

PRINCIPIOS DE DETECCIÓN DE LA RADIACION

INTRODUCCION

Los detectores de radiaciones ionizantes pueden clasificarse en detectores “inmediatos” o “retardados”, según que la información suministrada al observador sea instantánea o diferida con respecto al momento en que se procede a la detección. También, pueden clasificarse en detectores “por ionización” o por “excitación”, según el tipo de fenómeno físico involucrado en el proceso de conversión de la energía del campo en una señal inteligible.

El cuadro a continuación muestra los detectores mas utilizados de acuerdo a la clasificación mencionada.

TIPO DE DETECTOR	Inmediatos		Retardados	
	Por ionización	Por excitación	Por ionización	Por excitación
	gaseosos y semiconductores	de centelleo	de película fotográfica	termo-luminiscentes

DETECTORES GASEOSOS

Los detectores gaseosos están básicamente constituidos por un recinto conteniendo un gas, sometido a un campo eléctrico producido por una diferencia de potencial aplicada entre dos electrodos (uno de los cuales cumple, en general, la función de contener ese gas).

Cuando dicho dispositivo se expone a un campo de radiación, la interacción de las partículas ionizantes con el gas que llena el recinto o con el material de sus paredes hace que se generen pares de iones (uno de carga eléctrica positiva y otro de carga eléctrica negativa). Estos iones, en presencia del campo eléctrico, se aceleran en dirección a los electrodos polarizados eléctricamente con signo contrario.

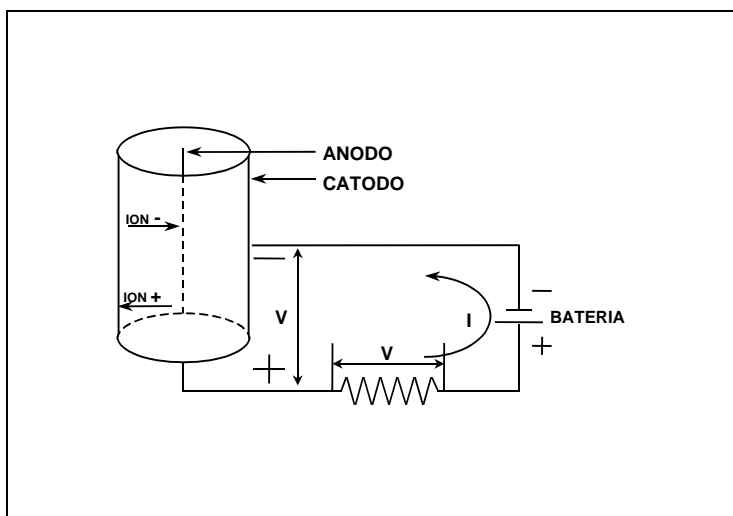


Figura 1 - Esquema básico del detector gaseoso

Después de haber recorrido la distancia que los separa de los respectivos electrodos, las cargas eléctricas circulan por el circuito exterior de polarización, configurando la señal eléctrica correspondiente (ver figura 1).

Cámaras de Ionización

Si la diferencia de potencial aplicada a los electrodos de un detector gaseoso es nula, también será nula la intensidad de campo eléctrico en el interior del recinto, con lo que los iones producidos por la interacción de las partículas ionizantes se encontrarán sometidos sólo a la atracción mutua debida al distinto signo de sus cargas, recombinándose para volver a constituir átomos o moléculas neutras (ver figura 2). Cuando la diferencia de potencial deja de ser nula, el campo eléctrico existente atrae a los iones hacia los electrodos correspondientes con una fuerza proporcional a la intensidad de campo eléctrico y a la carga eléctrica de un ion.

Sin embargo, pese a la existencia de la fuerza de atracción producida por el campo eléctrico, algunos iones se recombinan durante su migración hacia los electrodos, en relación inversa con la diferencia de potencial aplicada (al aumentar ésta, aumenta la intensidad de campo eléctrico y, consiguientemente, aumenta la fuerza que actúa sobre los iones, con lo que se les imprime mayor velocidad y disminuye el tiempo de tránsito hacia los electrodos correspondientes, disminuyendo la probabilidad de recombinación).

Cuando un detector gaseoso se polariza de manera tal que todos los iones primarios generados en su interior (excepto los recombinados) son recolectados por sus electrodos, se dice que opera en la zona de cámara de ionización. Esta condición de operación del detector gaseoso se extiende dentro de un cierto rango de valores de tensión de polarización del detector (ver fig. 2).

Las corrientes generadas en las cámaras de ionización suelen ser de muy bajo valor, del orden de 10^{-12} amperes, lo que impone precauciones especiales para su medición.

Debido a la muy pequeña cantidad de cargas eléctricas puestas en juego por cada interacción de partículas ionizantes del campo de radiación con la cámara de ionización, la amplitud de los correspondientes impulsos eléctricos resulta muy pequeña; por esta razón, no resulta práctico utilizar este tipo de detectores para el contaje de eventos.

Las cámaras de ionización se emplean fundamentalmente para la determinación de la intensidad de campos de radiación; en efecto, la intensidad media de corriente a través de una cámara de ionización resulta directamente proporcional a la tasa de fluencia de las partículas y a la energía de las mismas, ya que al incrementarse cualquiera de ellas, aumenta el número de iones generados y, consecuentemente, la intensidad media de corriente.

Contadores proporcionales

Cuando la tensión aplicada a los electrodos de un detector gaseoso es suficiente como para que lleguen a tales electrodos todos los iones producidos por la partícula ionizante (excepto aquella fracción que se recombina), la amplitud del impulso de corriente producido se mantiene

constante, aunque varíe dicha tensión. Si la tensión aumenta lo suficiente, a partir de un cierto valor aumenta la amplitud del impulso (aunque el número de iones primarios directamente producidos por las partículas ionizantes a detectar no haya variado).

Ello se debe a que los iones primarios adquieren, en su camino hacia los correspondientes electrodos, energía cinética suficiente como para ionizar por choque a otros átomos neutros, liberándose cargas que pasan a engrosar la corriente inicial. Los nuevos electrones libres son, a su vez, capaces de producir otros iones, formándose así una cascada de cargas que aumenta la amplitud del impulso eléctrico en el circuito exterior.

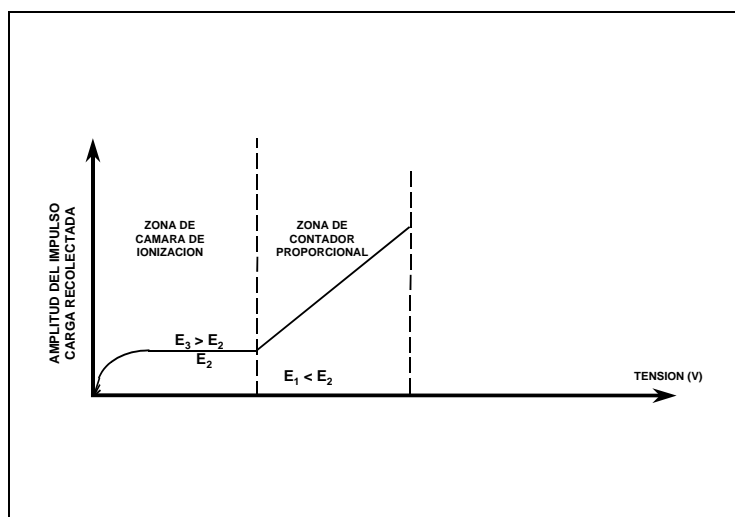


Figura 2 - Amplitud del impulso o carga colectada en función de la tensión aplicada (1)

A los detectores gaseosos polarizados en esa zona de funcionamiento (ver figura 2) se los denomina contadores proporcionales. En estas condiciones, la amplitud de los impulsos obtenidos guarda proporcionalidad tanto con la energía transferida por la partícula ionizante incidente que interactúa con el detector como con la tensión de polarización de los electrodos. En estos detectores, para igualdad de energía de la partícula ionizante, la amplitud del impulso eléctrico obtenido es mayor que el de las cámaras de ionización, por lo que se los puede emplear en el conteo de eventos.

A su vez como la amplitud de los impulsos en la zona de contador proporcional guarda proporcionalidad con la energía de las partículas ionizantes, es frecuente su utilización en espectrometría. Para ello es necesario que el detector posibilite el conteo de las partículas que interactúan con el detector y su clasificación en función de la energía.

La aplicación más frecuente de este tipo de detectores en protección radiológica es el monitoreo de contaminaciones superficiales con radionucleídos emisores alfa o beta. Dado que las partículas alfa y beta poseen baja capacidad de penetración en un medio material denso, es necesario contar con una “ventana” de espesor apropiado y de material liviano para que tales partículas puedan interactuar con el gas del detector. El espesor de ventana suele especificarse en unidades de masa (de la ventana) por unidad de superficie de la misma (mg cm^{-2}).

Contadores Geiger-Müller

Si se continúa aumentando la diferencia de potencial entre electrodos de un detector gaseoso más allá de los valores que corresponden al rango de funcionamiento como contador proporcional, el factor de multiplicación de iones deja de ser lineal con la tensión aplicada. Ello se debe a que al ser la masa de los iones positivos mucho mayor que la de los electrones, estos se desplazan a menor velocidad que aquellos, llegando a constituir una “carga espacial” que altera la forma del campo eléctrico dentro del detector y, por ende, la linealidad. Si se aumenta aún más la diferencia de potencial, el efecto de la carga espacial resulta dominante frente a la diferencia de potencial exterior.

Cuando se llega a esta situación, cesa de aumentar la multiplicación y la amplitud del impulso resulta máxima. Esta región de operación del detector gaseoso recibe el nombre de Geiger - Müller (ver figura 3).

La principal característica de un contador Geiger-Müller es que la amplitud de la señal eléctrica es independiente de la energía y naturaleza de la partícula, resultando la de mayor amplitud obtenible con la configuración del detector gaseoso utilizado.

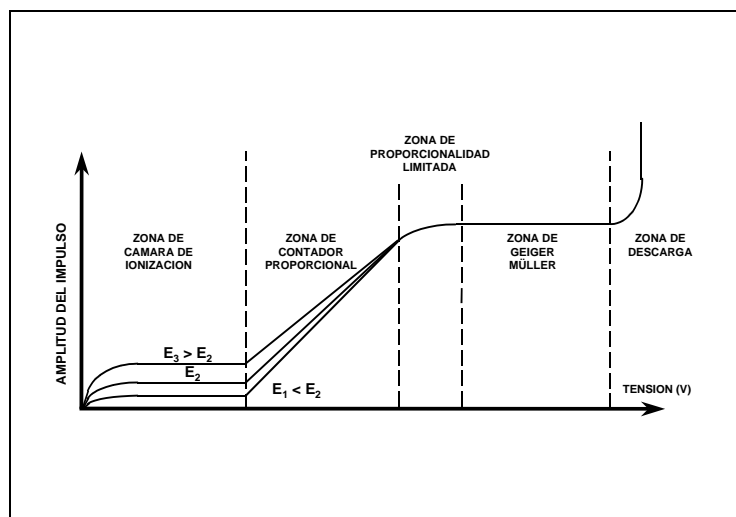


Figura 3 - Amplitud del impulso o carga colectada en función de la tensión aplicada (2)

Si se continúa aumentando la diferencia de potencial entre electrodos, se produce una descarga en el gas por efecto de la alta intensidad del campo eléctrico. Esta zona no es de interés desde el punto de vista de la detección de la radiación; además, en general, provoca la destrucción del detector (ver figura 3).

En la figura 3 se gráfica la amplitud del impulso eléctrico obtenido cada vez que una partícula ionizante de energía E interactúa con el detector, en función de la tensión de polarización

aplicada. Como puede apreciarse, cuando la energía de la partícula varía, varía también la amplitud del impulso eléctrico producido, tanto en la zona de cámara de ionización como en la de contador proporcional. Esto se debe a que en función de la energía de la partícula, varía también la cantidad de partes de iones primarios producidos por la interacción de la misma.

En la zona de Geiger-Müller, la amplitud del impulso se mantiene constante e independiente de la energía de la partícula, ya que en esta región de trabajo del detector gaseoso la amplitud de los impulsos (para cualquier valor de la energía de la partícula incidente), alcanza el valor máximo obtenible con esa configuración del detector.

Tiempo muerto de un contador Geiger-Müller

Luego de producida la interacción de una partícula ionizante con el contador, se produce en su interior una avalancha de partículas cargadas que da lugar a la aparición de una carga espacial. Debido a la alta concentración de iones positivos en las proximidades del ánodo, esta carga espacial distorsiona el campo eléctrico interior del detector e impide la aparición de nuevas avalanchas debidas a posteriores interacciones.

Esta situación se prolonga hasta tanto se hayan recolectado los iones positivos y fija el tiempo durante el cual, después de una primera interacción, el detector queda inhabilitado para responder a posteriores interacciones. No obstante, antes de que todos los iones positivos hayan alcanzado el cátodo, puede detectarse una segunda partícula, aunque dando lugar a un impulso más pequeño por no haberse restablecido todavía en su totalidad la magnitud del campo eléctrico en las proximidades del ánodo. El tiempo necesario después de un impulso de máxima amplitud hasta otro de amplitud detectable se denomina “tiempo muerto”, y el requerido para que el contador pueda entregar otro impulso de amplitud máxima se denomina “tiempo de recuperación” (ver figura 4).

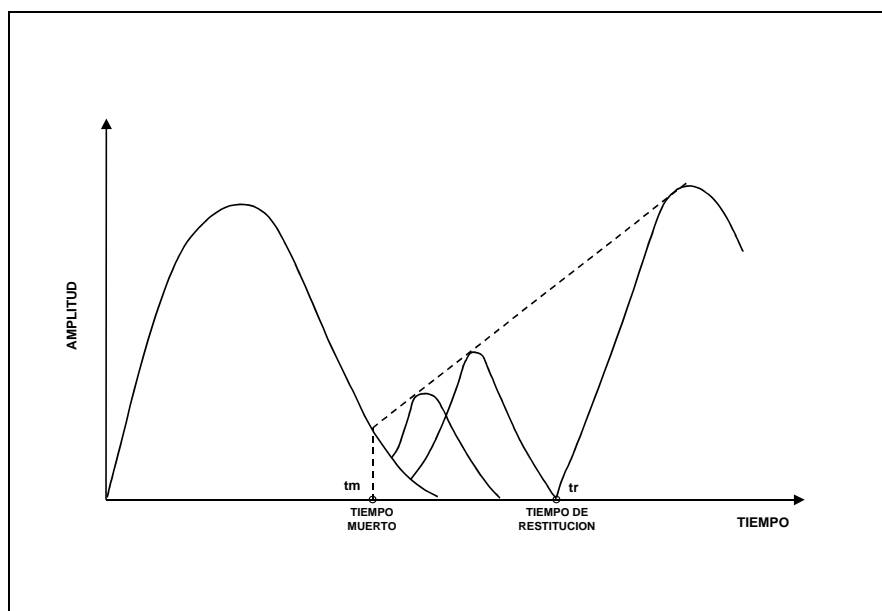


Figura 4 - Tiempo muerto y de restitución
Principios de Detección de la Radiación

En los contadores Geiger-Müller, los tiempos muertos y de recuperación son del orden de los 100 a 200 microsegundos. Estos tiempos dependen, para cada contador, de sus características propias (p.e., condiciones exteriores, tensión aplicada, capacidad).

Debido a la existencia del tiempo muerto, el detector y su electrónica asociada contarán menos impulsos que los que resultarían si dicho tiempo fuera nulo. Si dos partículas ionizantes interactúan con el contador separadas por un tiempo inferior a su tiempo muerto, la segunda no será detectada.

El error en el conteo debido al tiempo muerto es proporcional a la tasa de fluencia de partículas ionizantes que llegan al detector. Cuando ésta aumenta, también aumenta la probabilidad de que dos partículas lleguen al detector separadas un tiempo menor que el tiempo muerto.

La expresión aproximada que permite la corrección de la tasa de conteo por tiempo muerto es la siguiente:

$$N_R = \frac{N_L}{1 - N_L t_m}$$

donde,

- N_R : tasa real de conteo de partículas que llegan al detector.
- N_L : tasa de conteo medida
- t_m : tiempo muerto del conjunto detector - electrónica asociada

Curva característica de un contador Geiger-Müller

Si la tasa de fluencia de partículas que inciden en un contador Geiger-Müller se mantiene constante y se varía la tensión aplicada al detector, el número de impulsos registrados en la unidad de tiempo varía según se indica en la figura 5.

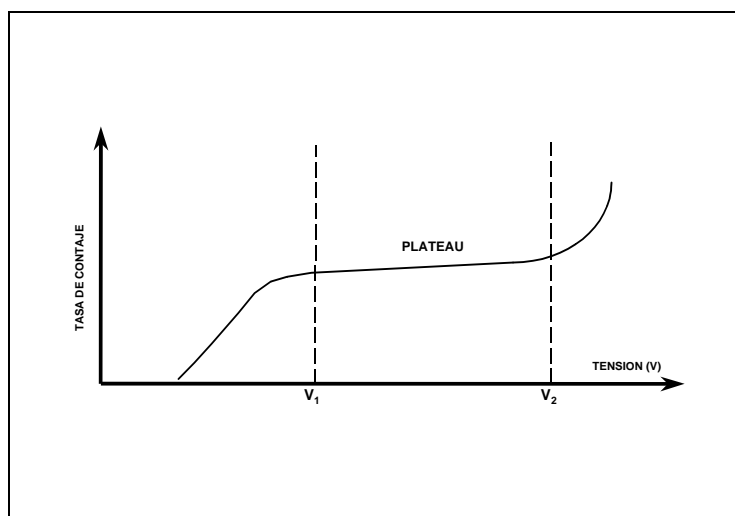


Figura 5 - Tasa de conteo en función de la tensión en un contador Geiger-Müller

Al intervalo de tensión durante el cual el conteo se mantiene aproximadamente constante se lo suele denominar “plateau”. En un buen contador Geiger-Müller, su extensión es un porcentaje importante de la tensión de operación del mismo (por ejemplo, un 25%). En el valor de tensión en el cual comienza la zona plana influyen las características del contador y la sensibilidad del sistema electrónico de registro (este último fija la amplitud mínima de los impulsos que podrán ser registrados).

A medida que se eleva la tensión aplicada al detector, crece la amplitud de los impulsos por hacerse las avalanchas más intensas, aumentando por consiguiente la probabilidad de que el gas de apagado no llegue a neutralizar todos los iones positivos formados. En estas condiciones, alguno de ellos puede alcanzar el cátodo y arrancar un nuevo electrón, lo que puede generar una nueva avalancha y producir un nuevo impulso eléctrico. Esto hace que más allá del valor indicado como V_2 en la figura 5, la gráfica deje de ser plana y eleve apreciablemente su pendiente.

Cuando se emplean contadores Geiger-Müller y se dispone de fuentes de tensión relativamente estabilizadas, conviene operarlos a tensiones de polarización próximas a la parte inicial del plateau, ya que así las descargas son menos intensas y es menor el número de moléculas del gas de apagado que se disocian en cada descarga, alargándose correspondientemente la vida útil de los detectores.

En caso de no disponerse de fuentes de alimentación suficientemente estables, es recomendable polarizar el contador a valores de tensión del orden de la mitad del plateau

$$V_{pol} = \frac{V_1 + V_2}{2}$$

La zona de plateau de un contador Geiger-Müller no resulta totalmente horizontal, sino que presenta una cierta pendiente (como puede apreciarse en la figura 5). La calidad del contador será tanto mayor cuanto más amplia resulte la región de plateau y menor su pendiente.

Cuando un contador Geiger-Müller envejece, la forma de su curva característica se altera, reduciéndose el plateau y aumentando su pendiente, debido básicamente a la degradación del proceso de apagado.

Eficiencia de los contadores Geiger-Müller

En general, estos contadores se prevén para la detección de radiación beta o fotónica. Dado el gran poder de penetración de los fotones, las paredes del tubo pueden ser de vidrio o metal relativamente gruesas, no así en el caso de las partículas beta (pues son rápidamente frenadas en un material denso). Para que el detector resulte sensible a estas partículas, es necesario que disponga de una ventana fina que permita el ingreso de las partículas beta.

Para que tenga lugar la detección de un fotón X y gamma, debe por lo menos liberarse un electrón secundario, lo cual puede realizarse por interacción tanto con el gas de llenado como con el material de las paredes (cátodo) o del ánodo. El electrón liberado debe a su vez, alcanzar el volumen sensible del contador (volumen delimitado por el campo eléctrico, donde tiene lugar la multiplicación de iones) e iniciar una avalancha. La eficiencia intrínseca (relación entre el

número de las partículas contadas y de la que llegan al detector) de un contador Geiger-Müller para radiación fotónica en general no pasa del 1 o 2%.

En el caso de la radiación beta, dado su elevado poder de ionización, si el espesor de la ventana es suficientemente delgado, el valor de la eficiencia intrínseca del detector puede llegar hasta el 90%.

Cuando se emplea un contador Geiger-Müller para medir intensidad de campo de radiación fotónica a través de la magnitud Exposición, debe considerarse la variación de la sensibilidad de respuesta (expresada en cuentas por unidad de exposición) en función de la energía de la radiación (ver figura 6).

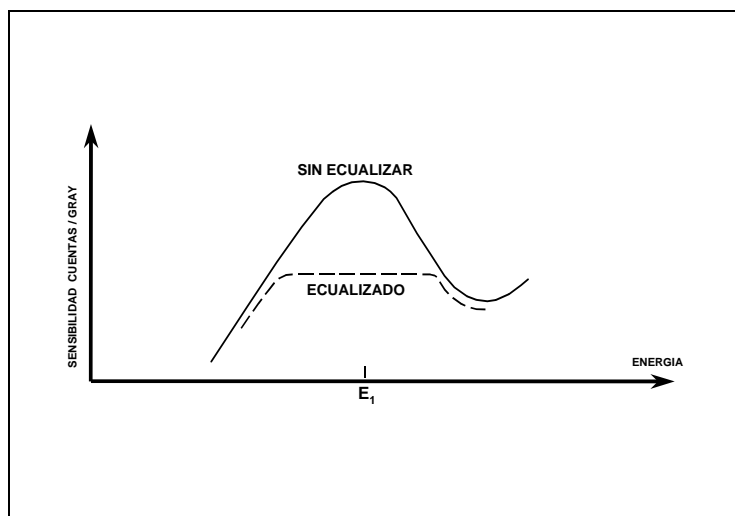


Figura 6 - Sensibilidad en función de la energía de la radiación incidente

La variación de sensibilidad con la energía de los fotones incidentes se origina en que:

- para bajas energías, influye la atenuación que ejerce la pared del contador, la cual disminuye al aumentar la energía hasta llegar a un valor E_1 para el cual la sensibilidad es máxima;
- a partir de la energía E_1 , la curva sigue la forma de variación de la sección eficaz microscópica compuesta para efectos fotoeléctrico, Compton y formación de pares.

La variación de sensibilidad con la energía representa un inconveniente cuando se desea medir exposición en un campo de fotones multienergéticos. En estos casos se recurre a la utilización de los contadores Geiger-Müller ecualizados en energía. La ecualización consiste en revestir el contador con blindajes de bajo número atómico (tal como aluminio o lucite), que aplanan la curva de sensibilidad.

Fenómenos asociados a la generación de iones en los detectores gaseosos

Los iones positivos y los átomos excitados generados en la interacción de la radiación con el detector pueden provocar la emisión de nuevos electrones por el cátodo, generando así descargas secundarias posteriores a la inicial.

En el contador proporcional estos procesos son poco probables, pues es reducido el número de átomos excitados y de iones positivos, por lo que las descargas secundarias pueden despreciarse; en las cámaras de ionización tal situación no puede ocurrir, dado que la intensidad de campo eléctrico en su interior es menor que la requerida para que se produzca multiplicación de pares de iones. En el contador Geiger-Müller, por el contrario, su número es tan grande que la emisión de un electrón retardado es altamente probable. Aún un único electrón puede llegar a “disparar” una descarga y el mecanismo se hace así auto-alimentado: si no se toman medidas adecuadas, una vez que se produce una descarga en un contador Geiger-Müller, se mantiene una sucesión continua de impulsos.

Por otra parte, los átomos excitados retornan a su estado normal emitiendo fotones cuya longitud de onda se sitúa en el ultravioleta provocando, si son absorbidos por el cátodo, la emisión de foto-electrones.

Cuando los iones positivos se acercan al cátodo, se neutralizan con un electrón arrancado del mismo, liberándose una cantidad de energía igual a la de ionización del gas menos la necesaria para extraer ese electrón de la pared del cátodo. Cuando el valor de la energía liberada alcanza el necesario para arrancar un nuevo electrón (función trabajo), el nuevo electrón liberado puede generar descargas secundarias.

Uno de los primeros métodos para evitar las descargas automantenidas consistió en hacer funcionar el contador con una elevada resistencia de polarización a fin de, luego de la descarga inicial, retardar la aplicación de la tensión (debido a la alta constante de tiempo resultante en esas condiciones). La desventaja era que se limitaba en exceso la máxima tasa de contaje.

Actualmente se trabaja con los contadores Geiger-Müller de “auto-apagado” (en inglés, self-quenching) que consiste en agregar al gas de contaje pequeñas cantidades de vapores poliatómicos.

Un gas de apagado debe reunir ciertas propiedades:

- Absorber la energía de los fotones ultravioleta emitidos por los átomos excitados del gas de contaje antes de que incidan sobre el cátodo.
- Tener menor energía de ionización que el gas de contaje, de manera tal que cuando un ión positivo choque con una molécula del gas de apagado, se neutralice arrancándole electrones. Cuando estos nuevos iones llegan al cátodo, por ser su energía de ionización baja, no liberan electrones.
- Perder la energía absorbida de los fotones ultravioleta por disociación, antes del tiempo necesario para reirradiarla.
- No capturar electrones para que no se formen iones negativos, pues la movilidad de los mismos es mucho menor que la de los electrones libres (de orden de 10^3 veces) y, en consecuencia, los iones negativos son recolectados con un retardo apreciable.

Dado que el proceso de apagado implica descomposición química, el material se va degradando paulatinamente durante el funcionamiento del detector. Por ello, la vida útil de un contador Geiger-Müller se especifica en número de cuentas (del orden de 10^9 a 10^{10}).

BIBLIOGRAFIA

- KNOLL, G.F. "Radiation Detection and Measurement", John Wiley and Sons, New York (1985)
- TANARRO SANZ, A. "Instrumentación Nuclear", Servicio de Publicaciones de la J.E.N., Madrid (1970)
- ATTIX, F.(ROESCH, W Editors) "Radiation Dosimetry", Vol. II, "Instrumentation" (2nd.edition); Academic Press, New York (1966)
- GOULDING, F.; LANDIS, D; PEHL, R; TRAMMELL, R.; HALLER, E; "Semiconductor Devices", IEEE Transactions on nuclear science, vol. NS-25, N°2, (abril 1978)
- DEME, S. "Semiconductor Detectors for Nuclear Radiation Measurement"; Adam Hilger Ltd., (1971)
- SCHONKEREN, J. "Photomultipliers", Philips Application Book; Philips, Eindhoven, (1970)
- SAJAROFF, P.M. "Introducción a la medida de corrientes débiles"; Publicación CNEA nt-18/78, Buenos Aires (1978)
- KIEFER, H; MAUSHART, R "Radiation Protection Measurement", Pergamon Press, Oxford (1972)
- HARSHAW "Gas Filled Nuclear Radiation Detectors" The Harshaw Chemical Co, Ohio (1979)
- HARSHAW "Scintillation Phosphors", The Harshaw Chemical Co., Ohio (1979)

DETECTORES DE ESTADO SOLIDO

CONCEPTOS BASICOS SOBRE SEMICONDUCTORES

Las energías de los electrones de un átomo aislado poseen, de acuerdo con los postulados de la Mecánica Cuántica, valores discretos. Existe, en consecuencia, un número finito de niveles de energía tales, que sólo pueden ser ocupados por electrones cuyas energías sean iguales a las de los niveles en cuestión (los que quedan definidos por cuatro números cuánticos). Además, por el principio de exclusión de Pauli, dichos niveles son diferentes entre sí. En el caso de los gases, los átomos están tan alejados entre sí que se los puede considerar aislados y aplicarles, en consecuencia, los conceptos mencionados.

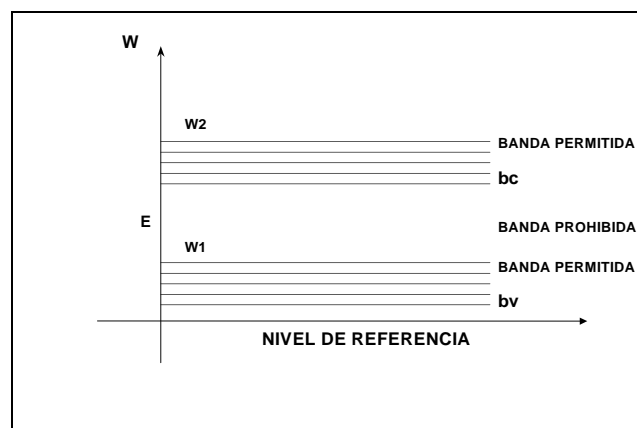


Figura 7 - Banda de conducción y banda de valencia

En los sólidos cristalinos, por el contrario, la distancia entre átomos es muy pequeña (del orden de algunos angstroms), por lo que su interacción es considerable: los niveles energéticos de los electrones de las capas internas prácticamente no son afectados pero, en cambio los de las capas externas se desdoblán, pues son compartidos por varios átomos.

Para un dado cristal, la distancia interatómica d es constante y las bandas se pueden representar de la manera indicada en la figura 7.

Entre las bandas permitidas (bp) existen las denominadas “bandas prohibidas” (bph) o sea, niveles de energía que los electrones de los átomos del cristal no pueden ocupar.

Puede demostrarse que:

- el ancho de la banda ($W_2 - W_1$) depende sólo del espaciado interatómico y no del número de átomos que interactúan;
- el número total de niveles en que se desdobra cada nivel original es igual al número de átomos que interactúan.

Los niveles más altos se desdoblán antes que los más bajos, pues los primeros son los de mayor energía, que a su vez son los correspondientes a los electrones de las órbitas más alejadas.

Una banda permitida (bp) puede estar totalmente llena, totalmente vacía o parcialmente llena. Un cristal a 0° K posee, en ausencia de cualquier agente excitador (tal como un campo eléctrico, una radiación ionizante, etc.) un conjunto de bandas totalmente llenas y otro de bandas totalmente vacías.

La banda llena de mayor energía se denomina “banda de valencia” (bv), pues sus niveles son los de los electrones de valencia. La primera banda vacía se denomina “banda de conducción” (bc). Los electrones que pueden eventualmente ocuparla, bajo la acción de un campo eléctrico, constituyen una corriente eléctrica. La banda prohibida (bph) que separa la bv de la bc tiene un ancho E que es la **energía de activación** o sea, la mínima energía que un electrón necesita para “saltar” de la banda de valencia a la de conducción.

Conductores, semiconductores y aisladores

Sobre la base de los conceptos anteriores puede mencionarse la diferencia entre conductores, semiconductores y aisladores.

- Un conductor es todo cristal en el cual la bv y la bc se superponen parcialmente, por lo que los electrones que originalmente estaban en la bv pasan muy fácilmente a la bc con muy pequeña energía de activación. En consecuencia, a temperatura ambiente son muchísimos los electrones que están en la bc, que a su vez se encuentra parcialmente llena, y así el cristal conduce muy fácilmente la corriente eléctrica.
- Los semiconductores son cristales en los cuales la energía de activación es aproximadamente 1 eV.
- Los aisladores son cristales en los cuales la energía de activación es aproximadamente 6 eV.

DETECTORES SEMICONDUCTORES

El principio de funcionamiento de los detectores semiconductores puede asemejarse al de la cámara de ionización, donde el medio ionizable, en vez de un gas, consiste en un semiconductor (Ge o Si) de alta resistividad. La alta resistividad se alcanza mediante la formación de zonas del material exentas de portadores libres (zonas de carga espacial), las que se logran mediante métodos que son característicos de los diversos semiconductores que a continuación se detallan.

Las ventajas de los detectores semiconductores son:

- La alta densidad del medio ionizado; esto implica una considerable eficiencia de detección por unidad de volumen efectivo del detector.
- La energía necesaria para producir un par de portadores de carga en los semiconductores es aproximadamente 10 veces menor que en los gases, y 100 veces menor que en un centellador.
- Por lo tanto, para una misma energía impartida, la cantidad de portadores de carga producidos es mucho mayor en los semiconductores que en gases o centelladores, lo cual se traduce en menores fluctuaciones estadísticas, por lo que se tiene una mejor resolución.
- La movilidad de los electrones y huecos es elevada y por otra parte, es reducido el volumen efectivo del medio detector; ello se traduce en un tiempo de recolección de cargas muy breve (del orden del nano segundo), en consecuencia es elevada la resolución en tiempo.
- Pueden obtenerse fácilmente detectores muy delgados de manera que absorban una fracción de la energía de las partículas incidentes, a fin de medir su ionización específica (dE/dx).

A su vez, los inconvenientes tecnológicos de los semiconductores son:

- Su alta conductividad en comparación con la de los gases, lo cual se traduce en ruido que tiende a enmascarar la medición de partículas ionizantes de muy baja energía.
- Los defectos en su estructura cristalina (es decir, las vacancias y dislocaciones) producen recombinación de los portadores y, por lo tanto, pérdida de algunos de ellos, lo que resta eficiencia de detección.

DETECTORES TERMOLUMINISCENTES

Los detectores termoluminiscentes (TLD, en inglés) son detectores pasivos e integradores que permiten realizar la determinación de dosis y discriminar las componentes de distintos campos de radiación. El fundamento de su uso está basado en el fenómeno de luminiscencia.

Descripción del fenómeno

La luminiscencia es el proceso de emisión de radiación óptica de un material por causas no térmicas, que presentan algunas sustancias dieléctricas o semiconductoras en determinadas condiciones de excitación. Los medios de excitación, en el fenómeno general de la luminiscencia, son diversos, por ejemplo:

- fotoluminiscencia producida por la interacción de fotones ópticos (ultravioletas, visible, infrarrojo)

Todos los cristales reales presentan defectos en su red cristalina, ellos juegan un papel preponderante en el proceso termoluminiscente.

Sucintamente se pueden enumerar dos categorías de defectos en la red.

- defectos intrínsecos (vacancias, ubicaciones intersticiales, etc): la temperatura de la red determina el número de defectos, que lleva a un alto grado de complejidad para la caracterización del fenómeno termoluminiscente, de allí la importancia de la historia térmica de la muestra considerada
- defectos extrínsecos o de sustitución de iones por impurezas: la sustitución afecta la concentración de vacancias.

Proceso de luminiscencia

En un cristal real, la banda prohibida contiene un conjunto discreto de niveles metaestables aceptores y donores. Estos niveles son generados por las imperfecciones intrínsecas del material o mediante la presencia de impurezas llamadas activadores. En este caso, las radiaciones ionizantes generan pares de agujeros o huecos (h) y electrones (e-) que se trasladan por las bandas de valencia y conducción. La mayoría vuelve en forma inmediata al estado fundamental; este proceso puede estar acompañado o no por emisión de luz, (la gran mayoría de las recombinaciones son no radiactivas), pero una fracción es capturada en los niveles trampa E (o H). Según la profundidad del nivel de energía de estas trampas, los portadores pueden liberarse con alguna facilidad a temperatura ambiente o permanecer en ellas durante un tiempo considerable. Los electrones liberados pueden recombinarse con los huecos en centros de luminiscencia L, y el exceso de energía se irradia como fotones visibles ó cercanos al visible. Cuando se eleva la temperatura de la muestra, aumenta la probabilidad de escape y recombinación. Aquí se observa el fenómeno termoluminiscente.

Para cada nivel trampa (a partir de una cierta temperatura) ocurre una liberación significativa de portadores de carga. Ello se refleja en la aparición de picos en la intensidad TL emitida en función de la temperatura de la muestra. Esta curva se la conoce como “curva *glow*”. En la misma se incluyen todas las longitudes de onda emitidas por la muestra. Si se grafica la intensidad total de la luz entregada en función de la longitud de onda, se obtiene la curva de emisión espectral.

Curva de termoluminiscencia *glow*

El proceso de liberación que precede directamente a la observación de la señal luminosa se indica en la figura 9a).

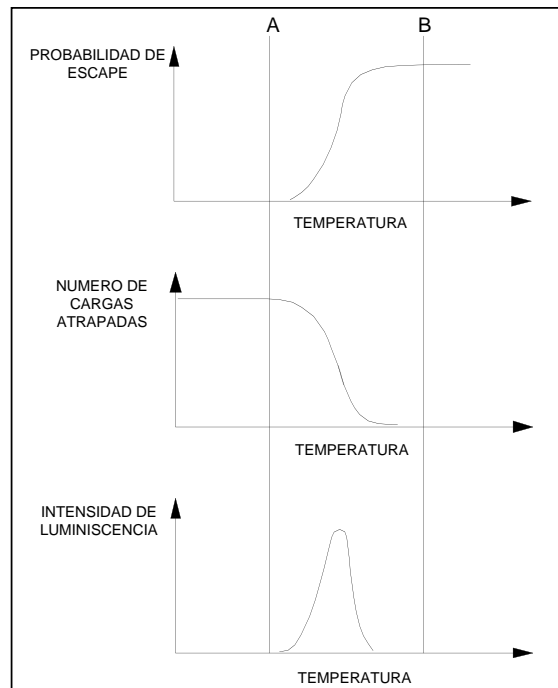


Figura 9a) - Relación entre probabilidad de escape, población de carga atrapada e intensidad luminiscente

Se muestra la probabilidad de escape en función de la temperatura del cristal. A baja temperatura esta probabilidad es casi nula. Los portadores de carga no tienen suficiente energía cinética para escapar del pozo de potencial de los centros trampa. A medida que se incrementa la temperatura, la probabilidad de liberación también aumenta y una fracción de los portadores de carga llega a los centros de recombinación. La intensidad luminosa llega a un máximo y luego disminuye debido al decremento en la población de cargas atrapadas.

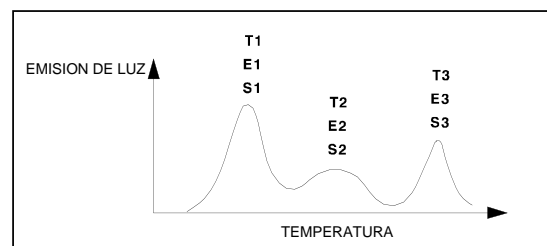


Figura 9b) - Curva glow de un cristal con varios niveles trampa

La intensidad luminosa vs. curva de temperatura está controlada por la liberación de los portadores de carga de las trampas y no por las propiedades de los centros de luminiscencia.

Si el cristal contiene más de un tipo de trampa (vg. en LiF:Mg,Ti aproximadamente se identifican 10 a 11 picos glow por encima de la temperatura ambiente) este proceso se repetirá, dónde, en cada tipo de trampa la curva glow va a ser caracterizada por la temperatura de la

máxima emisión de luz T , la profundidad de la trampa ó energía de activación E y el factor de frecuencia s que indica la probabilidad de escape del pozo de potencial (figura 9b)).

El detector termoluminiscente como dosímetro

Los dosímetros más utilizados son LiF, CaF₂:Mn y Dy; CaSO₄(Dy); y Li₂B₄O₇ entre otros. Se describirán brevemente las propiedades del LiF:Mg,Ti puesto que es el dosímetro más difundido.

Existen varios dosímetros termoluminiscentes de LiF sólo varían sus concentraciones isotópicas, vg-TLD-700 99.993% de ⁷Li o el caso de TLD-600 con 95.62% de ⁶Li. El TLD-600 y el TLD-700 presentan similar respuesta frente a radiación X y gamma así como una marcada diferencia para neutrones, este par es una buena herramienta para la evaluación en campos mixtos. Se presenta en la figura 10 y figura 11 las curvas *glow* correspondientes a ambos detectores, sacadas en un equipo lector Harshaw3500 para irradiaciones en campos gamma.

Es aproximadamente tejido equivalente para radiación X y γ con un máximo de sobrelectura de 1.3 a 1.4 en 20 keV -30 keV. Es resistente al ataque químico y levemente soluble en agua. Presenta como mínimo seis picos entre la temperatura ambiente normal y 300°C. Las alturas absolutas y relativas de los picos de la curva *glow* dependen del LET de la radiación.

La respuesta de dosis absorbida es lineal entre 3 Gy a 10 Gy dependiendo de la forma del dosímetro. A dosis absorbidas muy altas mayores a 10⁴ Gy produce un daño por radiación permanente y una pérdida irreversible de sensibilidad. *Fading* (pérdida de la información) del orden de 5% al año.

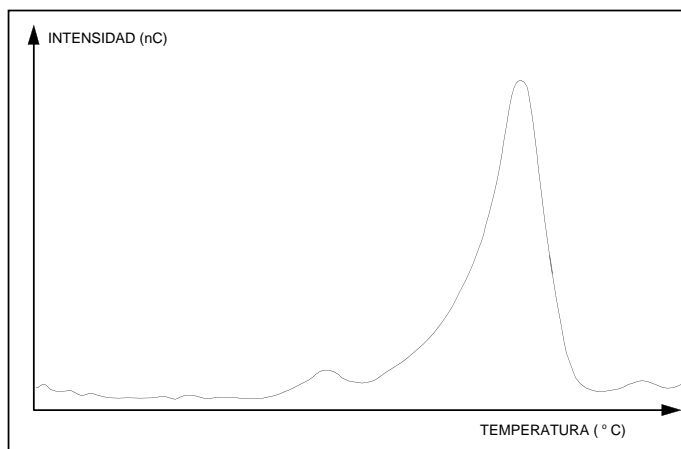


Figura 10 - Curva glow de LiF (TLD-700)

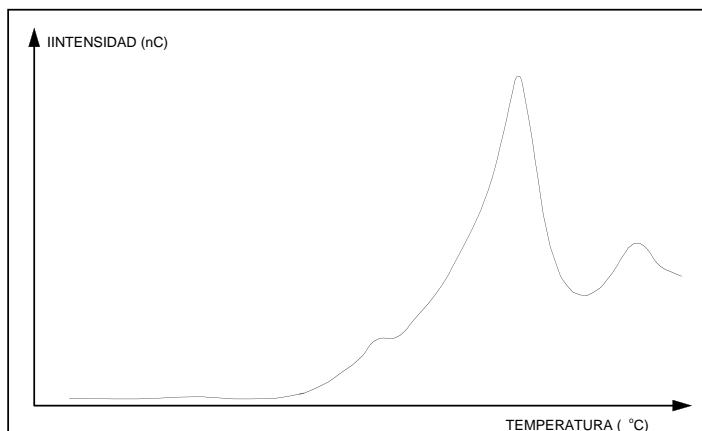


Figura 11 - Curva glow de LiF (TLD - 600)

CaF₂ :Mn : Muy alta sensibilidad, lo hace útil como dosímetro personal y ambiental. Tiene un sólo pico a 280°C (20°C /min). Es insensible al daño por radiación.

CaF₂ :Dy es cinco veces más sensible que CaF₂ :Mn, presenta fluctuaciones importantes de lote a lote. Para disminuir el *fading* se realiza un procedimiento de recocido post irradiación que hace que la sensibilidad decaiga en un factor 5.

CaSO₄ :Dy :Es 30 a 50 veces más sensible que el TLD-100(LiF natural). Permite mediciones en el orden de 10 mSv. Es menos sensible al tratamiento térmico. Presenta una respuesta no tejido equivalente para gamma de baja energía. Óptimas características de *fading*.

Li₂B₄O₇ : Presenta una excepcional equivalencia con el tejido. Tiene una curva *glow* simple y una gran estabilidad a lo largo de varios tratamientos térmicos y no presenta daño por radiación (2×10^4 Gy). Una de sus mayores desventajas es su sensibilidad a la luz, que es higroscópico y el *fading* muy pronunciado lo que exige un manipuleo cuidadoso y procedimientos de calibración.

BeO : Presenta una fuerte supralinealidad, extremadamente sensible a la luz, fuerte autoabsorción debido a la emisión UV, buen pico dosimétrico, alto *fading* y existencia de una señal espúrea piroeléctrica (la expansión durante el calentamiento produce una intensa polarización que estimula la termoluminiscencia). Este dosímetro se utiliza menos con respecto a otros dosímetros aproximadamente tejido-equivalente.

Ventajas de los dosímetros termoluminiscentes

- Son de pequeñas dimensiones por lo que pueden ser utilizados en lugares muy reducidos (10 mg aproximadamente son suficientes para su uso en la mayoría de los casos).
- Son utilizables en un amplio rango de dosis (10 μ Gy -100 kGy).
- El número atómico de la mayoría de los detectores es similar al del tejido equivalente y es exactamente tejido equivalente para el caso de Li₂B₄O₇ (Mn).

- La persistencia de la señal termoluminiscente por largos períodos permite la medición en el momento conveniente, luego de la irradiación. Esto es de particular importancia en el caso de dosimetría personal y ambiental.
- La eficiencia termoluminiscente es independiente de la tasa de dosis (dentro del 5%) desde las bajas hasta altas tasas de dosis. La eficiencia termoluminiscente es el cociente entre la energía media emitida como luz termoluminiscente y la energía media impartida al material TL por el campo de radiación.
- La eficiencia termoluminiscente es independiente de la temperatura de irradiación (en condiciones normales de trabajo) (hecho que no sucede en otro tipo de dosímetro, por ej. los dosímetros químicos).
- Se pueden obtener precisiones mejores al 3% (eventualmente 1 ó 2% en sistemas optimizados) para dosis en el rango de 0.1 mGy a 10 Gy (suficiente en la mayoría de las aplicaciones de radioterapia, radiobiológicas y de dosimetría personal).
- Los dosímetros termoluminiscentes son insensibles a la mayoría de los agentes ambientales (humedad, luz, la mayoría de los vapores de laboratorio, etc.).
- La señal termoluminiscente es relativamente simple de evaluar y lleva a la automatización del método.
- Pueden ser usados en varias formas para la medición de la mayoría de los tipos de radiación, con la posibilidad de la discriminación en campos mixtos tales como beta-gamma (β - γ) o neutrón-gamma (n - γ).
- Son dosímetros portátiles. Son ideales para el monitoreo de extremidades.
- Su lectura es rápida (< 30 s) y no requiere procesos de laboratorio.
- Pueden ser reusados docenas ó cientos de veces con sólo pequeños cambios en su eficiencia.
- Disponibilidad de distintos tipos de dosímetros con diferentes sensibilidades a neutrones térmicos: TLD-700 (^7LiF 99.993%), TLD-100 (93% ^7LiF y 7% ^6LiF); TLD-600 (96% ^6LiF).

Desventajas de los dosímetros termoluminiscentes

- No es un dosímetro absoluto, necesita su calibración en un campo de referencia patrón, con el consiguiente incremento del error.
- Efectos de superficie. Varios mecanismos dependientes de la superficie pueden afectar la sensibilidad TL. Los más importantes son los cambios en la transmisión luminosa debido a contaminación, ralladuras y a la absorción gaseosa que puede también alterar la eficiencia intrínseca o dar lugar a señales no inducidas por radiación.
- Inhomogeneidad del batch.: La eficiencia TL así como su respuesta dependen en gran medida en la distribución espacial de la concentración de trampas. Como los defectos son dependientes de las impurezas en un nivel de partes por millón así como, en menor medida, de su historia radiante y térmica, es muy difícil fijar las propiedades de un material TL. Esto conduce a efectos de lote o batch. Para obtener una óptima precisión se deben realizar calibraciones individuales de cada dosímetro.
- Los dosímetros irradiados no mantienen permanentemente toda la información entregada, dando como resultado una pérdida gradual de la señal latente termoluminiscente (FADING). Este hecho debe ser corregido conociendo cual es la pérdida de información en función del tiempo o en su defecto adoptándose tratamientos térmicos previos a la evaluación.
- "Memoria" de la radiación e historia térmica: La sensibilidad puede tanto aumentar como disminuir después de recibir una dosis grande de radiación. A veces es posible restituir la

sensibilidad original luego de varios tratamientos térmicos, en su defecto los dosímetros involucrados son descartados del batch.

- Pérdida de la información: El método de obtención de la información es destructivo, si por algún motivo (vg. mal funcionamiento del fototubo) la lectura no es recibida por el sistema, la información de ese dosímetro se pierde.

Instrumentación asociada

Las componentes esenciales de un equipo lector son: el sistema de calentamiento controlado y el sistema detector de la luz emitida y su posterior conversión en una señal eléctrica.

El material termoluminiscente es colocado en una plancheta o bandeja que es calentada normalmente por efecto Joule (calentamiento resistivo). En algunos casos el calentamiento se realiza por gas caliente ó radiación de radiofrecuencia. Para reducir la señal no inducida por la radiación (tribo ó quimioluminiscencia) los TLD son calentados en una atmósfera inerte durante su lectura, en general, de gas nitrógeno. La temperatura de la plancheta de calentamiento está controlada por una termocupla solidaria a la misma. La luz emitida por el TLD pasa a través de un sistema óptico que consiste en una lente colectora y un filtro infrarrojo que focaliza la luz en el fotocátodo del fotomultiplicador. El fotomultiplicador debe ser elegido de forma tal que presente su máxima eficiencia a las longitudes de onda (emitidas por la muestra) involucradas en la medición.

Existen dos técnicas básicas para evaluar la señal de luz emitida por la muestra, la integración de carga y el conteo de fotones en forma individual. En esta última, el pulso del fotomultiplicador (debido a una interacción simple del fotón TL con el fotocátodo) es nuevamente amplificada e introducida a través de un discriminador rápido (para eliminar los ruidos de pulsos dinódicos) antes de ser analizados por un analizador multicanal en el modo multiescala. En esta técnica, la curva *glow* se conforma con el número de fotones contados en función del tiempo.

Los parámetros importantes que deben ser tenidos en cuenta ante la lectura de un dosímetro termoluminiscente son:

- la alta tensión que alimenta al fototubo
- la temperatura máxima a la que debe llegar la muestra
- la velocidad de calentamiento
- el tiempo de lectura o de integración de la luz emitida
- el flujo de nitrógeno.

La elección del valor de estos parámetros depende del tipo de detector termoluminiscente a utilizar.

BIBLIOGRAFIA

KNOLL, G.F. "Radiation Detection and Measurement", Jhon Wiley and Sons, New York (1985)
TANARRO SANZ, A. "Instrumentación Nuclear", Servicio de Publicaciones de la J.E.N., Madrid (1970)

- ATTIX, F.(ROESCH,W Editors) “Radiation Dosimetry”, Vol. II, “Instrumentation” (2nd.edition); Academic Press, New York (1966)
- GOULDING, F.; LANDIS,D; PEHL, R; TRAMMELL, R.; HALLER,E; “Semiconductor Devices”, IEEE Transactions on nuclear science, vol. NS-25, N°2 , (abril 1978)
- DEME, S. “Semiconductor Detectors for Nuclear Radiation Measurement”; Adam Hilger Ltd., (1971)
- SCHONKEREN, J.“Photomultipliers”, Philips Application Book; Philips, Eindhoven, (1970)
- SAJAROFF, P.M. “Introducción a la medida de corrientes débiles”; Publicación CNEA nt-18/78 , Buenos Aires (1978)
- KIEFER, H; MAUSHART, R “Radiation Protection Measurement”, Pergamon Press, Oxford (1972)
- HARSHAW “Gas Filled Nuclear Radiation Detectors” The Harshaw Chemical Co, Ohio (1979)
- HARSHAW “Scintillation Phosphors”, The Harshaw Chemical Co., Ohio (1979)
- ATTIX, F. H.,“Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”. John Willey & Sons (1986)
- HOROWITZ, Y, “Thermoluminescence and Thermoluminescent Dosimetry” Vol 1 y 2 C.R.C. 1985
- KITTEL,C., “Introduction to the solid state physics” (1972)
- MC. KINLAY A. F., “Thermoluminescence dosimetry”. Medical Physics Handbook 5, Adam Hilger Ltd, Bristol.
- SOCIÉTÉ FRANCAISE DES PYSICIENS D’HÔPITAL. ”La dosimètrie par radiothermo-luminescence”, 1986

DETECTORES DE CENTELLEO

CONCEPTOS BASICOS SOBRE CENTELLADORES

La detección de las radiaciones ionizantes a partir de los destellos luminosos que éstas producen en ciertos materiales, es uno de los métodos más antiguos, pero continúa siendo aún muy utilizado en contaje y en espectrometría.

Cuando una partícula ionizante incide en un material, puede interactuar de acuerdo al mecanismo que corresponda al tipo de partículas, a su energía y al material de que se trate, produciendo partículas cargadas que se mueven en su interior. En ciertos materiales, denominados **centelladores**, pequeña fracción de la energía cinética de las partículas secundarias es convertida en energía luminosa; el resto se transfiere al medio como calor o como vibraciones de su red cristalina. La fracción de la energía que se convierte en luz (definida como eficiencia de centelleo) depende, para un dado centellador, de la naturaleza de la partícula y de su energía. En algunos casos, la eficiencia puede ser independiente de la energía de la partícula, permitiendo una proporcionalidad directa entre la intensidad del impulso luminoso y la energía.

Un material centellador ideal presenta las siguientes propiedades:

- Convierte la energía cinética de las partículas cargadas en energía luminosa con alta eficiencia de centelleo.

- Tal conversión es lineal; la energía luminosa es proporcional a la energía impartida al centellador en un amplio rango de energías.
- Es “transparente” a la longitud de onda que él mismo emite por desexcitación.
- El tiempo de decaimiento de los impulsos luminosos es corto, de manera que las señales generadas son rápidas.
- Posibilita construir detectores de dimensiones adecuadas a la aplicación prevista.
- Su índice de refracción es muy parecido al del vidrio, lo que permite un acoplamiento óptico eficiente con el dispositivo transductor, cuya función es transformar a su vez los impulsos luminosos en señales eléctricas.

Ningún material cumple todas las propiedades enunciadas, por lo que la elección de un centellador en particular resulta una solución de compromiso según la aplicación de que se trate. Los centelladores más utilizados son inorgánicos u orgánicos, plásticos o líquidos.

Centelladores inorgánicos

Los centelladores inorgánicos son cristales que poseen, en general, mejor rendimiento luminoso y linealidad que los orgánicos, pero tienen menor velocidad de respuesta. El mecanismo de centelleo en estos materiales depende de los estados de energía determinados por su red cristalina.

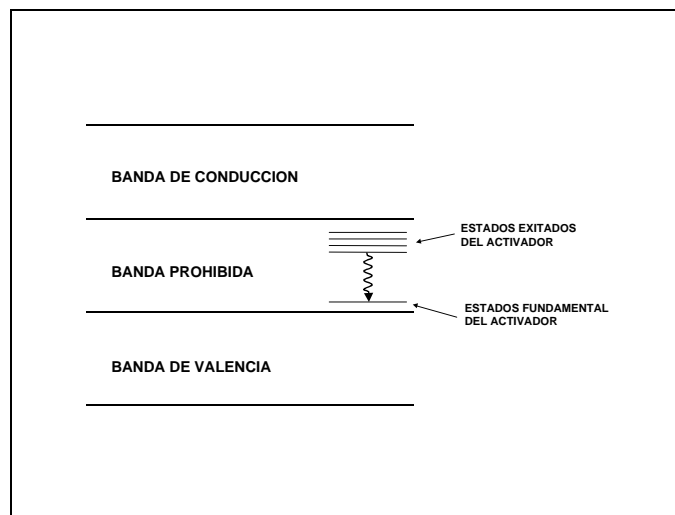


Figura 12

En los materiales aisladores o semiconductores, los electrones sólo pueden ocupar un número discreto de niveles de energía agrupados en “bandas” (ver figura 12).

La banda de valencia está ocupada por electrones firmemente ubicados en sus niveles energéticos, mientras que la banda de conducción está constituida por niveles de energía ocupados por electrones que poseen suficiente energía como para migrar libremente por el cristal. Existe una banda de energía intermedia, la llamada banda prohibida, que en los cristales puros no puede estar ocupada por niveles energéticos correspondientes a electrones. La absorción de energía en un cristal puede resultar en la “elevación” de un electrón desde su

estado de energía original, en la banda de valencia, hasta una posición en la banda de conducción, atravesando la banda prohibida y dejando una vacante o “hueco” (ion positivo) en la banda de valencia. Al regresar el electrón a su posición original durante la desexcitación, el átomo emite energía en forma de luz. Este proceso en un cristal puro es muy poco eficiente a los fines requeridos y además, debido a la excesiva “altura energética” de la banda prohibida (4 ó 5 eV) la frecuencia del fotón es superior a la correspondiente al rango de luz visible.

Para mejorar la probabilidad de emisión de un fotón luminoso en el proceso de desexcitación, a los centelladores inorgánicos se les agrega pequeñas cantidades de impurezas denominadas **activadores**, que llevan a la aparición de niveles energéticos intermedios dentro de la banda prohibida. Como resultado de ello, los electrones que por excitación externa arriben a esos niveles, provocan -al regresar a su nivel energético original-, la emisión de fotones de frecuencias comprendidas en el rango de luz visible (pues su energía es menor que la correspondiente a la banda prohibida).

Una partícula cargada que interactúa con el centellador creará un gran número de pares electrón-hueco por la elevación de electrones desde la banda de valencia. Un hueco puede migrar hasta la posición de una impureza activadora e ionizarla, debido a que la energía de ionización de la impureza es menor, mientras que el electrón libre podrá desplazarse por la red cristalina hasta encontrar un hueco a “llenar” en el activador. Ese nuevo átomo neutro de impureza se halla excitado y en su transición al estado estable, es altamente probable que emita el exceso de energía en forma de un fotón luminoso.

Los tiempos de vida media típicos para estos estados excitados son del orden de 10^{-7} segundos.

Entre los centelladores inorgánicos más frecuentemente empleados se pueden citar:

- *Ioduro de sodio activado con talio* - INa (TI)

La característica más notable reside en la alta eficiencia de centelleo. La respuesta a radiación gamma y beta es prácticamente lineal para un rango amplio de energías y se los emplea usualmente en espectrometría gamma. Se pueden construir en diversos tamaños, por lo general en forma cilíndrica.

Sus desventajas son fragilidad (son fácilmente deteriorables por efectos mecánicos o térmicos); altamente higroscópicos (se opacan al hidratarse, deben encapsularse de manera estanca); y el tiempo de decaimiento del impulso luminoso resulta alto frente a tasas elevadas de contaje.

- *Ioduro de cesio activado con talio* - Ics (TI)

Este centellador es también de uso frecuente, aunque no tanto como el de INa (TI). Posee un elevado coeficiente de absorción por unidad de longitud para radiación gamma, lo que lo hace especialmente adecuado para aplicaciones en que existen limitaciones de peso y volumen. Es menos frágil que el de INa (TI) y se lo puede moldear de formas y dimensiones variadas. El tiempo de decaimiento varía con el tipo de partícula ionizante que excita al material, lo que permite, mediante discriminación por forma de impulsos, diferenciar partículas entre sí (en particular, X de gammas). Es menos higroscópico que el INa (TI).

- *Ioduro de litio activado con europio* - Li I (Eu)

Este centellador es frecuentemente empleado en la detección de neutrones térmicos. Por ello se emplea el litio enriquecido en su isótopo ${}^6_3\text{Li}$, que posee una sección eficaz de 940 barns y la detección se logra indirectamente a través de la reacción ${}^6_3\text{Li} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^4_2\alpha$

- *Sulfuro de cinc activado con plata - ZnS (Ag)*

Este centellador es uno de los de más alta eficiencia de centelleo, comparable con la del INa (TI). Es un polvo policristalino, por lo que se lo utiliza en forma de finos revestimientos; dada su opacidad, sólo se lo puede emplear en espesores no mayores de 25 mg/cm^2 , sobre soportes transparentes (como ser vidrio, celuloide o lucite). La principal aplicación es la detección de partículas cargadas (en particular, alfas e iones pesados).

- *Fluoruro de calcio activado con europio - CaF (Eu)*

Las características más relevantes de este centellador consisten en que no es higroscópico y que es inerte, por lo que se lo utiliza en condiciones ambientales severas.

Existen otros materiales centelladores, tales como el fluoruro de cesio y el germanato de bismuto, que si bien presentan algunas características atractivas, por ser baja su eficiencia de centelleo resultan de aplicación poco frecuente.

Centelladores orgánicos

El proceso de fluorescencia en los centelladores orgánicos se genera a partir de transiciones en la estructura de los niveles de energía dentro de una misma molécula y, por lo tanto, es independiente del estado físico del material. En el caso del antraceno (uno de los centelladores orgánicos más utilizados), el fenómeno de fluorescencia puede observarse tanto en estado sólido policristalino, como vapor o como líquido en solución. Esto contrasta con el comportamiento de los centelladores inorgánicos, que para su fluorescencia requieren la existencia de una red cristalina sólida.

Sólo una fracción de la energía de la partícula incidente se convierte en luz. Si bien es deseable que esa porción sea lo más elevada posible para maximizar la eficiencia de centelleo, una parte significativa de la energía empleada para excitar moléculas del centellador se transforma en calor.

DETECTORES DE CENTELLEO

Un detector de centelleo está constituido por el conjunto centellador-tubo fotomultiplicador, ópticamente acoplados entre sí. Dicho acoplamiento debe asegurar una eficiente transmisión de la radiación luminosa desde el centellador hacia el fotomultiplicador, a la vez que se debe asegurar que no ingrese luz proveniente del exterior (ver figura 13).

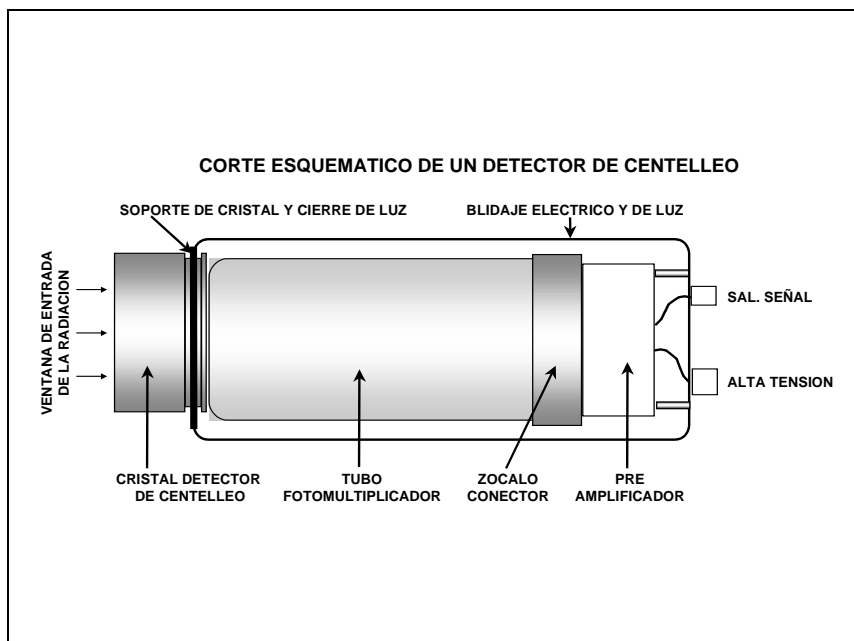


Figura 13

Diversos centelladores son altamente higroscópicos, por lo que se los encapsula herméticamente. En este caso, una de las caras del encapsulado está constituida por una placa de vidrio plano y transparente, que se acopla ópticamente a la cara de vidrio plana del fotomultiplicador. Para impedir la existencia de una capa de aire entre ambas placas de vidrio que forme una sistema óptico en el que la luz pasa de un medio más denso (vidrio) a uno menos denso (aire) y ocasione fenómenos de reflexión total sobre la cara del fotomultiplicador, se suele aplicar una delgada capa de aceite de siliconas de alta densidad y transparencia, con un índice de refracción muy similar al del vidrio.

A efectos de que no ingrese luz del exterior al conjunto centellador-fotomultiplicador, éste suele disponerse en el interior de un recinto metálico, generalmente construido de aluminio, de dimensiones adecuadas, que a su vez cumple la función de aumentar la robustez mecánica del conjunto.

DETECTORES DE EMULSION FOTOGRAFICA

EMULSION FOTOGRAFICA - EFECTO DE LA RADIACION

El material sensible a la radiación ionizante, denominado emulsión fotográfica, está constituido de granos de bromuro de plata, BrAg , de dimensiones microscópicas y distribuidos en un medio gelatinoso el cual está a su vez depositado como una capa de espesor muy delgado sobre un soporte traslúcido, por ejemplo celuloide o vidrio.

Los electrones liberados por la radiación neutralizan al ion Ag^+ transformándolo en plata metálica, lo que constituye la formación de la denominada imagen latente por pocos átomos de plata de un grano (que típicamente tiene del orden de 10^{10} Ag^+).

La cantidad de granos de bromuro que han sufrido esta transformación, así como el número de iones plata convertidos en cada grano, es función de la dosis absorbida.

Básicamente se utilizan dos tipos de emulsiones en dosimetría:

- Emulsiones para radiación X y γ ; presentan un contenido de bromuro de plata de 30-40% en peso. El tamaño de grano es de 1-2 μm de diámetro. Cada capa de emulsión es de 10-25 μm , y el espesor másico medio es de 2-5 mg/cm^2 . La emulsión se protege contra la abrasión mediante una delgada película de gel.
- Emulsiones nucleares que tienen aproximadamente el 70-80 % en AgBr en peso, con un diámetro de grano del orden de 0.3 μm . Y el espesor másico medio es de 1 a 200 mg/cm^2 para $\rho=3.3$ g/cm^3 .

PROCESAMIENTO

El procesamiento normalmente comprende tres pasos:

- Revelado: Es un proceso químico de reducción que permite continuar la conversión de Ag^+ a Ag^0 . Manejando la cinética de la reacción química en función del tiempo y temperatura de la solución reveladora, se logra reducir a plata metálica los granos de bromuro de plata, en forma selectiva, según el número inicial de átomos Ag^0 que formaban la imagen latente en cada grano.
- Baño de detención del revelado: La reacción se detiene al cabo de un tiempo de acción prefijado para una dada temperatura (solución diluida de ácido acético).
- Solución de Tiosulfato de Sodio: Inmediatamente se somete la emulsión al denominado tratamiento de fijado. En este proceso se fijan los granos transformados a plata metálica y se utiliza para disolver los granos que no fueron totalmente transformados en plata metálica.

Luego de un activo lavado con agua, para eliminar los compuestos químicos residuales de ambos procesos y secada la emulsión, se observan distintas tonalidades de grises (ennegrecimiento), según la dosis absorbida.

MEDICION

La determinación del efecto de la radiación sobre la emulsión se basa en la medición del ennegrecimiento por medios densitométricos, que consiste en la determinación de la atenuación luminosa causada por la emulsión. La magnitud medida, denominada densidad óptica se define como el logaritmo del cociente entre las intensidades de luz incidente y la transmitida.

$$D = \log \frac{I_0}{I}$$

donde, I_0 es la intensidad de luz incidente medida en ausencia de la película e I la transmitida a través de ella en una dirección perpendicular a su plano.

La curva de respuesta característica de la densidad óptica en función de la dosis, es de forma sigmoidea como se muestra en la figura 14. A dosis nula existe un ennegrecimiento de base (fog) que aumenta con el envejecimiento de la emulsión fotográfica. Luego le sigue un intervalo de dosis con muy baja sensibilidad, continuada por una zona de pendiente pronunciada pasando a una zona de respuesta prácticamente lineal. Para dosis mayores se observa una disminución de la densidad óptica por intervalo de dosis seguido de la zona final de saturación a altas dosis.

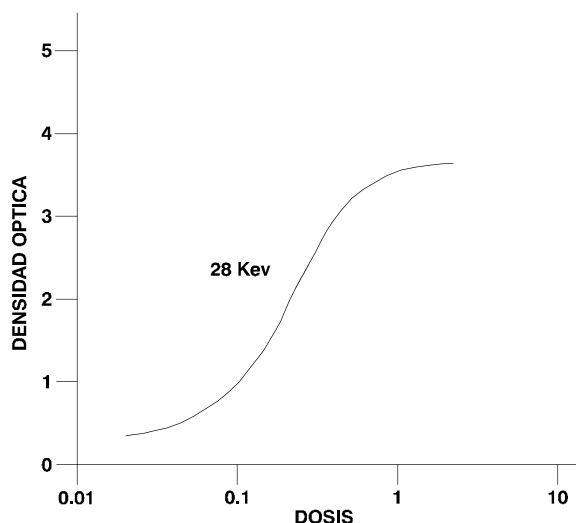


Figura 14 - Densidad óptica en función de la dosis

El tamaño y densidad de los granos de bromuro de plata así como proceso de revelado empleado determinan el alcance de la respuesta de la emulsión.

Con fines de radioprotección y para abarcar un amplio rango de dosis, inclusive por sobreexposición potencial, se utilizan simultáneamente dos emulsiones de distinta sensibilidad, ya sea depositadas a cada lado de un soporte o separadas cada una en su propio soporte. La emulsión menos sensible o también denominada lenta, continúa la respuesta a la dosis cuando la respuesta de la emulsión más sensible o rápida entra en la zona de saturación.

DEPENDENCIA ENERGETICA Y DOSIMETRIA

El número atómico efectivo de los componentes sensibles de la emulsión fotográfica provoca que la respuesta tenga un aumento relativo importante a bajas energías de rayos X, por el predominio del efecto fotoeléctrico. En general el máximo de la respuesta relativa se encuentra en la región de los 40 keV de energías efectivas, que es veinte veces superior a la correspondiente a la energía media de la radiación gamma emitida por el cobalto 60.

El uso de detectores de este tipo, como se verá más adelante, es principalmente para dosimetría personal, en cuyo caso la evaluación dosimétrica se la refiere a la dosis en tejido muscular. Este

tiene una composición cuyo número atómico efectivo es sustancialmente menor a la de la emulsión fotográfica. En consecuencia la densidad óptica no se puede asociar directamente a la dosis en tejido, por lo que hay que efectuar correcciones por la dependencia energética relativa entre emulsión y tejido.

El ennegrecimiento de la emulsión fotográfica depende de la dosis absorbida por unidad de fluencia del campo de radiación incidente por lo cual no es posible discernir la energía de la radiación.

El reconocimiento de la energía efectiva y la estimación de la dosis se consigue relacionando las densidades ópticas bajo distintos filtros de radiación (pequeñas placas de material absorbente) que forman parte de la estructura del portadosímetro personal. Las relaciones de densidades ópticas medidas bajo los filtros, permiten determinar la energía y luego la dosis. Según puede apreciarse en la figura 15.

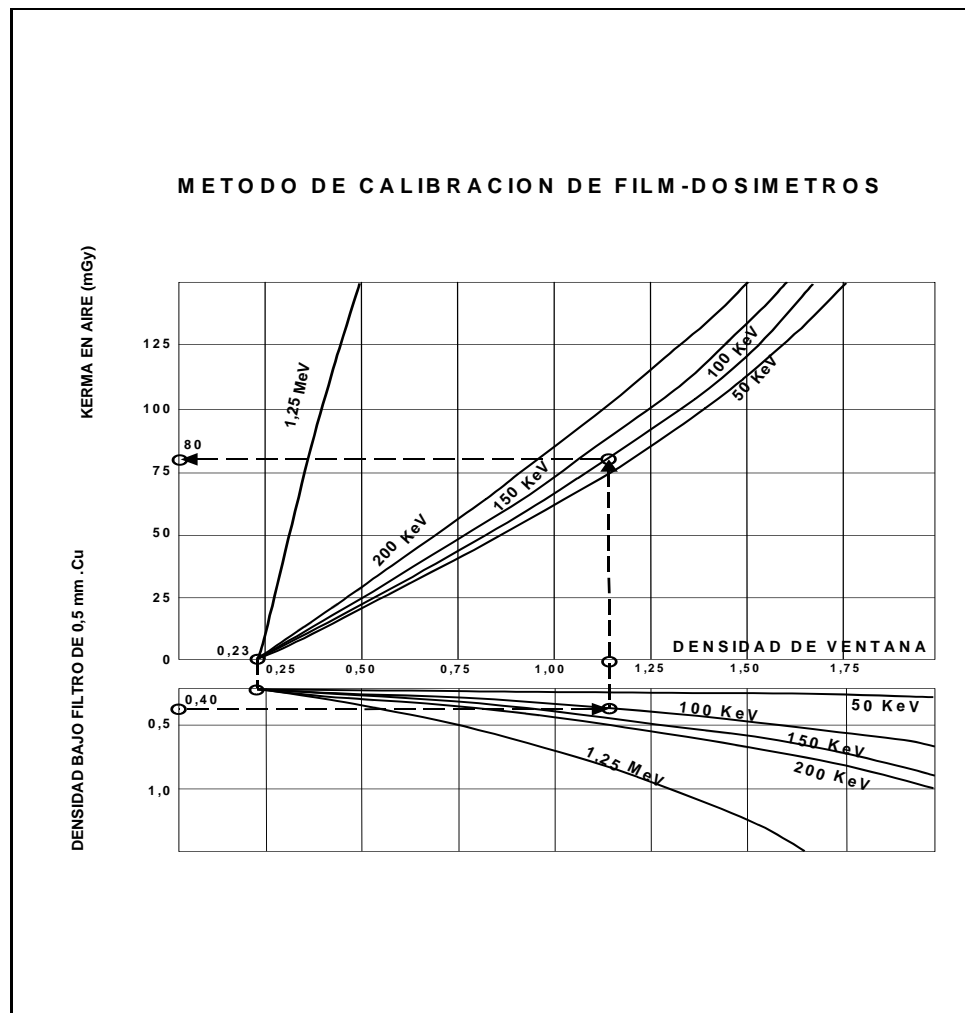


Figura 15 - Ejemplo: curvas para la calibración de films

Esto se logra, ya sea por medio de gráficos que conectan las relaciones entre filtros con la respuesta a dosis o de algoritmos matemáticos.

Para calibrar el sistema fotográfico de monitoreo se exponen films a distintas dosis en aire, producidas por radiaciones de varias energías. La energía aparente de la radiación puede determinarse entre las densidades de zonas cubiertas y descubierta.

CARACTERISTICAS DE LA DOSIMETRIA FOTOGRAFICA

Posibles Ventajas:

- Resolución espacial: en la práctica está limitada por la capacidad del elemento utilizado para analizar el film.
- Constancia de la lectura: luego de su correcto procesamiento la información de la densidad óptica está disponible cada vez que sea requerida.
- Disponibilidad en el mercado. Buen control de calidad.
- Geometría: su forma delgada y plana permite su uso simple en mapeos de campo, especialmente para campos de electrones.
- Linealidad versus dosis: la densidad standard es proporcional a la dosis en un rango aceptable de trabajo. El límite máximo de uso está relacionado con la saturación y la reducción de la pendiente de DO vs. Dosis.
- Discriminación entre irradiaciones estáticas y en movimiento.
- Discriminación de energías mediante distintos filtros.

Posibles Desventajas:

- Procesamiento químico: la dosimetría por película requiere un cuidadoso control del proceso de revelado para obtener una adecuada reproducibilidad de la densidad óptica para una dada dosis en la película. Variaciones en 1°C en el baño de revelado puede afectar la DO en algunos porcentajes.
- Dependencia energética para rayos X: el alto Z de los granos de bromuro de plata que constituyen del 30 al 80% de la masa de la emulsión da lugar a la manifestación del efecto fotoeléctrico para rayos X por debajo de 300 keV. Entonces la respuesta por mGy en tejido es altamente dependiente de $h\nu$.
- Sensibilidad al ambiente externo: el *fading* (pérdida de la información) de los granos revelables es aumentado por combinaciones de temperatura y humedad alta. Se cree que el mecanismo principal del *fading* es la oxidación de la imagen latente (especialmente de los granos de la superficie) por el oxígeno atmosférico, y su tasa se incrementa por el contenido alto de agua en la emulsión y bajo PH.
- Función de respuesta doblemente valuada: la densidad óptica a grandes dosis presenta un máximo y luego decrece, debido a la reversión del proceso de formación de granos revelables (solarización). Para evitar esto se debe tener en claro cuáles son los niveles de dosis esperados.

DETECCION DE NEUTRONES

INTRODUCCION

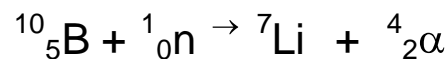
Debido a la baja probabilidad de interacción de los neutrones con un detector gaseoso (ya que carecen de carga eléctrica y no interactúan con los campos eléctricos de los átomos), se los detecta indirectamente recurriendo a reacciones nucleares que generen partículas cargadas de cierta energía (tales como protones o partículas alfa), que poseen alta capacidad de ionización y alta probabilidad de interactuar con el gas del detector.

NEUTRONES TERMICOS

Detectores de trifluoruro de boro

Una reacción muy frecuentemente empleada para generar partículas alfa de alta energía a partir de neutrones térmicos es la reacción (n; α) de interacción entre el ^{10}B y neutrones térmicos, ya que la sección eficaz que presenta el ^{10}B a estos neutrones es relativamente alta (3840 barns).

Disponiendo de detectores gaseosos (p.e., contadores proporcionales en los que el gas de contaje es trifluoruro de boro), se logra que resulten sensibles a neutrones térmicos en base a la siguiente reacción:



Dado que las partículas alfa se generan en el interior del volumen gaseoso, se las detecta fácilmente.

Este tipo de detectores resulta también sensible a radiación fotónica. Cuando se desea monitorear neutrones en campos mixtos (neutrón-gamma), los impulsos eléctricos producidos por las partículas alfa son significativamente mayores que las debidas a los fotones, por lo que se pueden discriminar los impulsos por amplitud, y por ende, se puede discriminar el contaje gamma del correspondiente a neutrones.

Detectores con ventana recubierta con boro-10

Una alternativa del uso de trifluoruro de boro (F_3B) como gas de llenado de un contador proporcional en la detección de neutrones, consiste en el recubrimiento superficial de la ventana de entrada con ^{10}B en estado sólido. Esta configuración posee la ventaja de permitir el empleo de gases de llenado más eficientes (mayor número de iones generados por cada partícula ionizante) que el trifluoruro de boro. Debido a que el alcance de las partículas alfa provenientes de la reacción (n; α) con el ^{10}B es del orden de 1 mg/cm^2 , la eficiencia de estos contadores aumenta con el espesor del revestimiento hasta que este alcanza ese valor; si se lo hace mayor, las partículas alfa comienzan a ser detenidos por el recubrimiento sin llegar a interactuar con el gas de llenado (autoabsorción).

Como en el caso de los contadores que emplean F_3B como gas de contaje, este tipo de contadores resulta también sensible a radiación fotónica, pero ambos tipos de partículas se pueden discriminar empleando un sistema electrónico asociado con características similares al del caso anterior.

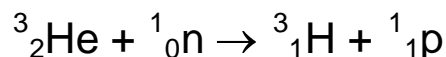
Contadores de fisión

Otra reacción frecuentemente utilizada, cuando se desea realizar contaje de neutrones mediante detectores del tipo gaseoso, es la reacción de fisión del uranio-233 o del plutonio-239 con neutrones térmicos, ya que su sección eficaz de fisión para neutrones de baja energía es relativamente alta. Debido a la alta energía de los productos de fisión (200 MeV), pueden obtenerse impulsos eléctricos (debidos a neutrones) de amplitud significativamente mayor que la debida a fotones o a las partículas alfa que dichos materiales emiten en su decaimiento.

En este caso se suele revestir la ventana de entrada con una fina capa de material fisionable. De esta manera, los neutrones que interactúan con ella darán lugar a fisiones que generarán productos de fisión, que ionizarán el gas de llenado del detector.

Contadores de helio (3He)

El gas 3He es también ampliamente usado en detectores gaseosos para monitorear neutrones en base a la siguiente reacción:



La sección eficaz para neutrones térmicos en esta reacción es de 5330 barns (significativamente mayor que la correspondiente al mismo tipo de neutrones con B^{10}).

El helio no posibilita la fabricación de materiales sólidos para revestir las paredes del contador, por lo que se lo emplea como gas de llenado.

DETECCION DE NEUTRONES RÁPIDOS

Para neutrones de energía mayor que la de los térmicos, la eficiencia de los detectores descriptos resulta sumamente baja debido al decrecimiento de la sección eficaz y, consecuentemente, de la probabilidad de interacción, por lo cual no pueden ser empleados para tal fin.

En este caso una solución consiste en moderar los neutrones rápidos por colisiones elásticas en un medio hidrogenado, previo a su llegada al detector. Para ello se lo rodea de un cierto espesor de material hidrogenado (por ejemplo, polietileno) con un espesor que guarde proporcionalidad con la energía de los neutrones que se desea termalizar.

Detectores de neutrones rápidos que emplean hidrógeno como gas de contaje

En las interacciones de colisión elástica de los neutrones rápidos con los núcleos de hidrógeno, se generan protones altamente energéticos que, en su trayectoria, pierden energía por ionización de los átomos vecinos. En base a este principio pueden construirse detectores gaseosos que funcionan en la zona de contador proporcional y son sensibles a neutrones rápidos.

BIBLIOGRAFIA

- KNOLL, G.F. "Radiation Detection and Measurement", John Wiley and Sons, New York (1985)
- TANARRO SANZ, A. "Instrumentación Nuclear", Servicio de Publicaciones de la J.E.N., Madrid (1970)
- ATTIX, F.(ROESCH, W Editors) "Radiation Dosimetry", Vol. II, "Instrumentation" (2nd.edition); Academic Press, New York (1966)
- GOULDING, F.; LANDIS, D; PEHL, R; TRAMMELL, R.; HALLER, E; "Semiconductor Devices", IEEE Transactions on nuclear science, vol. NS-25, N°2, (abril 1978)
- DEME, S. "Semiconductor Detectors for Nuclear Radiation Measurement"; Adam Hilger Ltd., (1971)
- SCHONKEREN, J. "Photomultipliers", Philips Application Book; Philips, Eindhoven, (1970)
- SAJAROFF, P.M. "Introducción a la medida de corrientes débiles"; Publicación CNEA nt-18/78, Buenos Aires (1978)
- KIEFER, H; MAUSHART, R "Radiation Protection Measurement", Pergamon Press, Oxford (1972)
- HARSHAW "Gas Filled Nuclear Radiation Detectors" The Harshaw Chemical Co, Ohio (1979)
- HARSHAW "Scintillation Phosphors", The Harshaw Chemical Co., Ohio (1979).