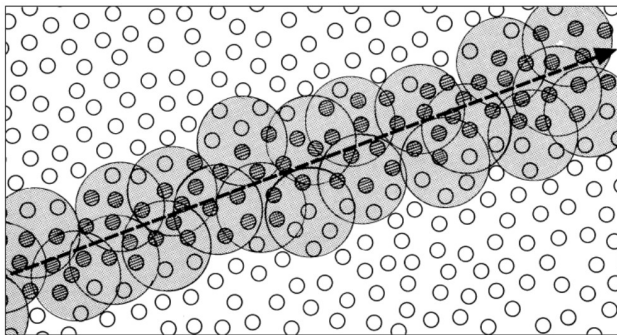


Figura 4.6: Formación de trazas en la cámara de niebla.

El funcionamiento continuo se consigue gracias a un gradiente vertical de temperatura establecido entre la tapa superior (que se encuentra a temperatura ambiente) y la base (refrigerada mediante un dispositivo Peltier hasta unos -35°C).

Por otro lado, para limpiar la cámara de iones espurios, un inversor electrónico interno crea una diferencia de potencial de 800V y $1\mu\text{A}$.

En la figura 4.6 se muestra el efecto del paso de un electrón por una cámara de niebla. Mediante el símbolo \circ se representan las moléculas de alcohol y las moléculas de alcohol ionizadas con \bullet (ambas invisibles). Los círculos de mayor tamaño representan las gotas del líquido visibles. El funcionamiento continuo se consigue gracias a un gradiente vertical de temperatura establecido entre la tapa superior (que se encuentra a temperatura ambiente) y la base (refrigerada mediante un dispositivo Peltier hasta unos -35°C).

Capítulo 5

Resultados experimentales

En este capítulo se mostrarán y analizarán los resultados experimentales obtenidos en la Facultad de Ciencias entre los años 2018 y 2021. Se han realizado mediciones específicas con los dispositivos expuestos en el capítulo anterior, a los que se han añadido medidas de alta componente estadística realizadas por los alumnos de la asignatura de Técnicas Experimentales III durante estos cursos con el Geiger-Müller y la cámara de niebla.

Se comienza analizando las medidas obtenidas con tres centelleadores distintos: PHYWE, Teledyne y REXON. Los dos primeros son los más antiguos (15 y 30 años respectivamente) y el REXON fue adquirido en el año 2019. Tanto el Teledyne como el REXON tienen el mismo tamaño mientras que el PHYWE es de un tamaño superior a los mismos (tiene una mayor altura). Se llevarán a cabo tres tipos de comparaciones de los espectros obtenidos con los mismos: de voltaje, de dispositivos y de localización. Asimismo, utilizando el centelleador PHYWE a 600V, se realiza su espectro y un análisis más detallado del mismo.

Por otro lado, se estudiará la radiación ionizante y de partículas cargadas mediante el detector Geiger-Müller y con la cámara de niebla. Además, mediante la medición de partículas α con la cámara de niebla se determinará la concentración de radón.

5.1. Centelleadores

Para la representación de las figuras que se han realizado en las siguientes secciones se ha calculado la calibración del dispositivo utilizado para cada situación (para cada voltaje, para cada localización o para cada dispositivo). La calibración de cada dispositivo se ajusta a un modelo cuadrático, es decir, del tipo: $E(\text{canal}) = p \cdot \text{canal}^2 + k \cdot \text{canal} + E_0$ siendo las unidades de p energía/canal² y las de k energía/canal. Para el cálculo de los coeficientes del modelo cuadrático, se han considerado los fotopicos más pronunciados en las representaciones y sus respectivas energías. Estos son los siguientes:

Elemento	Energía(keV)
^{214}Bi	609.312
^{232}Th	911.196
^{214}Bi	1120.287
^{40}K	1460.822
^{214}Bi	1764.494
^{210}Tl	2090
^{208}Pb	2614.511

Se calculó en cada caso el canal correspondiente para cada elemento y, mediante la página <http://curve.fit/>, se obtuvieron las siguientes calibraciones:

- Para la comparación de voltajes:
 - Para 600 V: $E = 8.4 \cdot 10^{-6} \cdot \text{canal}^2 + 0.884 \cdot \text{canal} + 3.389$
 - Para 625 V: $E = 9.528 \cdot 10^{-6} \cdot \text{canal}^2 + 0.627 \cdot \text{canal} + 10.57$
 - Para 650 V: $E = 1.446 \cdot 10^{-5} \cdot \text{canal}^2 + 0.4281 \cdot \text{canal} + 24.7$
- Para la comparación de dispositivos:
 - Para PHYWE: $E = -7.432 \cdot 10^{-7} \cdot \text{canal}^2 + 0.9009 \cdot \text{canal} + 18.7$
 - Para REXON: $E = 5.035 \cdot 10^{-5} \cdot \text{canal}^2 + 0.8877 \cdot \text{canal} + 36.68$

- Para Teledyne: $E = 5.025 \cdot 10^{-5} \cdot canal^2 + 0.8172 \cdot canal + 36.71$
- Para la comparación de localización:
 - Para el ático (primera medida): $E = -7.432 \cdot 10^{-7} \cdot canal^2 + 0.9009 \cdot canal + 18.7$
 - Para el ático (segunda medida): $E = -2.099 \cdot 10^{-7} \cdot canal^2 + 0.9145 \cdot canal + 19.28$
 - Para el sótano: $E = 1.455 \cdot 10^{-6} \cdot canal^2 + 0.8788 \cdot canal + 20.9$

A partir de estas calibraciones se ha calculado la energía asociada correspondiente para canal. Como se puede apreciar en las expresiones anteriores, el coeficiente correspondiente al término cuadrático es muy pequeño y, por lo tanto, la calibración es aproximadamente lineal.

5.1.1. Comparación de voltajes

Se comienza analizando la influencia del voltaje en el espectro. Para ello se han realizado tres medidas con el centelleador PHYWE, cambiando el voltaje aplicado en cada una de ellas. En concreto se han aplicado 600, 625 y 650 V. Los resultados obtenidos se pueden ver en la figura 5.1.

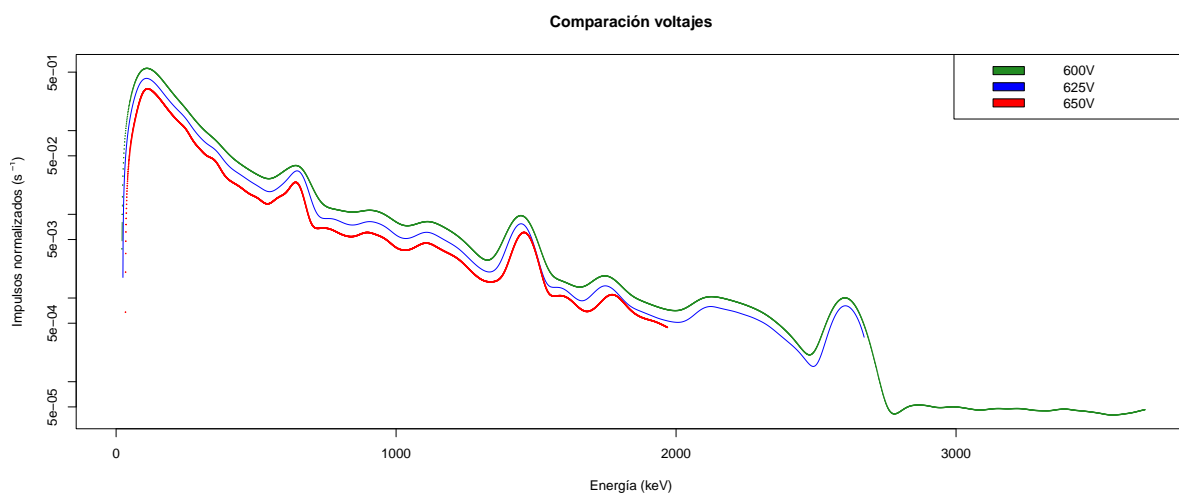


Figura 5.1: Comparación del voltaje aplicado en el centelleador PHYWE.

Por un lado, como se comentó en la sección 4.1, la configuración nos permite jugar con la resolución en energía. Los canales son repartidos según la diferencia de voltaje aplicado

al PMT realizando particiones en energía más finas a medida que se aumenta el voltaje. Esto quiere decir que, a medida que aumento el voltaje, se tendrán más subintervalos en nuestro rango de energías. A cada uno de ellos, como la tasa de desintegración es constante, les corresponden menos impulsos. Por ello, como se puede observar en la figura 5.1, la altura del espectro será mayor a menor voltaje. Además, se puede ver también en dicha figura que, a menor voltaje, la energía máxima medible es mayor. Dicho de otro modo, dado que la tasa de desintegración es independiente del voltaje (siempre es la misma), al aumentar el voltaje es como realizar un zoom a baja energía ya que lo que se hace es disminuir la ventana de energías observadas para así poder analizar en más detalle los impulsos para energías más bajas. En conclusión, a mayor voltaje llego a menores energías pero tengo unos intervalos de energía por canal más finos (pequeños).

5.1.2. Comparación de dispositivos

A continuación se analiza la influencia en el espectro del tipo de centelleador utilizado.

Como se comentó anteriormente se dispone de tres centelleadores de distintos tamaños. Dos de ellos tienen el mismo tamaño (Teledyne y Rexion) y son más pequeños que el tercero de los mismos (PHYWE). Representando los datos se obtiene la figura 5.2. A pesar de haber realizado las calibraciones correspondientes y de que el coeficiente correspondiente al término cuadrático es casi nulo, se puede ver en la figura 5.2 que, para canales altos, las contribuciones no lineales son más importantes.

Es interesante también observar que la calibración del Teledyne y del Rexion son similares (coeficientes del modelo cuadrático parecidos) con la salvedad de que el espectro para el Teledyne se encuentra más bajo. Esto es debido a que son dispositivos similares pero la eficiencia del dispositivo Teledyne, debido a que es más antiguo, se encuentra deteriorada. En cambio, el PHYWE tiene una calibración diferente a los dos anteriores (coeficientes diferentes) ya que tiene un mayor tamaño.

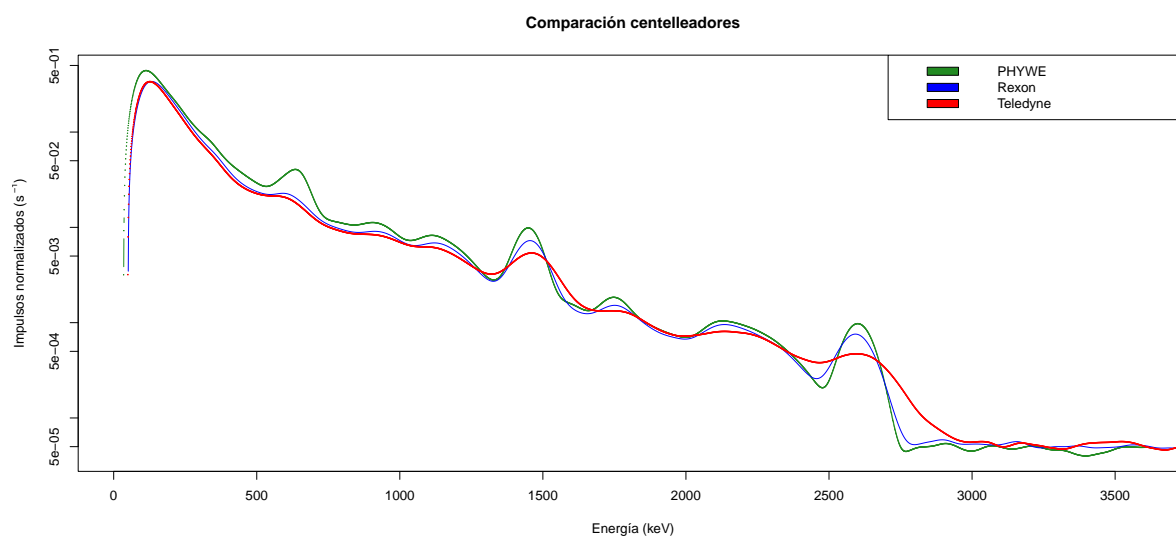


Figura 5.2: Comparación de dispositivos

Debido a los tamaños previamente mencionados, se puede observar en la figura 5.2 que tanto el espectro del Rexon como del Teledyne son más anchos y, por lo tanto, tienen una peor resolución. Como un ejemplo ilustrativo se puede pensar que los centelleadores Teledyne y Rexon son como botellas recogiendo goterones que no caben por el cuello. Por ello, para recoger dichos goterones se necesitaría un barreño: el centelleador PHYWE.

Del mismo modo, se puede observar que los tres espectros tienen los mismos fotopicos con la salvedad de su intensidad, que dependiendo del centelleador es mayor o menor. Para todos ellos se puede ver que los fotopicos más acentuados son el correspondiente a la radiación de frenado, el del ^{214}Bi , el del ^{40}K y, por último, el del ^{208}Pb . En particular, el fotopico del ^{214}Bi se encuentra más acentuado para el PHYWE (es el centelleador de mayor tamaño).

Por otro lado, para su comparación también se han calculado las tasas de los tres centelleadores, es decir, el número de partículas por segundo que detectan. Para ello mediante el programa “*Spectragryph*” (<https://www.ffmpeg2.de/spectragryph/>) se han obtenido las tasas promedio que se muestran a continuación. Para el PHYWE se han observado 90 partículas/s, para el Rexon 73 partículas/s y para el Teledyne 69 partículas/s. Las tres tasas se encuentran próximas a las 100 partículas/s esperadas siendo mayor la del PHYWE debido a su mayor tamaño (es aproximadamente un 20 % superior).

Asimismo, se ha calculado la resolución para el fotopico del ^{40}K . Para ello, se ha hecho el cociente entre la diferencia de energías a media altura y 1460.822 keV obteniendo los siguientes valores: $R_{PHYWE} = 5.9\%$, $R_{Rexon} = 7.16\%$ y $R_{Teledyne} = 15.36\%$. Se puede ver que la mejor resolución es la del centelleador PHYWE, seguida por la del Rexon y, en último lugar, la del Teledyne. La diferencia entre Rexon y Teledyne es debido a que el Teledyne es más antiguo que el Rexon.

5.1.3. Comparación localización

Con el centelleador PHYWE alimentado con una fuente de voltaje de 600 V se realizaron tres medidas. Todas ellas se tomaron en la Facultad de Ciencias y tuvieron una duración de 24h. Las tres medidas se realizaron de manera consecutiva. Dos de ellas, la primera y última, se llevaron a cabo en el ático y la restante en el sótano. Mediante las calibraciones mencionadas al comienzo de esta sección se obtiene la representación mostrada en la figura 5.3.

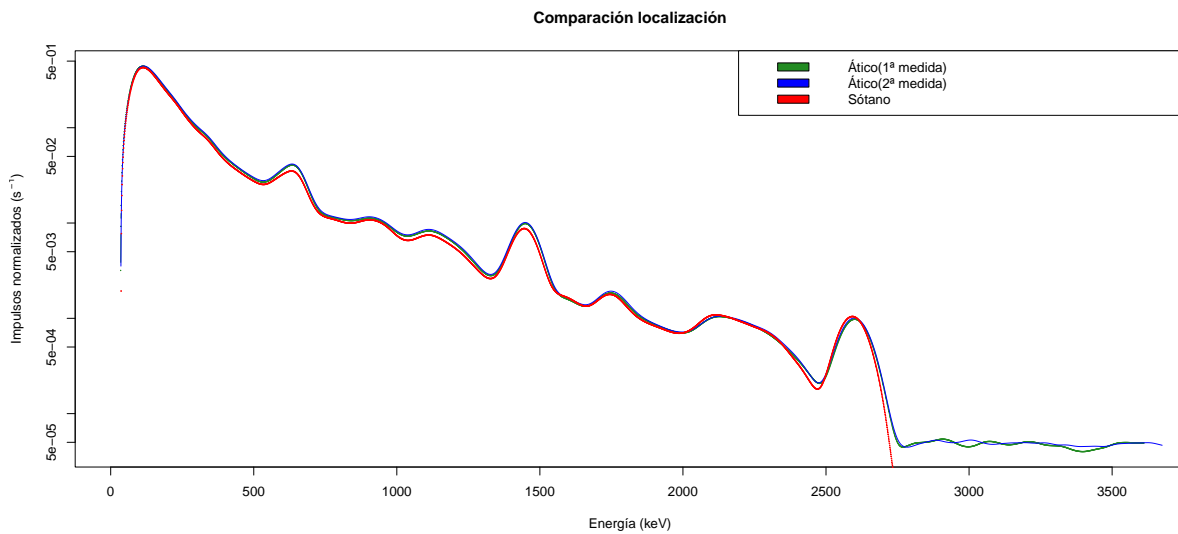


Figura 5.3: Comparación de localización

En esta figura se puede ver que los espectros en los distintos lugares es el mismo, es decir, no se aprecian nuevos fotopicos al cambiar la localización del dispositivo.

Las dos medidas del ático son compatibles entre sí (dentro de incertidumbres) e incluso con la del sótano debido a la naturaleza de los materiales de construcción del edificio

(radiación ambiental terrestre). Por otro lado, como se esperaba, la tasa en el sótano es ligeramente inferior. Esto es debido a que la medida en el sótano posee una menor componente de radiación cósmico a causa de la diferencia de cuatro pisos, con sus correspondientes forjados, entre el sótano y el ático de la facultad. Esto último se manifiesta a lo largo de todo el espectro llegando a distorsionar levemente la posición de los máximo, en especial para altas energías, y mostrando una componente claramente inferior fuera del ámbito de la radiación ambiental (para valores de energía superiores a 2500 keV). Cabe destacar que el espectro correspondiente a la posición del sótano no termina ahí, sino que se encuentra por debajo de los dos espectros correspondientes al ático.

5.1.4. Interpretación del espectro

En esta parte se procede a realizar un análisis más detallado de los fotopicos observados en el espectro. En particular, se analizará el espectro correspondiente al centelleador PHYWE con un voltaje aplicado de 600V situado en el ático. Este espectro se encuentra representado en la figura 5.4. Para esta representación la calibración, de nuevo calculada mediante <http://curve.fit/>, ha sido $E = 18.7 + 0.9009 \cdot canal - 7.432 \cdot 10^{-7} \cdot canal^2$.

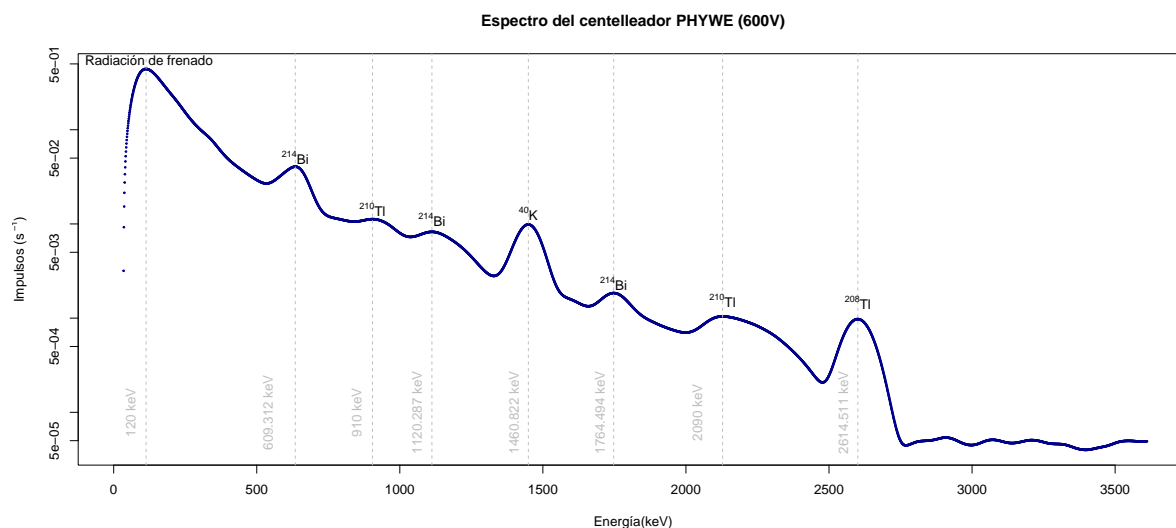


Figura 5.4: Interpretación del espectro

Con ayuda de <http://www.lnhb.fr/Laraweb/> se han identificado los fotopicos que se muestran en 5.4 haciendo uso de las intensidades y energías esperadas.

En primer lugar, el primer fotopico que se puede observar en 120 keV es el típico espectro de radiación de frenado fruto de la desintegración de muones de origen cósmico.

Por otro lado, en la sección 2.1 se vio que tanto el torio como el uranio principalmente sufren desintegración α y β . Sin embargo, muchos de sus descendientes son potentes emisores de rayos γ . En la representación 5.4 se puede ver que el ^{232}Th se detecta gracias al fotopico de su hijo el ^{208}Tl (en 2614 keV). En cuanto al ^{238}U se puede detectar gracias a sus hijos el ^{214}Bi (en 609, 1120 y 1764 keV) y el ^{210}Tl (en 910 y 2090 keV).

En todos los casos, debido a las grandes diferencias entre las vidas medidas de los diferentes isótopos, se muestra al padre/madre del que realmente emite la γ . Por ejemplo, el ^{210}Tl decae por una β a un estado excitado del ^{210}Pb (figura 2.2). Este último es el que emite la γ de 2090 keV para alcanzar su estado base, aunque la literatura usualmente asigna el fotopico al ^{210}Tl (con una vida media de 1.3 min) en lugar de al ^{210}Pb (con una vida media de 22 años).

Estos elementos se pueden ver ya que el ^{222}Rn y ^{220}Rn (para el uranio y torio respectivamente) son volátiles (y por lo tanto se encuentran presentes en el aire) y todos ellos, se puede observar en las figuras 2.2 y 2.4, son descendientes suyos. Otra posible procedencia de estos fotopicos es el hormigón del que esta hecha la Facultad de Ciencias. El hormigón puede contener uranio o torio y permitir la filtración al ambiente del radón, o bien, directamente emitir desde las paredes o forjado de las mismas.

En cambio, de la cadena del ^{235}U (figura 2.3) y del ^{234}U no se ha identificado ningún fotopico debido a su baja concentración terrestre.

El último fotopico, en 1470 keV, se corresponde al ^{40}K .

Por otro lado, se puede apreciar en torno a los 2600 keV el límite energético de la emisión γ de isótopos procedentes de la radiación ambiental terrestre. A partir de ese valor, el espectro se vuelve plano con una contribución muy pequeña de origen cósmico (únicamente donde el detector utilizado no tiene gran sensibilidad debido a su tamaño).

5.2. Geiger-Müller

A continuación se procede a estudiar la radiación ionizante de las partículas α , β , γ y μ . Se comienza estudiando la misma mediante el Geiger-Müller.

Al estudiar la radiación ambiental el número de desintegraciones es pequeño (proceso aleatorio). Esta cumple los postulados de Poisson. Estos postulados son los siguientes:

- El número medio de veces que ocurre un suceso por unidad de espacio o tiempo unidad es constante (se trata de un proceso estable).
- El suceso ocurre de manera aleatoria e independiente
- La probabilidad de que un suceso ocurra dos o más veces en un intervalo pequeño es aproximadamente nulo.

Cada año, los alumnos de la asignatura de Técnicas Experimentales III toman más de 100 medidas del número de cuentas en ausencia de fuente durante un pequeño periodo de tiempo (2 s cada uno) y se representa su frecuencia de repetición en un histograma (figura 5.5). Realizando el promedio de las medidas obtenidas, se obtiene una estimación del parámetro de la distribución Poisson deseada. Típicamente los valores de fondo son aproximadamente 0.6 ± 0.1 cps, es decir, 36 ± 6 cpm.

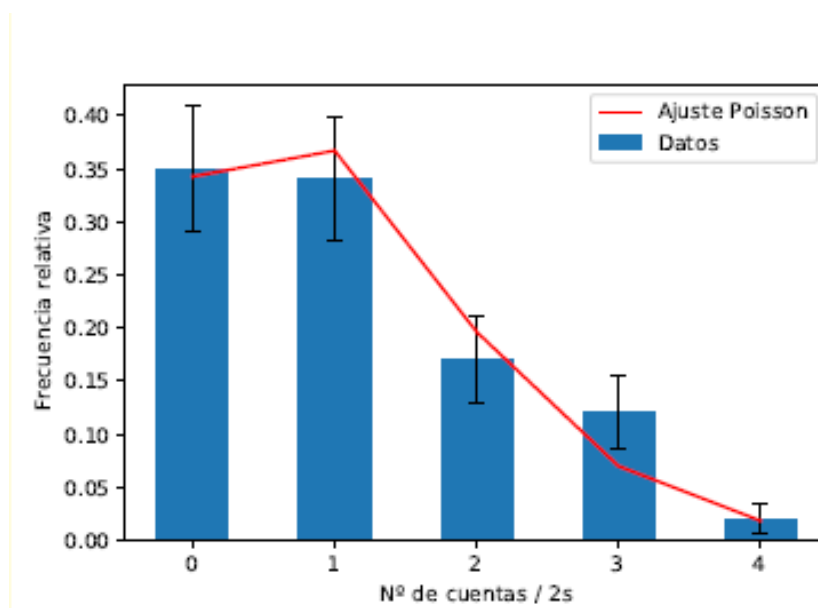


Figura 5.5: Histograma, en ausencia de fuente, del número de cuentas en 2s.

Teniendo en cuenta que el área efectiva del Geiger-Müller de 36.98 cm^2 . Esto se debe a que, por un lado, el $V_{\text{efectivo}} = \text{área}_{GM} \cdot 5.72 \text{ cm} = \pi r^2 \cdot 5.72 \text{ cm} = \pi \cdot 1.435^2 \cdot 5.72 \text{ cm} = 37 \text{ cm}^3$. Además, considerando un elemento diferencial de 1 cm se obtiene que $\text{área}_{\text{efectiva}} = \frac{V_{\text{efectivo}}}{1 \text{ cm}} = 37 \text{ cm}^2$. Así, se obtiene una tasa de $\frac{36 \pm 6}{37} = 0.97 \pm 0.16 \text{ partículas/cm}^2/\text{min}$ constituida principalmente por muones de origen cósmico.

5.3. Cámara de niebla

En esta sección se comienza haciendo un estudio de la radiación de las partículas cargadas (α , β y μ) mediante la cámara de niebla.

Principalmente, en la misma, se ven muones (origen cósmico). De nuevo, mediante las medidas tomadas cada año por los alumnos de la asignatura de Técnicas Experimentales III, se tiene que $2 \pm 0.6 \text{ cps}$, es decir, $120 \pm 36 \text{ cpm}$. Teniendo en cuenta que el área efectiva de la cámara de niebla es de $\pi \cdot 7^2 = 153.94 \text{ cm}^2$ se obtiene una tasa de $\frac{120 \pm 36}{153.94} = 0.78 \pm 0.23 \text{ partículas/cm}^2/\text{min}$.

Tanto este resultado como el obtenido con el Geiger Müller toma un valor próximo a $1 \text{ partículas/cm}^2/\text{min}$. El del Geiger-Müller es un poco más elevado debido a las ionizaciones indirectas de γ (la cámara de niebla no ve γ , a excepción de la producción de pares).

Se procede a mostrar los resultados experimentales obtenidos con la cámara de niebla en el curso 2020-2021 en la Facultad de Ciencias para la determinación del radón atmosférico.



Figura 5.6: Partícula α en la cámara de niebla.

Como se comentó en el capítulo 2 mediante la medición de las partículas α (como la que se puede ver en la figura 5.6) que se producen en el volumen eficaz de la cámara de niebla, se puede determinar la concentración de radón atmosférico. Con este objetivo se realizaron distintas mediciones de trazas

gruesas y brillantes para obtener una estimación del número de partículas α por unidad de tiempo y volumen. Como las partículas α , además de provenir de la serie del ^{238}U (a causa de la presencia del gas radón en su cadena), pueden proceder de rayos cósmicos se tienen en cuenta únicamente aquellas con longitudes inferiores a 5 cm de tal modo que con esta consideración se miden las partículas α correspondientes a la presencia del radón (esto se debe a que la energía cinética es considerablemente mayor para la radiación cósmica que para la desintegración de la serie del ^{238}U).

Anteriormente se vio que la concentración de radón por unidad de volumen y tiempo venía dada por:

$$C_{rad} = \frac{N'}{T_0 V_{ef}} = \frac{N' \epsilon_{vol}}{T_0 V}$$

siendo N' el número de partículas α debidas a la desintegración del radón medidas, T_0 tiempo de observación y $\epsilon_{vol} \sim 0.3$.

Como las partículas detectadas pueden provenir de tres núcleos: ^{222}Rn , ^{218}Po y ^{214}Po (el resto de desintegraciones o producen partículas β o tienen una vida media considerablemente superior al tiempo de observación) por cada átomo de radón en la atmósfera se observan 3 partículas α (se supone que la actividad de los tres núcleos es aproximadamente la misma). Por ello, se considera que $N' = \frac{N_0}{N_{iso}} = \frac{N_0}{3}$.

Se han realizado cuatro medidas con tiempos de observación comprendidos entre 6 y 8 minutos (en promedio, 7 min=420 s) para las cuales se ha obtenido un promedio de partículas α medidas de aproximadamente 9 partículas ($N_0 = 8.66$).

$$\text{Además, } V = \pi R^2 e = \pi \cdot (7.5 \cdot 10^{-2})^2 \cdot 5 \cdot 10^{-3} = 8.8 \cdot 10^{-5} m^3$$

$$\text{Se obtiene así que } C_{rad} = 23.43 \text{ Bq}/m^3.$$

Este resultado tiene sentido ya que, en España, la cantidad media de radón por metro cúbico de aire es de 24 Bq (<https://www.csn.es/documents/10182/914805/Dosis%20de%20radiaci%C3%B3n>).

Conclusiones

En este trabajo se ha estudiado la radiación ionizante, la radiación γ (de origen nuclear) y rayos X (de origen atómico) y la radiación cargada, partículas α , β (ambas de origen nuclear) y μ (de origen cósmico). Mediante el centelleador se ha estudiado la presencia de rayos X y de rayos γ . Gracias al Geiger-Müller, además de estas, se pueden detectar las partículas α , β y μ . Por último, la cámara de niebla nos permite detectar la radiación cargada (partículas α , β y μ).

En conclusión, se ha medido la radiación cargada y neutra en la facultad con cinco detectores: tres centelleadores (PHYWE, Rexion y Teledyne), Geiger-Müller y la cámara de niebla. Además, al menos con el centelleador PHYWE, se han tomado las medidas en dos localizaciones (ático y sótano).

La radiación neutra (rayos γ , rayos X y radiación de frenado proveniente de los muones cósmicos) se ha medido con el centelleador. No se ha observado ningún rayo X característico, por necesitar este tipo de radiación de una fuente de excitación externa, como era de esperar y más allá de los posibles efectos residuales debidos a la conversión interna de núcleos. Se vio que para los tres centelleadores el número de partículas es compatible con lo esperado (en los tres casos próximas a $100cps$). Se puede concluir además que, a medida que el voltaje aumenta la altura del espectro disminuye y se llega a menores energías observadas por la amplificación de la señal del dispositivo. En cuanto a la comparación de dispositivos se puede concluir que el centelleador PHYWE, al ser de mayor tamaño, tiene una mejor resolución. Asimismo se puede apreciar que la antigüedad del detector también influye en la resolución (Teledyne y Rexion tienen el mismo tamaño pero la resolución del Teledyne es peor). Para la localización no se han observado diferencias significativas en los espectros. Por otro lado, independientemente de la localización, voltaje o dispositivo

utilizado, se ha observado el mismo espectro (los isótopos identificados se encuentran en las cadenas de desintegración del ^{238}U y del ^{232}Th).

En cuanto a la radiación cargada se divide en la de origen cósmico (muones principalmente) y el radón. La primera, se pudo observar tanto con el Geiger-Müller como con la cámara de niebla. Se corroboró que en ambos casos es compatible con $1 \text{ cósmico}/\text{cm}^2/\text{min}$. En cuanto al radón, se ha observado que su concentración toma un valor próximo a $24 \text{ Bq}/\text{m}^3$ (valor esperado en nuestra posición geográfica) mediante el conteo del número de partículas α observadas en la cámara de niebla.

Se concluye que la radiación presente en la Facultad de Ciencias es de origen ambiental y no artificial, siendo su origen principal el radón y sus descendientes. En todos los casos, la dosis recibida se encuentra dentro de los límites legales y de seguridad establecidos por el Consejo de Seguridad Nuclear en España, aunque su estudio es de gran relevancia pues el radón constituye la segunda causa de cáncer de pulmón en el mundo tras el tabaco.

Esta dosis se recibe, fundamentalmente, en el interior del edificio ya que en el exterior el radón se dispersa en el aire con facilidad. Las concentraciones de radón (principalmente ^{222}Rn) en el interior de las viviendas dependen principalmente de las características geológicas del suelo, y del tipo de edificación, y en menor medida de los materiales de construcción y de las características del régimen de ventilación.

Finalmente, la radiación de origen cósmico observada es compatible con nuestra latitud y altitud, y debida principalmente a muones fruto de las cascadas de desintegración en la atmósfera.

Bibliografía

- D. de Física Atómica. Universidad de Valencia. La cámara de niebla de difusión (diffusion cloud chamber). 2011.
- I. Esteban Muñoz. Detection of particles with a cloud chamber. 2016.
- J. Beringer et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *PHYSICAL REVIEW D*, 86, 2012. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- N. A. Jelley. *Fundamentals of Nuclear Physics*. Cambridge University Press, 1990. doi: 10.1017/CBO9781139167758.
- K. Kleinknecht. *Detectors for particle radiation*. Cambridge University Press, 1998.
- G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media, 2012.
- M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *PHYSICAL REVIEW D*, 98, 2012. URL <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- G. Nelson and D. Reilly. Gamma-ray interactions with matter. *Passive nondestructive analysis of nuclear materials*, 2:27–42, 1991.
- C. Patrignani et al. *Radioactivity and radiation protection*.
- R. S. Peterson. Experimental γ ray spectroscopy and investigations of environmental radioactivity. *Spectrum Techniques*, 1996.

- S. Svanberg. *Atomic and molecular spectroscopy: basic aspects and practical applications*, volume 6. Springer Science & Business Media, 2012.
- V. Valkovic. *Radioactivity in the Environment: Physicochemical aspects and applications*. Elsevier, 2000.