

1983

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



"ANALISIS COMPARATIVO DE DIFERENTES INSTRUMENTACIONES PARA DOSIMETRIA TERMOLUMINISCENTE (TLD)"

T E S I S

que para obtener el titulo de

F I S I C O

p r e s e n t a

OLGA IVONNE JACOBSON PINZON

Mexico, D. F.

1983



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

INDICE

INTRODUCCION

CAPITULO I.

ANTECEDENTES

Revisión histórica.

Interacción de la radiación ionizante con la materia.

a) Radiación beta.

b) Radiación gama.

Unidades de radiación.

CAPITULO II.

DETECCION DE LA RADIACION

Dosimetría de la radiación ionizante.

Estado sólido de los halogenuros alcalinos.

Termoluminiscencia.

Modelos matemáticos de la termoluminiscencia.

A) Modelo para la supralinealidad en fluoruro de litio.

B) La curva termoluminiscente.

a) Modelo cinético de Schön.

b) Introducción de aproximaciones.

c) Soluciones aproximadas de las ecuaciones de balance de Schön para termoluminiscencia con la condición de neutralidad.

CAPITULO III.

INSTRUMENTACION

Sistema comercial Harshaw 2000 módulos A y B (sistema 1 (S1)).

Sistema monocanal (sistema 2 (S2)).

Sistema multicanal (sistema 3 (S3)).

CAPITULO IV.

DESARROLLO EXPERIMENTAL

Selección de los dosímetros a utilizar (TLD-100).

Tratamiento térmico de los dosímetros.

Irradiación de los dosímetros.

a) Para fuente de radiación gama (^{60}Co).

b) Para fuente de radiación beta (^{90}Sr).

Respuesta termoluminiscente de los dosímetros con los diferentes sistemas

a) Sistema S1

b) Sistema S2

c) Sistema S3.

CAPITULO V.

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Análisis de los datos para cada uno de los sistemas.

Comparación de los resultados obtenidos.

Discusión.

APENDICE

Calibración de los sistemas.

Condiciones de operación.

REFERENCIAS

INTRODUCCION

Con el aumento y diversificación de los usos de la radiación ionizante se ha hecho necesario utilizar diferentes tipos de dosímetros, así como el desarrollo de la instrumentación necesaria para medir la cantidad de radiación, en un punto determinado del espacio. Uno de los dosímetros que se ha estudiado más recientemente (1950) es el Termoluminiscente (TLD).

La dosimetría termoluminiscente se basa en la propiedad que tienen algunos materiales de emitir luz al ser calentados por debajo de la temperatura de incandescencia después de haber sido expuestos a radiación ionizante.

Se han desarrollado diferentes tipos de dosímetros termoluminiscentes dependiendo de la aplicación específica. La instrumentación básica para ello consiste de un calefactor de temperatura lineal, acoplamientos ópticos, filtros de color, tubo fotomultiplicador y sistemas de análisis de la señal eléctrica.

De lo anterior, se observa la importancia de mejorar e implementar este tipo de análisis; y es por eso que este trabajo tiene como objetivos:

- Mejorar el sistema de análisis TL comercial.
- Proposición de otras opciones para el análisis de la señal TL
- Optimización de las instrumentaciones propuestas
- Comparación de la respuesta TL obtenida con cada una de ellas.

y cuenta con los siguientes capítulos:

En el CAPITULO I se presenta una revisión histórica, destacan

do los eventos relevantes para la física de las radiaciones desde fines del siglo pasado hasta nuestros días.

Las características de la radiación ionizante y su interacción con la materia. Y las unidades empleadas en la física de radiaciones.

En el CAPITULO II se presentan las bases de la detección y do simetría de radiación con elementos de estado sólido (halogenuros alcalinos), así como los mecanismos que producen la termoluminiscencia y los modelos matemáticos que tratan de explicar las curvas luminiscentes.

En el CAPITULO III se describen en forma cualitativa los sistemas propuestos (S1, S2, S3), así como el equipo auxiliar empleado para la obtención de la respuesta termoluminiscente. (TL).

En el CAPITULO IV se describe la parte experimental, la irradiación y manejo de los dosímetros, y obtención de la respuesta TL para los diferentes sistemas propuestos, determinándose los cambios existentes.

En el CAPITULO V se hace el análisis de los datos obtenidos para las diferentes instrumentaciones y sistemas usados, realizándose una comparación de las respuestas para cada uno de ellos.

Y finalmente un APENDICE que contiene la calibración de los sistemas TL y las condiciones de operación empleadas.

CAPITULO I. ANTECEDENTES

REVISION HISTORICA.- A fines del siglo XIX hubo varios descubrimientos de importancia para la Física, tales como los rayos X - por W. C. Roentgen y la radiactividad en 1896 por A. H. Becquerel.

A. H. Becquerel observó que el uranio emite radiación capaz de oscurecer una placa fotográfica, esta radiación era semejante a los rayos X, pero emanada por el elemento mismo, sin excitación externa. Durante los años siguientes a este descubrimiento, físicos y químicos se ocuparon del estudio de estos fenómenos.

Principalmente, M. Sklodowska Curie y P. Curie trabajaron con los elementos conocidos y sus compuestos descubriendo el Polonio-210 (^{210}Po) y el Radio-226 (^{226}Ra). Posteriormente se identificó la carga de las principales emisiones radiactivas por J. J. Thomson, H. Becquerel y E. Rutherford entre otros. En 1899 J. Elster y H. Geitel determinaron experimentalmente las leyes del decaimiento radiactivo.

En 1900, H. Becquerel mostró que los rayos beta eran idénticos a los rayos catódicos y P. Villard descubrió la radiación gamma, en 1903, W. Crookes, J. Elster y H. Geitel encuentran la luminiscencia producida por partículas alfa. En 1905, A. Einstein explicó el fenómeno fotoeléctrico y E. Von Schweider derivó la ley del decaimiento radiactivo a partir de la teoría de probabilidades. En 1909, E. Rutherford y T. Royds mostraron que las partículas alfa son átomos de helio doblemente ionizados, en 1910, J. J. Thomson propone su modelo atómico, este modelo fué modificado en 1911 por E. Rutherford proponiendo su modelo atómico y descubriendo el núcleo en 1912, en 1913, N. Bohr propone su modelo atómico -

con órbitas cuánticas y en 1915 A. Sommerfeld introduce las órbitas elípticas al átomo de Bohr.

En 1917, E. Rutherford muestra las transformaciones nucleares, en 1922 N. Bohr explica la tabla periódica, en 1923 se confirma el efecto Compton, en 1925 W. Pauli propone su principio de exclusión, en 1928 H. Geiger y W. Müller desarrollan su detector de radiación, en 1929 E. Lawrence inventa el ciclotrón y E. Fermi supone la existencia del neutrino.

En 1932, J. Chadwick descubre el neutrón y la composición del núcleo, C. Anderson y H. Neddermeyer descubren el positrón y E. Fermi da la teoría de la desintegración beta.

En 1934 comienza otra etapa importante en los descubrimientos relacionados con la radiactividad. En ese año I. Curie y F. Joliot descubren la radiactividad artificial y E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino, F. Rasetti y E. Segré producen los primeros elementos transuránicos, en 1935, H. Yukawa propone la existencia de los piones, en 1936, C. Anderson y H. Neddermeyer descubren los muones. En 1937 N. Bohr introduce el modelo de la gota para explicar la estructura nuclear, en 1939, N. Bohr y J. Wheeler desarrollan la teoría de la fisión nuclear.

En 1940, O. Hahn y F. Strassmann descubren la fisión del uranio y se construye el primer betatrón por W. Kerts, en 1942, E. Fermi demuestra las reacciones nucleares en cadena, en 1947 P. Kalmann, W. Coltman y F. Ball Marshall desarrollan el detector de centelleo, F. Powell, S. Occhialini y G. Lattes descubren los piones y G. Rochester y G. Butler descubren los hiperones.

En 1951, M. Deutsch confirmó experimentalmente la existencia del positrón, en 1955, O. Chamberlain, E. Segré, E. Wiegand y T. -

Ypsilantis producen protones y antiprotones, en 1956, F. Reines y C. Cowan Jr. confirman experimentalmente la existencia del neutrino, en 1961, M. Gell-Mann introduce la idea de quark, en 1964, se verifica la existencia de las partículas omega y A. Sandage descubre los quark, en 1974, B. Richter y S. Ting descubren la partícula psi.^(1, 2, 3)

Contribuyendo estos descubrimientos al desarrollo de la ciencia y de la física de radiaciones.

RADIACION.- Considerando la definición de radiación como "la emisión espontánea de partículas ó fotones por los núcleos de un átomo determinado"⁽¹⁾, se pueden identificar como las emisiones de radiación naturales más comunes las denominadas alfa, beta y gamma.

Para conocer las características de carga de estos tipos de radiación, H. Becquerel, E. Rutherford y otros (1899 y 1903), realizaron un experimento haciendo pasar estas radiaciones por un campo magnético y/ó eléctrico. La Fig. I.1. muestra el dispositivo utilizado y el fenómeno observado. Para las partículas denominadas alfa, se encontró que tienen carga positiva y una masa mucho mayor que la del electrón, así como un espectro discreto de energías, -- por lo que se les considera monoenergéticas para un elemento específico.^(4, 5, 6) Las partículas beta presentan una carga negativa, una masa idéntica a la del electrón y un espectro continuo de energías desde cero hasta una energía máxima para cada elemento. Finalmente la radiación gama no presenta carga ni masa, siendo esta última, radiación electromagnética.

Existen otras partículas que pueden ser emitidas por el átomo--

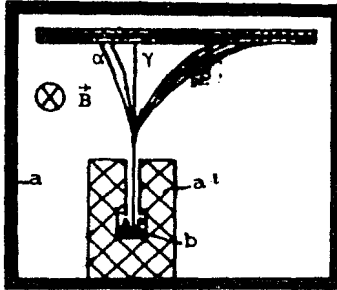


Fig. I.1.- Dispositivo utilizado para conocer las cargas de las radiaciones ionizantes aplicándose un campo magnético que influye en ellas. ⁵⁾

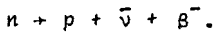
- a) Caja de plomo
- a') Contenedor de plomo
- b) Material radiactivo
- B) Campo magnético
- α) Emisión alfa
- β) Emisión beta
- γ) Emisión gama

mo, como los neutrones, protones, neutrinos, etc., las que también son denominadas "radiaciones"

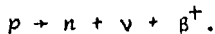
A los elementos que emiten radiaciones se les llama "radiactivos" y pueden existir naturalmente ó producirse artificialmente.

En este caso centraremos el estudio en las partículas beta y radiación gama.

Las partículas beta⁻ se consideran como el producto de la --- transmutación de un neutrón en un protón, de acuerdo con la reac--- ción:



Las partículas beta⁺, son el producto de la transmutación de un protón en un neutrón:



La radiación gama se presenta en las emisiones nucleares como un producto de cambios energéticos en el átomo. (6)

INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA.- En la interac--- ción de la radiación con la materia, se consideran básicamente las colisiones con los átomos, pudiendo ser éstas de dos tipos: coli--- siones elásticas y colisiones inelásticas.

De acuerdo a la relaciones de conservación de energía y momen--- to, se tiene que:

$$E_1 + E_2 = E_1' + E_2' \quad (1)$$

$$p_1 + p_2 = p_1' + p_2' \quad (2)$$

en donde E_1 , E_1' es la energía de la partícula 1 antes y después de la colisión, E_2 , E_2' la energía de la partícula 2 antes y después - de la colisión, p_1 , p_1' es el momento de la partícula 1 antes y des--- pués de la colisión y p_2 , p_2' el momento de la partícula 2 antes y

después de la colisión.

Para la colisión elástica se deben cumplir las ecuaciones anteriores. Partiendo de estas ecuaciones se determina si la colisión es elástica ó inelástica a través del factor Q denominado cambio en la energía cinética en la colisión. Para ésto se desarrolla lo siguiente:

Se sabe relativísticamente que

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (3)$$

en donde c es la velocidad de la luz y m es la masa de la partícula. Sustituyendo en (1), se tiene

$$\sqrt{m_1^2 c^4 + p_1^2 c^2} + \sqrt{m_2^2 c^4 + p_2^2 c^2} = \sqrt{m_1'^2 c^4 + p_1'^2 c^2} + \sqrt{m_2'^2 c^4 + p_2'^2 c^2}$$

La energía total está definida como la suma de la energía cinética (T) y la energía potencial (mc^2) de acuerdo con:

$$E = T + mc^2$$

entonces

$$T_1 + m_1 c^2 + T_2 + m_2 c^2 = T_1' + m_1' c^2 + T_2' + m_2' c^2$$

Para obtener Q se considera que la energía cinética está dada por el cociente entre el momento y la masa, de acuerdo con:

$$T = \vec{p}^2 / 2m \quad (4)$$

y suponiendo que el proyectil de masa m_1 y momento \vec{p}_1 incide sobre una partícula en reposo de masa m_2 y momento $\vec{p}_2 = 0$, antes de la colisión. Después de la colisión se obtendrán los momentos \vec{p}_1' y \vec{p}_2' , por lo tanto

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_1' + \vec{p}_2' \quad \Rightarrow \quad \vec{p}_2' = \vec{p}_1 - \vec{p}_1'$$

$$\vec{p}_2'^2 = (\vec{p}_1 - \vec{p}_1')^2 = p_1^2 + p_1'^2 - 2p_1 p_1' \cos \theta$$

Sustituyendo en la ecuación (4), se tiene que:

$$Q = \frac{p_1'^2}{2m_1'} + \frac{p_2'^2}{2m_2'} - \frac{p_1^2}{2m_1}$$

$$Q = \frac{p_f^2}{2m_f} - \frac{p_i^2}{2m_i} + \frac{(p_f^2 + p_i^2 - 2p_i p_f \cos \theta)}{2m_2}$$

$$Q = \frac{p_f^2}{2} \left(\frac{1}{m_f} + \frac{1}{m_2} \right) + \frac{p_i^2}{2} \left(\frac{1}{m_i} - \frac{1}{m_2} \right) - \frac{p_i p_f \cos \theta}{m_2} \quad (5)$$

De esta ecuación se concluye que:

Si $Q = 0$, entonces la colisión es elástica.

Si $Q \neq 0$, entonces la colisión es inelástica.

Aún más, se puede determinar el tipo de colisión inelástica - como:

si $Q < 0$, hay pérdida de energía y se llama colisión inelástica endoérgica y

si $Q > 0$, hay ganancia de energía y se llama colisión inelástica exoérgica. (7)

Con esto se demuestra la conservación y la no conservación de la energía y momento lineal para las colisiones elásticas e inelásticas.

Las colisiones producen excitación e ionización en los átomos, entendiendo por excitación el aumento de energía de un sistema pasando de un estado base a otro con mayor energía, y por ionización la producción de iones al arrancar a un átomo un electrón.

Estas colisiones pueden ser con electrones ó núcleos atómicos, siendo para partículas ligeras las colisiones inelásticas con electrones y núcleos y las elásticas con núcleos las más comunes.

La radiación al interaccionar con el material, le transfiere parte de su energía de movimiento a los átomos produciéndose un frenamiento, de esta forma las partículas alfa y beta pierden velocidad hasta detenerse dejando huella en el material.

Las partículas ionizantes se clasifican en dos grupos: 1) las

que ionizan directamente, que son partículas cargadas (electrones, protones, partículas alfa, etc.) que tienen suficiente energía para producir excitación e ionización del átomo por colisión y 2) -- las que ionizan indirectamente, que son partículas sin carga (neutrones, fotones, etc.) que pueden liberar partículas que ionizan directamente. (*)

Interacción de las partículas alfa.- Son partículas que ionizan directamente. Debido a la masa y energía cinética, tienen una alta probabilidad de chocar produciendo excitación e ionización en el átomo con el que interactúa. Siendo el proceso fundamental por el que pierden su energía la ionización, la cual puede producirse en cadena. Su trayectoria media recorrida es corta, es decir tiene poca penetración (en el aire solo viaja unos cuantos centímetros) siguiendo una trayectoria aproximadamente recta.

Interacción de las partículas beta.- Son partículas que ionizan directamente. Tienen una masa equivalente a la de los electrones y energía cinética suficiente para viajar grandes distancias -- siguiendo trayectorias azarosas debidas a colisiones inelásticas -- con electrones, cediendo poco a poco su energía y produciendo excitación e ionización de los átomos involucrados.

Otro fenómeno importante asociado a la emisión beta, es la -- producción de rayos X por frenamiento de las partículas beta por -- colisiones elásticas e inelásticas con núcleos, se le conoce como Bremsstrahlung (Brems = freno, Strahlung = radiación; radiación -- de frenado).

Interacción de la radiación gama.- Pertenece al grupo de las partículas que ionizan indirectamente, dado que no tienen masa ni carga, pero tienen la energía suficiente para liberar partículas --

que ionizan directamente; por lo que su interacción se da por medio de tres procesos: efecto fotoeléctrico, efecto Compton, y producción de pares. Estos se presentan dependiendo de la energía de la radiación incidente existiendo una cierta probabilidad de ocurrencia, ésta probabilidad de ocurrencia de los tres efectos se presenta en forma esquemática en la Fig. I.2..

Efecto Fotoeléctrico.- Planck había supuesto que la energía de los osciladores en las paredes de una cavidad, está cuantizada, esto fué generalizado por A. Einstein para la radiación electromagnética, de tal forma que:

$$E = h\nu \quad (6)$$

en donde E representa la energía, h es la constante de Planck y ν es la frecuencia de la radiación.

El efecto fotoeléctrico consiste en la interacción del fotón incidente con un electrón atómico con suficiente energía de amarre, es decir electrones de capas internas, cediéndole toda su energía cinética; parte de esta energía se usa para sacar al electrón del átomo (energía de amarre) y el resto como energía cinética del electrón, entonces

$$E = h\nu = E_a + E_k \quad \Rightarrow \quad E_a = h\nu - E_k \quad (7)$$

en donde E_a es la energía de amarre y E_k es la energía cinética, se observa que para que se produzca el efecto, el fotón debe tener una energía mayor que la de amarre.

Este efecto es importante para fotones de baja energía ($E_k < 1 \text{ MeV}$) y en materiales de Z grande.

En la Fig. I.3. se observa en forma esquemática la descripción de este proceso. (8)

Efecto Compton.- Este efecto da la evidencia más sólida de la

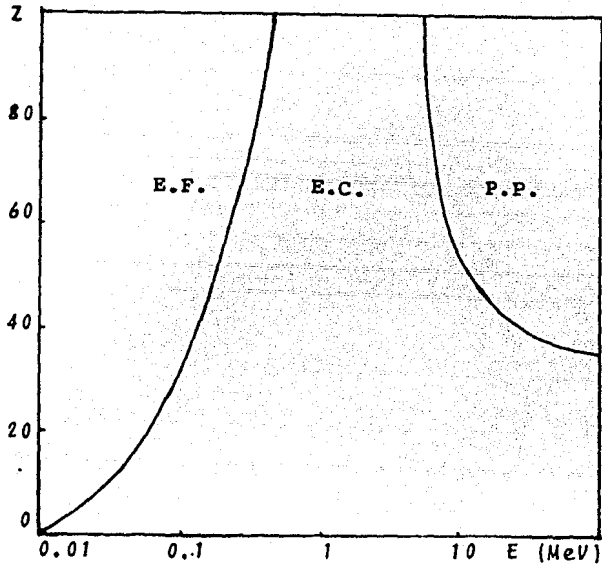


Fig. I .2..- La probabilidad de que ocurra el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares en la interacción de la radiación con la materia es función del número atómico y de la energía del fotón incidente. ¹⁰

- E.F.) Efecto fotoeléctrico
- E.C.) Efecto Compton
- P.P.) Producción de pares

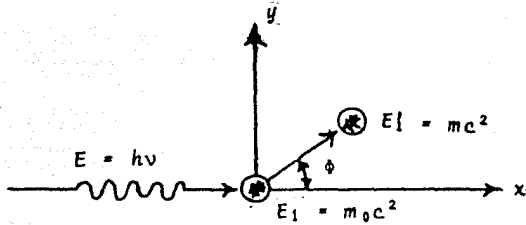


Fig. I .3.- Esquema ilustrativo del efecto fotoeléctrico donde se observa como el fotón incidente, con energía E , interacciona con el electrón atómico, con energía E_1 , cediéndole toda su energía (E_2) y dispersándolo un ángulo ϕ respecto a la dirección del fotón.

naturaleza corpuscular de la radiación. Consiste en la colisión de un fotón con un electrón libre ó un electrón atómico con energía de amarre pequeña, por lo que puede ser considerado como un electrón libre; este fotón le cede parte de su energía al electrón dando como resultado que un fotón de menor energía se disperse a un ángulo θ respecto a la dirección del fotón incidente y el electrón se disperse un ángulo ϕ respecto a la misma dirección. La Fig. I.4. muestra esquemáticamente la descripción del proceso.

Como la colisión es elástica, hay conservación de cantidad de movimiento y energía cinética del sistema. Si consideramos un electrón en reposo sobre el que incide un fotón con energía $h\nu$, resulta que el electrón adquiere una velocidad \vec{v} y se dispersa con un ángulo ϕ respecto a la dirección del fotón incidente y el fotón es dispersado un ángulo θ , con una energía $h\nu'$.

A través de las leyes de conservación del momento y la energía cinética se obtiene que:

$$p_x: \quad \frac{h\nu}{c} - \frac{h\nu'}{c} \cos \theta = p \cos \phi \quad (8)$$

$$p_y: \quad \frac{h\nu'}{c} \sin \theta = p \sin \phi \quad (9)$$

$$h\nu - h\nu' + mc^2 = (m^2c^4 + p^2c^2)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

La relación entre la longitud de onda de la radiación dispersada λ' , la de la radiación incidente λ y el ángulo de dispersión θ está dada por:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta) = \lambda_0 (1 - \cos \theta) \quad (11)$$

en donde λ_0 es la longitud de onda Compton.

Este efecto es importante para fotones de energía media -----

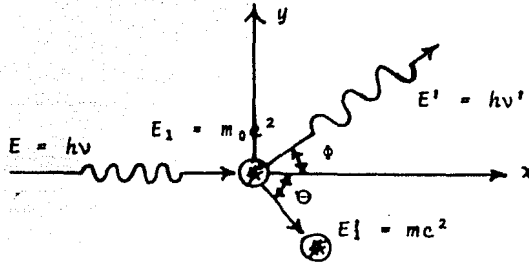


Fig. I .4..- Esquema ilustrativo del efecto Compton, donde se observa el cambio en la frecuencia ν del fotón incidente, con energía E , y su dispersión en un ángulo ϕ con respecto a la dirección de incidencia, después de la interacción de éste con un electrón atómico, con energía E_1 , dispersado un ángulo θ con respecto a la dirección de incidencia. (1, 10, 11)

($200 \text{ KeV} < E_K < 5 \text{ MeV}$) y ocurre en materiales con Z intermedia. (1, 6)

Producción de Pares.- Si un fotón incide en un átomo, al pasar cerca del núcleo existe la posibilidad de que sea completamente absorbido y en su lugar aparece un par electrón-positrón cuya energía total es la del fotón incidente.

Este proceso ocurre en las cercanías de los núcleos o electrones, conservándose la cantidad de movimiento.

La energía mínima para que se produzca el par electrón-positrón es:

$$E = h\nu = m_0^-c^2 + m_0^+c^2 = 2m_0c^2 = 1.02 \text{ MeV} \quad (12)$$

en donde m_0 es la masa en reposo del electrón o del positrón y su energía equivalente es: 0.51 MeV .

Al ocurrir el fenómeno, la energía del fotón se reparte como energía cinética del par electrón-positrón, obteniéndose:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (13)$$

para conservar la energía del sistema. En la Fig. I.5. se observa en forma esquemática este proceso.

Este efecto es importante para fotones de alta energía ($E_K > 1.02 \text{ MeV}$) y predomina para sustancias con Z alta.

Coefficiente de atenuación lineal.- La intensidad relativa de un haz a medida que atraviesa un material con espesor x , está dada por un proceso exponencial decreciente de acuerdo con:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (14)$$

en donde I es la intensidad relativa con espesor x , I_0 es la intensidad con espesor cero ($x = 0$), x es el espesor en centímetros y μ el coeficiente de atenuación lineal total.

Este coeficiente representa la probabilidad de interacción de

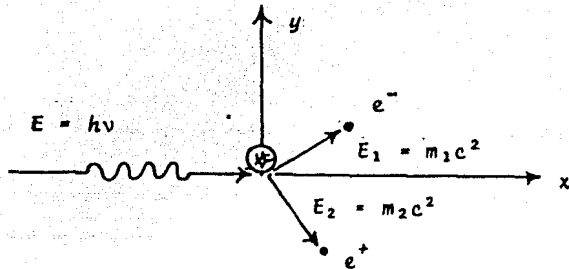


Fig. I.5.- Esquema ilustrativo de la producción de pares, en donde se observa que al incidir un fotón, -- con energía E , en las cercanías de un núcleo -- atómico, llevándolo energía suficiente, se pro--- duce un par electrón-positrón, con energías E_1 y E_2 respectivamente. (i, 10, ii)

los fotones por unidad de longitud de la trayectoria. El valor de μ es la suma de las probabilidades para cada uno de los tres procesos vistos anteriormente.

$$\mu = \tau + \sigma + \pi \quad (15)$$

en donde τ es el coeficiente de atenuación lineal para el efecto fotoeléctrico, σ para el efecto Compton y π para el de producción de pares. La Fig. I.6. muestra los valores del coeficiente de atenuación lineal respecto a la energía y los coeficientes lineales parciales debidos a cada uno de los procesos, considerando como absorbedor el plomo.^(8, 9)

Coeficiente de atenuación másico.- Representa la probabilidad de interacción de los fotones por unidad de masa y se define por medio de la relación:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (16)$$

en donde ρ es la densidad del material (erg/cm^3) y μ el coeficiente de atenuación lineal ($1/\text{cm}$).

Este coeficiente, al igual que el de atenuación lineal, es la suma de los coeficientes debidos a los efectos de interacción de la radiación con la materia. Por lo tanto

$$\mu_m = \tau_m + \sigma_m + \pi_m = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\pi}{\rho} \quad (17)$$

En la Fig. I.7. se muestra la respuesta del coeficiente de atenuación másico respecto a la energía y los coeficientes parciales debidos a cada uno de los efectos anteriores.

Teoría de Bragg-Gray.⁽³⁴⁾ Esta teoría muestra la posibilidad de obtener la energía absorbida en un material a través de la cantidad de ionización producida en una cavidad pequeña llena de gas

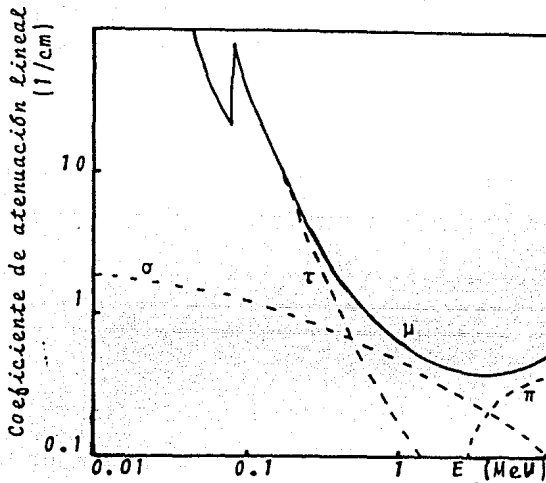


Fig. I.6...- Coeficiente de atenuación lineal total para plomo con los coeficientes parciales.^(1, 2, 15)

μ es el coeficiente de atenuación lineal total
 τ es el coeficiente de atenuación lineal debido al efecto fotoeléctrico

σ es el coeficiente de atenuación lineal debido al efecto Compton

π es el coeficiente de atenuación lineal debido a la producción de pares.

$$\mu = \tau + \sigma + \pi$$

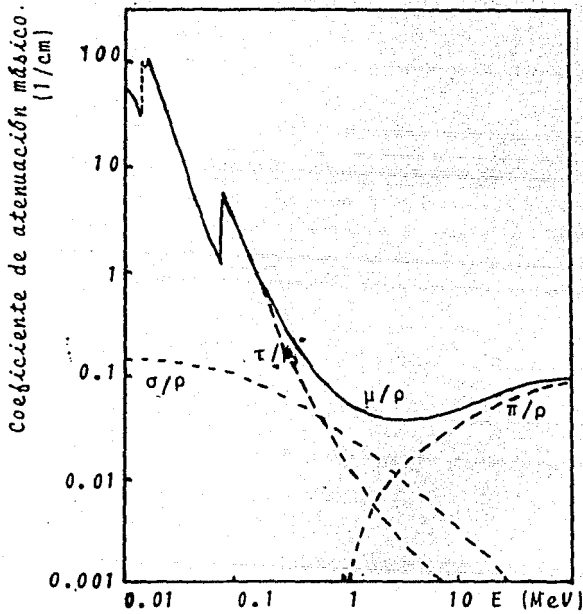


Fig. I.7... Coeficiente de atenuación másico total con los coeficientes parciales, obtenido para plomo.^(1,2,13)

μ/ρ es el coeficiente de atenuación másico total.
 τ/ρ es el coeficiente de atenuación másico debido al efecto fotoeléctrico.
 σ/ρ es el coeficiente de atenuación másico debido al efecto Compton.
 π/ρ es el coeficiente de atenuación másico debido a la producción de pares.

$$\mu/\rho = \tau/\rho + \sigma/\rho + \pi/\rho$$

colocada en un medio, esta cavidad es tan pequeña que su introducción en el medio no altera el número ó distribución de los electrones que pasan a través de él.

La energía impartida a una masa unitaria de gas E_g (erg/gr.) está dada por:

$$E_g = J_g W_g \quad (\text{erg/gr.}) \quad (18)$$

en donde J_g es la ionización en la cavidad (pares de iones/gr. de gas) y W_g es la energía necesaria para producir un par de iones -- (erg/pares de iones).

La relación de esta energía E_g impartida por los electrones a una masa unitaria del gas, a la energía correspondiente E_m impartida a una masa unitaria del medio por el mismo flujo de electrones es:

$$S_g^m = \frac{E_m}{E_g}$$

en donde S_g^m es la razón de la potencia de frenado del medio respecto al gas y es en general diferente de uno, ya que el gas y el medio tienen diferente número atómico y contienen diferente número de electrones por gramo, por lo tanto

$$E_m = S_g^m E_g = S_g^m J_g W_g \quad (19)$$

esta ecuación permite calcular la energía absorbida en el medio.

Para una cavidad llena de aire a presión y temperatura ambiente (1.293×10^{-3} gr/cm³) con un volumen de V cm³ y que después de irradiada colecte q esu, la ionización J_a en la cavidad es:

$$J_a = \frac{q}{V} \left(\frac{1}{1.293 \times 10^{-3}} \right) \quad (\text{esu/gr.}) \quad (20)$$

y dado que la energía necesaria W_a para producir un par de iones es

$$W_a = 0.1124 \text{ erg/esu} \quad (21)$$

sustituyendo (20) y (21) en (19), se tiene

$$E_m = 86.9 \text{ S}_g \frac{q}{f} \quad (22)$$

La absorción de partículas se obtiene por el número de pares de iones producidos por unidad de longitud, a esto se le llama ionización específica. En la Fig. I.8. se muestra la gráfica de la ionización específica respecto al alcance residual de la partícula y es llamada curva de Bragg.

Equilibrio electrónico.⁽⁻¹⁵⁾ Cuando un haz de radiación pasa a través de un medio absorbente, interactúa siguiendo dos procesos principalmente: 1) cuando la energía de los fotones es transformada en energía cinética de electrones de alta velocidad y 2) cuando estos electrones son frenados lentamente y depositan su energía en el medio.

En la Fig. I.9. se muestra en forma esquemática la obtención del equilibrio electrónico.

La energía absorbida parte desde cero hasta un valor máximo - en R, a esta región se le llama región de "Build-Up" y es el espesor requerido para obtener equilibrio electrónico. La siguiente región se llama de "Equilibrio Electrónico". Manteniéndose éste a lo largo del material referido.

Para asegurar que una muestra al ser irradiada alcanza el equilibrio electrónico, se cubre con un material del espesor dado - en la Tabla I.1., en la que también se dan los valores más comunes de build-up requerido para fotones de diferentes energías.⁽¹⁵⁾

El kerma permanece constante con el espesor del material.

Hasta aquí se han analizado los conceptos fundamentales de la

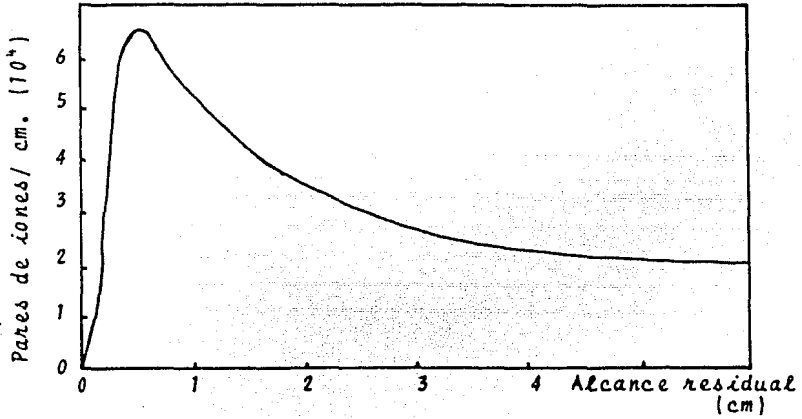


Fig. I.8.- Curva de Bragg para partículas alfa, mostrando la ionización específica respecto al alcance residual de las partículas.

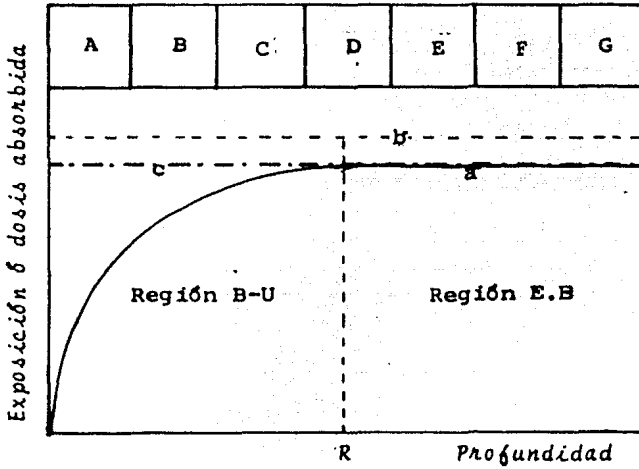


Fig. I.9.- Esquema de la obtención del equilibrio electrónico en relación al espesor de "Build-up".⁽¹⁵⁾

- A, B, ..., G bloques
- Región B-U) Región de Build-up
- Región E.E) Región de equilibrio electrónico
- a) es la energía absorbida
- b) es la exposición
- c) es el kerma
- R es la profundidad en la que el valor de la energía absorbida es máximo.

TIPO DE RADIACION	PICO DE ENERGIA (MeV)	ENERGIA PROMEDIO (MeV)	CANTIDAD DE BUILD-UP	
			mg/cm ²	mm (ρ = 1)
Cesio-137	0.662	0.662	250	2.5
Cobalto-60	1.25	1.25	450	4.5
Rayos X	0.3	0.2	100	1.0
Rayos X	2.0	0.67	350	3.5
Rayos X	3.0	1.00	425	4-4.5
Rayos X	25.0	7-8	4000	40-50

Tabla I.1.- Cantidad de Build-up necesario para fotones de diferentes energías. (15)

física que serán utilizados en los siguientes capítulos.

UNIDADES DE RADIACION.- Para establecer un solo sistema de medidas, en 1875 se formó el primer comité para la "Convención de Medidas" en Francia. Años después ya se había introducido un Sistema Internacional de Unidades (SI), el cual estaba basado en el principio de que debería existir una y solo una unidad para medir cada cantidad física. Con este criterio se estableció la "Oficina Internacional de Pesas y Medidas" (BIPM) y el "Comité Internacional de Pesas y Medidas" (CIPM).

Este sistema de medidas pretendía ser coherente, ya que no se requería de factores de conversión para obtener las unidades derivadas, a partir de las siete unidades básicas: el metro (m.), el Kilogramo (kg.), el segundo (s), el ampere (a), el grado Kelvin ($^{\circ}K$), el lumen (lu) y el mole.

Combinando estas siete unidades básicas se forman las llamadas unidades complejas.

Sin embargo se tuvo la necesidad de mantener algunas unidades que no son del sistema internacional, tales como: el minuto, la hora, el día, el año, el mes, el electrónvolt (eV), etc.. Así como algunas unidades en física y específicamente las de física de las radiaciones.

Dadas las características en la medida de las radiaciones se formó en 1928, la "Comisión Internacional de Unidades de Radiación" (ICRU) y la "Comisión Internacional de Protección Radiológica" (ICRP) (16, 17) presentándose por primera vez las definiciones de: exposición (roentgen), dosis (rad) y actividad (curie), así como dosis equivalente humano (rem); como se puede observar en la Ta

bla I.2., en donde se dan sus definiciones.^(19, 19)

En 1974, el ICRU junto con el ICRP recomendaron la adopción - del sistema internacional para las unidades de radiación, dándoseles nombres específicos para facilitar su uso. A estas nuevas unidades se les llamó: *Becquerel* (Bq) para actividad, en lugar del *Curie* (Ci), *Gray* (Gy) para dosis en lugar del *rad* y *Sievert* (Sv) para la dosis equivalente en lugar del *rem*; como se observa en la Tabla I.3.⁽²⁰⁾

Al adoptarse estas nuevas unidades, se dió un plazo máximo de diez años a partir de 1975 para su uso, conviniéndose en que mientras se utilicen ambas, colocando como unidad básica las del sistema internacional y las otras como referencia entre paréntesis.

Cálculo de exposición.- La relación para calcular la exposición está dada por:

$$X = \Gamma C \frac{d_1^2}{d_2^2} \quad (\text{roentgens}) \quad (23)$$

en donde X representa la exposición, en *Roentgens* (R); Γ se denomina gama característica y es un valor constante que depende del poder de ionización del elemento radiactivo; C es la actividad de la fuente radiactiva, dada en *Curies* (Ci), d_1 es la distancia fuente-detector, en *centímetros* (cm.) y d_1^2/d_2^2 toma el valor de $1/d^2$ para fuentes suficientemente pequeñas.

Para pasar a dosis de absorción, es necesario relacionar la energía absorbida por un gramo de aire teniéndose la siguiente expresión:

$$D_a = 0.869 X (R) \quad (\text{rad}) \quad D_a = 33.7 X (c/Kg) \quad (24) \quad (\text{Gy})$$

siendo D_a la absorción de dosis y 0.869 la energía absorbida por un gramo de aire a presión y temperatura ambiente, expuesto a un -

CANTIDAD FISICA		UNIDAD	
NOMBRE	DEFINICION	NOMBRE	DEFINICION
ACTIVIDAD (A)	Número de desintegraciones nucleares que ocurren en una cantidad determinada de material, por unidad de tiempo.	Curie (Ci)	3.7×10^{10} desintegraciones por segundo.
EXPOSICION (X)	Cantidad de iones de uno y otro signo producidos por radiación X ó gama en un volumen de aire.	Roentgen (R)	Cantidad de exposición a la radiación X ó gama, necesaria para que pueda producirse una carga de una unidad electrostática, en iones de uno y otro signo por 0.001293 gr ₄ de aire (1 cm ³) --- (2.58 x 10 ⁻⁴ coul/Kg).
DOSIS ABSORBIDA (D)	Medida de la energía impartida por la radiación ionizante por unidad de masa.	Rad (rad)	Energía de 100 ergs depositada a un medio de 1 gr. de masa. 100 erg/gr.
KERMA (K)	Transferencia de energía de la radiación ionizante en forma de energía cinética, por unidad de masa.	Rad (rad)	Energía de 100 erg transferida a un medio de 1 gr. de masa. 100 erg/gr.

Tabla I.2.- Cantidades y unidades de radiación presentadas por el ICRP, y sus definiciones. (18, 19, 21)

CANTIDAD FISICA		UNIDAD	
NOMBRE	DEFINICION	NOMBRE	DEFINICION
DOSIS EQUIVALENTE HUMANO	Producto de la dosis absorbida en rads, por factores de modificación; tales como el factor de calidad (Q).	Rem (rem)	Energía de 100 erg impartida a un gramo de materia (tejido) por el factor de calidad (Q). 100 erg/gr. x Q
	Efecto biológico de un tipo de radiación.		Cantidad de energía necesaria para producir en 0.012 gr. de materia, el mismo daño biológico que una radiación de referencia.
DOSIS EQUIVALENTE FISICO	Cantidad de iones producidos - por cualquier tipo de radiación en un volumen dado de material, referidos a la cantidad de iones producidos por radiación X ó gama (tomadas como referencia).	Rep (rep)	
	Efecto físico de un tipo de radiación		Cantidad de energía necesaria para producir en 0.01 gr. de materia, el mismo grado de daño físico (pares de iones) que la radiación de referencia.

Tabla I.2.- Cantidades y unidades de radiación presentadas por el ICRU y el ICRP, y sus definiciones.^(18, 19, 21)

CANTIDAD	NOMBRE	UNIDAD DEL S. I.	EQUIVALENCIA	DIMENSIONES
ACTIVIDAD	Becquerel	Segundo ⁻¹	1 Bq = 2.703 x 10 ⁻¹¹ Ci	s ⁻¹
EXPOSICION	-----	Coulomb por Kilogramo	1 c Kg ⁻¹ = 3876 R	c Kg ⁻¹
RAPIDEZ DE EXPOSICION	-----	Ampere por Kilogramo δ Coulomb por Kilogramo segundo	1 c Kg ⁻¹ δ ⁻¹ = 3876 R δ ⁻¹	a Kg ⁻¹ c Kg ⁻¹ s ⁻¹
DOSIS ABSORBIDA	Gray	Joule por Kilogramo	1 Gy = 100 rad = 1 J Kg ⁻¹	j Kg ⁻¹
KERMA	Gray	Joule por Kilogramo	1 Gy = 100 rad = 1 J Kg ⁻¹	j Kg ⁻¹
RAPIDEZ DE DOSIS ABSORBIDA	Gray/seg	Watt por segundo δ Joule por Kilogramo segundo	1 Gy δ ⁻¹ = 100 rad δ ⁻¹	w Kg ⁻¹ j Kg ⁻¹ s ⁻¹
DOSIS EQUIVALENTE	Sievert	Joule por Kilogramo	1 Sv = 100 rem = 1 J Kg ⁻¹	j Kg ⁻¹

Tabla I.3.- Unidades radiológicas del Sistema internacional propuestas por el ICRU para ser utilizadas a partir de 1975, dándose un plazo de 10 años para su total utilización.^(20, 21)

roentgen. El valor de 0.869 se obtuvo a partir de la teoría de --- Bragg. El valor de 33.7 es la energía absorbida por un gramo de ai re expuesto a un coulomb por kilogramo (22)

Si se requiere la dosis de absorción en un material diferente del aire, entonces se deberá utilizar el factor de conversión específico δ_m , quedando este factor relacionado directamente con los valores de los coeficientes de atenuación másico. La expresión

$$D_m = 0.869 \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_a} \times A_{eq} = 33.7 \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_a} \times A_{eq} \quad (25)$$

determina este factor; siendo D_m la dosis de absorción para el material, A_{eq} el factor que da la fracción del haz transmitido a través de un espesor dado y depende del espesor necesario para obtener el equilibrio electrónico (14) y

$$\delta_m = 0.869 \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_a} = 33.7 \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_a} .$$

CAPITULO II. DETECCION DE LA RADIACION

Con la diversidad en los usos de la radiación ionizante, se ha hecho cada día más necesario el desarrollo y utilización de materiales que midan las características de esta radiación.

A los dispositivos que transforman la radiación ionizante en parámetros cuantificables, se les denomina detectores.

Existe una gran variedad de detectores de radiación, como son: las cámaras por ionización en gas, los detectores de centelleo, los de estado sólido, los termoluminiscentes, trazas, exoelectrones, calorimétricos, etc.. En este caso se enfocará el estudio a los detectores por Termoluminiscencia ó Termoluminiscentes y su aplicación como dosímetros.

A los detectores que mediante transformaciones físicas ó químicas ocurridas debido a la radiación ionizante permiten determinar la cantidad de radiación en un punto dado se les llama "Dosímetros".

DOSIMETRIA DE LA RADIACION.- Los dosímetros se clasifican en primarios ó absolutos y secundarios. Un dosímetro absoluto es aquel que puede ser construido y subsecuentemente utilizado para medir la radiación sin necesidad de calibrar su respuesta en un campo de radiación conocido. Como dosímetros primarios se tienen los calorimétricos y los por ionización en gas.

Los dosímetros secundarios determinan la energía absorbida en un material cualquiera, valiéndose de la cuantificación de los cambios producidos por la radiación ionizante en dicho material, teniendo que calibrar previamente para condiciones específicas. En

tre éstos se encuentran los dosímetros químicos Fricke, los de película y los de estado sólido. (23)

Características de un buen dosímetro.- Un dosímetro debe cubrir, entre otras, las siguientes características: 1) Respuesta -- proporcional a la dosis de radiación en un amplio intervalo, 2) Independencia a la cantidad de radiación, 3) Independencia a la razón de dosis, 4) Independencia de la energía, 5) Independencia de las condiciones ambientales, 6) Reproducibilidad en su respuesta, 7) Conservación de la información por períodos largos de tiempo, - 8) y ser económico. (24)

Ya que ningún dosímetro es útil para todo tipo de radiación, es necesario hacer también las siguientes consideraciones:

- 1) Tipo de radiación
- 2) Energía de la radiación
- 3) Tipo de aplicación ó uso
- 4) Características del medio en el que se vá a hacer la determinación
- 5) Tipo de irradiador
- 6) e Instrumentación necesaria. (24)

Siendo estas, las características básicas para los dosímetros ideales y a las cuales se tratan de apegar los dosímetros reales, observándose que los dosímetros termoluminiscentes son los que más se apegan a estas condiciones, como se verá más adelante.

ESTADO SOLIDO DE LOS HALOGENUROS ALCALINOS.- En los átomos, a los electrones exteriores se les llama electrones de valencia, estos electrones por estar más debilmente ligados a sus núcleos tienen mayor libertad para interaccionar con los átomos vecinos, de--

terminando los diferentes tipos de enlaces atómicos: iónico, covalente y metálico.

En un material cristalino, debido a la cercanía de los átomos constituyentes, se forman conjuntos de niveles muy cercanos entre sí ó regiones permitidas de energía, a las que se les conoce como bandas de energía y están separadas por zonas prohibidas. A la banda de energía en la que se encuentran los electrones de valencia se le llama "Banda de Valencia" (BV).^(6)

Los electrones de valencia pueden ser excitados mediante energía externa pasando a la banda permitida superior, llamada "Banda de Conducción" (BC),^(6) la cual corresponde a los primeros estados excitados, en donde están prácticamente libres y se mueven a través de todo el cristal. Los electrones que pasaron a la banda de conducción dejan un lugar vacante en el átomo del que proceden llamado "carencia ó hueco" de carga. Si la banda de valencia no está totalmente llena, estos huecos pueden moverse a través de ella.

Mediante el enlace iónico se obtiene un par de átomos con carga eléctrica.^(25) Se denomina celda unitaria a la unidad más pequeña que conserva todas las características y propiedades del cristal. La mayoría de las propiedades del material son consecuencia de la estructura de la celda unitaria.

Un cristal ideal se define como un arreglo de átomos, ordenado conforme a patrones de estructuras más ó menos simples como se observa en la Fig. II.1.a.. Los cristales reales no presentan una estructura ideal, sino que tienen una gran cantidad de defectos en la red cristalina. En un cristal puro las imperfecciones deben estar distribuidas de tal forma que el cristal presente la característica de ser eléctricamente neutro, obsérvese la Fig. II.1.b..

Cualquier alteración de la estructura cristalina constituye un defecto. La existencia de estos defectos ó imperfecciones en la red cristalina de un sólido es necesaria para que se produzca el fenómeno de luminiscencia.

Entre los diversos tipos de imperfecciones que pueden presentarse en un cristal, están los defectos puntuales, que son anomalías localizadas en ciertas regiones y con tamaño comparable al de los iones de la red. (25)

Los sitios vacantes son un defecto puntual. Se producen cuando un átomo es removido de la posición que normalmente ocupa en la red cristalina, como se observa en la Fig. II.1.c..

Los átomos que se alojan entre los espacios de la red se llaman intersticiales, pueden ser átomos del cristal desplazados de su posición normal en la red ó bien átomos de otro elemento como puede observarse en la Fig. II.1.d..

Cuando un cristal es expuesto a radiación ionizante, se producen electrones libres y por lo tanto carencias, a los que se les llama "Trampas". (26) Estos electrones libres que son portadores de carga se mueven por el cristal hasta suceder una de dos cosas: ---

1) Quedar atrapados en los sitios vacantes formándose los llamados centros de color (26) ó

2) Se recombinen con los huecos liberando energía y reestableciéndose el equilibrio dentro del cristal, produciéndose una situación de equilibrio energético localizado y permanente.

Entonces es necesario para obtener un buen cristal luminiscente añadir a los átomos componentes del cristal una pequeña porción de impurezas ó activadores. (25, 27)

Los átomos del activador se pueden acomodar en la red, ya sea

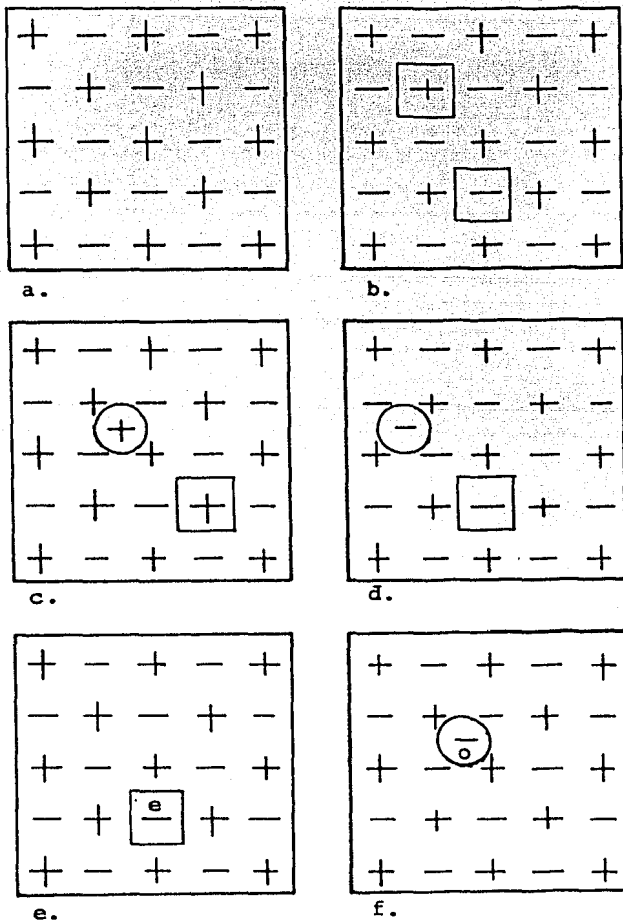


Fig. II.1.- Representación esquemática de algunas imperfecciones estructurales y centros de atrapamiento de electrones y agujeros en halogenuros alcalinos.²⁷⁾

- ion halógeno
 + ion alcalino
 e electrón
 o agujero
 e centro F

□ vacancia de ion alcalino
 □ vacancia de ion halógeno
 ⊕ ion alcalino intersticial
 ⊖ ion halogeno intersticial
 o centro H ó V.

substitucionalmente ó en posiciones intersticiales de la red. Si el elemento activador entra en forma substitucional en la red y sus átomos disponen de más electrones de valencia de los necesarios para formar el enlace, él ó los electrones sobrantes forman niveles permitidos dentro de la zona prohibida. Si el átomo del activador posee un electrón menos que el átomo del cristal, éste dispone de un enlace libre, que actúa como trampa para los electrones libres de la banda de conducción.

Los centros de color^(28, 29) son configuraciones electrónicas originadas por los defectos de la red cristalina, cuyos niveles de energía producen bandas de absorción óptica en longitudes de onda a las que el cristal es normalmente transparente.⁽³⁰⁻³⁷⁾

La posibilidad de absorber luz hace que el cristal se colorea, por lo cual se les llama "Centros de Color". Los principales centros de color son: centros F, M, R, A, B y H ó V.

El centro F consiste de un electrón atrapado en un sitio vacante producido por la ausencia de un ión negativo en la red cristalina⁽³⁰⁻³⁷⁾ como se observa en la Fig. II.1.e.. El centro M es la agrupación de dos centros F.^(38, 39) El centro R es la agrupación de tres centros F.^(38, 39) El centro A es la asociación entre una vacancia y un ión negativo intersticial.⁽³⁸⁾ El centro B es la asociación de dos vacancias.^(38, 39) El centro H ó V consiste de un agujero atrapado en un ión negativo intersticial.⁽³⁹⁾ como se observa en la Fig. II.1.f..

La desexcitación de un centro de color se puede llevar a cabo por la disipación radiativa de su exceso de energía ó por la emisión de un fotón luminoso (luminiscencia).⁽²⁶⁾ Definiendo como luminiscencia, la propiedad que tienen algunos materiales de emitir

fotones luminosos después de haber sido excitados por radiación ionizante y se presenta en sólidos cristalinos con un amplio intervalo de transparencia óptica.

Si sobre un cristal activado incide radiación ionizante, se liberan electrones, los cuales pueden ser atrapados en vacancias de iones negativos creándose centros F.

Los centros F son los más comunmente encontrados en los materiales luminiscentes. Para explicar el funcionamiento de estos centros, Boer⁽²⁵⁾ hizo una semejanza con un átomo de hidrógeno, en el cual el electrón se encuentra ligado por la carga positiva de un protón. De la misma manera, el sistema vacancia-electrón tiene niveles discretos de energía permitidos como un pozo de potencial y pueden producirse transiciones entre estos niveles por absorción ó emisión de energía.^(6, 39)

La luminiscencia recibe nombres diferentes dependiendo del tipo de energía que se le proporcione a los centros luminiscentes para desexcitarlos. En la Tabla II.1. se describen algunos de estos efectos.⁽⁴⁰⁾ Siendo estas, las condiciones generales de la física del estado sólido para los centros de color.

TERMOLUMINISCENCIA.- La termoluminiscencia se puede definir como "la emisión de fotones luminosos por ciertos materiales al ser calentados, habiendo sido expuestos a radiación ionizante."⁽⁴⁰⁾

El fenómeno termoluminiscente (TL) fué observado desde hace varios siglos al calentar ciertas rocas (calcitas, limonitas). En 1663 R. Boyle observó este fenómeno en diamante.⁽⁴¹⁾ Sin embargo, el nombre termoluminiscencia fué usado por primera vez posiblemente en 1903 por Wiedemann al explicar sus observaciones acerca de -

TIPO DE EFECTO INDUCIDO POR LA RADIACION IONIZANTE	PROCEDIMIENTO PARA EFECTUAR LA MEDICION	EFECTO	DESCRIPCION DEL FENOMENO
a) Los centros inducidos por la radiación son estables al proceso de lectura.	Iluminación con luz (UV ó visible)	Coloración	Los centros absorben luz en regiones espectrales normalmente transparentes.
		Radiofotoluminiscencia	El sólido es luminiscente sin irradiar. Los nuevos centros absorben luz y emiten luminiscencia a longitudes de onda mayores durante el tiempo en que incide la luz.
b) Los centros inducidos por la radiación son destruidos por el proceso de lectura.	Calentamiento	Termoluminiscencia	La energía almacenada en los centros se libera como luminiscencia, la cual disminuye durante el tiempo en que la muestra permanece a alta temperatura.
	Iluminación con luz de longitud de onda mayor que la luminiscencia emitida.	Luminiscencia Estimulada	La energía almacenada en los centros se libera como luminiscencia, la cual disminuye durante el tiempo que la muestra esté expuesta a la luz visible.

Tabla II.1.- Efectos ópticos inducidos por la radiación ionizante y empleados en dosimetría de estado sólido.^(23, 27)

TIPO DE EFECTO INDUCIDO POR LA RADIACION IONIZANTE	PROCEDIMIENTO PARA EFECTUAR LA MEDICION	EFECTO	DESCRIPCION DEL FENOMENO
a) Los centros inducidos por la radiación son estables al proceso de lectura.	Iluminación con luz (UV ó visible)	Coloración	Los centros absorben luz en regiones espectrales normalmente transparentes.
		Radiofotoluminiscencia	El sólido es luminiscente sin irradiar. Los nuevos centros absorben luz y emiten luminiscencia a longitudes de onda mayores durante el tiempo en que incide la luz.
b) Los centros inducidos por la radiación son destruidos por el proceso de lectura.	Calentamiento	Termoluminiscencia	La energía almacenada en los centros se libera como luminiscencia, la cual disminuye durante el tiempo en que la muestra permanece a alta temperatura.
	Iluminación con luz de longitud de onda mayor que la luminiscencia emitida.	Luminiscencia Estimulada	La energía almacenada en los centros se libera como luminiscencia, la cual disminuye durante el tiempo que la muestra esté expuesta a la luz visible.

Tabla II.1.- Efectos ópticos inducidos por la radiación ionizante y empleados en dosimetría de estado sólido.^(23, 27)

la luminiscencia de fluoritas.^(42) Fué también observado en 1904 - por M. Curie,^(26) en 1927 por Wick y en 1935 por Lyman.

En 1950, F. Daniels propuso que la termoluminiscencia podía ser usada en la dosimetría de radiación, ya que esta aplicación no se había sugerido a pesar de haber sido observado el fenómeno.

En 1953, F. Daniels y D. Bruser en Oak Ridge (Tennessee, U. S. A.) utilizaron la termoluminiscencia en la dosimetría de radiación usando como material el fluoruro de litio (LiF).^(40, 41, 43) Debido a la complejidad de su comportamiento se abandonó este compuesto en favor de otro como el sulfuro de calcio activado con manganeso (CaSO₄:Mn), el cual presentó el inconveniente de desexcitarse a temperaturas cercanas a las ambientales.

En 1956, R. J. Ginther y R. D. Kirk desarrollaron un nuevo compuesto sensible a bajas dosis, el cual también se puede encontrar como mineral natural, el fluoruro de calcio activado con manganeso (CaF₂:Mn); posteriormente J. R. Schulman y R. J. Ginther construyeron un dosímetro con el mismo compuesto y respuesta lineal, en un amplio intervalo, para la radiación gama de ⁶⁰Co.^(40, 43)

En 1963, Harring y Schön^(44) reportaron que el CaF₂:Mn fué completamente insensible a neutrones, pero que con un recubrimiento de ⁶Li, se pudieron detectar neutrones térmicos y que utilizándose una atmósfera hidrogenada alrededor del dosímetro se podían detectar neutrones rápidos.

De esta forma se volvió a estudiar el caso del LiF para saber más acerca de su comportamiento.^(45) Posteriormente, The Harshaw - Chemical Co., en colaboración con J. R. Cameron desarrollaron material termoluminiscente de LiF llamándole TLD-100, TLD-600 y ----- TLD-700 dependiendo de la abundancia relativa de los isótopos de -

^6Li y ^7Li que contienen cada uno. En la Tabla II.2. se observa esta concentración de isótopos para cada uno de los dosímetros mencionados. (40, 41, 43)

Este compuesto (LiF) tiene como celda unitaria un cristal con estructura cúbica centrada en las caras (FCC) con una sucesión alternada de iones halógenos y alcalinos, como se observa en la Fig. II.2. (25) pudiendo ser substituidos algunos por impurezas, para reforzar la intensidad TL.

A pesar de que desde hace varios años se investiga el fenómeno termoluminiscente, no se ha llegado a un completo entendimiento de su comportamiento. En todos los modelos que tratan de explicar el fenómeno se acepta la existencia de:

- a) Centros luminiscentes δ de recombinación
- b) Portador de carga δ ente movil y
- c) Formación de trampas.

Para explicar el proceso termoluminiscente en forma cualitativa se hace uso del modelo de bandas explicado anteriormente.

La formación de los centros F y H δ V es de especial importancia para la termoluminiscencia. En la Fig. II.3., se describe la interacción de un haz de radiación ionizante con un cristal, dicho haz de radiación saca a un electrón de la banda de valencia y lo lleva a la de conducción (paso 1a), en donde se mueve a través del cristal, mientras que el hueco se mueve en la banda de valencia -- (paso 1b). El electrón en su movimiento puede ser atrapado por una región de carga positiva (paso 2a) y el hueco por una región de -- carga negativa (paso 2b). A partir de esta situación se pueden tener dos opciones: i) el espectro de emisión que es formado por la emisión de fotones luminosos debidos al paso del electrón de un es

ISOTOPO	TLD-100	TLD-600	TLD-700
^6Li	7.5 %	95.6 %	0.01 %
^7Li	92.5 %	4.4 %	99.99 %

Tabla II.2.- Composición isotópica de los dosímetros termoluminiscentes de Fluoruro de Litio (LiF) de The Harshaw Chemical Co. ¹⁵

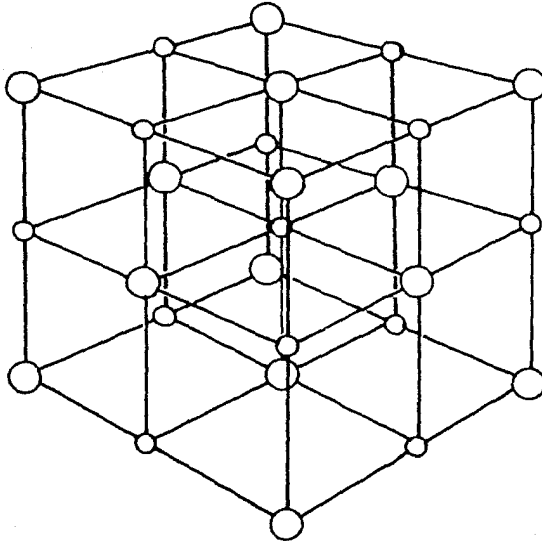


Fig. II.2.- Celda unitaria del Fluoruro de Litio (LiF), - estructura, es cúbica centrada en las caras -- (FCC).²⁵

- átomo de fluor (F^-).
- átomo de litio (Li^+).

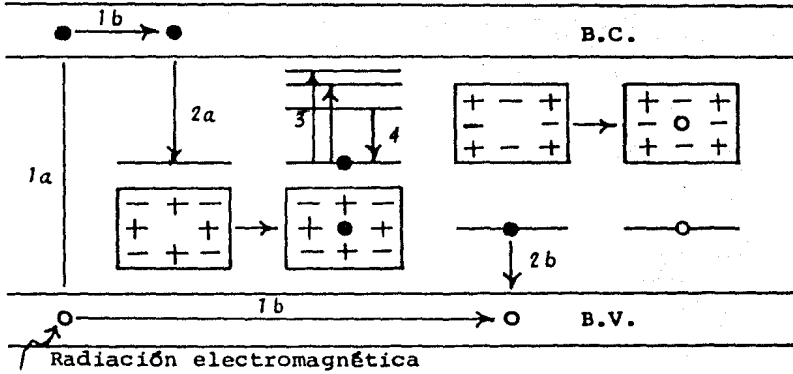


Fig. II.3.-- Representación de la formación de los centros F y H durante la irradiación de un halogenuro alcalino. ²⁷⁾

- electrón
- agujero

tado excitado a su estado base (espectro termoluminiscente). ii) y el de absorción que se forma por la absorción de energía al pasar el electrón de su estado base ó uno excitado a otro estado más excitado. (27)

La Fig. II.4. muestra la representación esquemática del fenómeno termoluminiscente para halogenuros alcalinos en donde los --- electrones atrapados (centros F) formados al irradiar el cristal - pueden llegar a la banda de conducción mediante la absorción de un fotón de energía suficiente ó vibraciones térmicas (paso 1'), pudiéndose mover hasta las cercanías de un hueco atrapado (centro H) (paso 2'), recombinándose con el agujero y emitiendo un fotón luminoso (paso 3'). Si la energía se adquiere del fotón incidente se llama "luminiscencia ópticamente estimulada". Cuando se debe a vibraciones térmicas por inestabilidad intrínseca de la red, se le llama "fosforescencia". Y si la emisión es producto de un calentamiento externo, el fenómeno se denomina "termoluminiscencia". (25)

Los activadores juegan un papel muy importante en este proceso, ya que pueden crear niveles intermedios (en la zona prohibida), los cuales permiten que el desnivel resultante produzca fotones visibles. En la Fig. II.5. se muestra la forma de actuación de los - activadores, en donde un electrón atrapado es sacado del centro F (paso 1''), se mueve a través del cristal (paso 2'') y se recombina con el activador formando un átomo excitado (paso 3''), el cual --- vuelve a su estado base emitiendo dos fotones de longitud de onda diferente (paso 4''). (27)

El proceso de emisión luminosa al calentar el cristal, implica la desocupación de varias trampas de diferentes profundidades - en el mismo material. Por lo que los electrones se liberarán a di

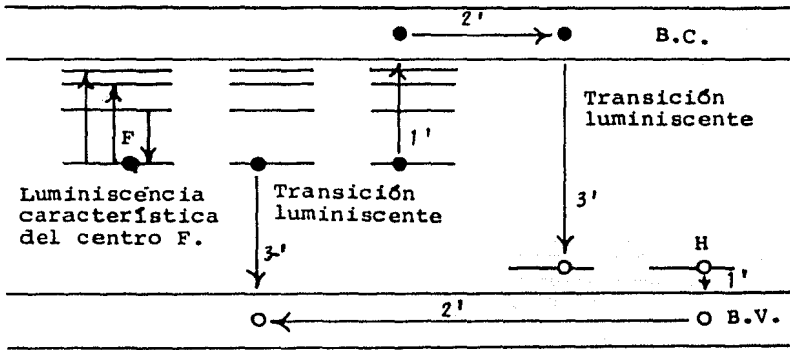


Fig. II.4.- Representación esquemática del fenómeno termoluminiscente en halogenuros alcalinos conteniendo centros de color.

- electrón
- agujero

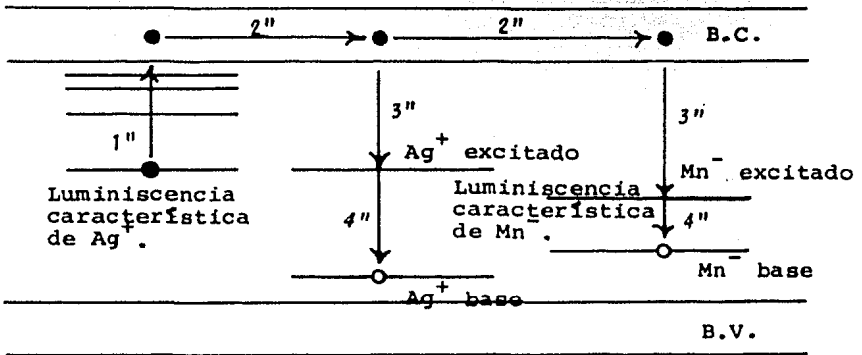


Fig. II.5.- Proceso termoluminiscente en un halogenuro alcalino activado con impurezas de plata (Ag⁺) y -- manganeso (Mn²⁺).²⁷

- electrón
- agujero

ferentes temperaturas y la luz será emitida con diferente intensidad conforme varía el número de trampas liberadas. Esto dá lugar a un patrón de luminiscencia v.s. temperatura llamado "Curva termoluminiscente". Dependiendo ésta básicamente de los parámetros siguientes:

- 1) Velocidad y uniformidad de calentamiento
- 2) Tamaño y forma del cristal
- 3) Conductividad térmica uniforme
- 4) Nivel de exposición a la radiación
- 5) Tipo de radiación
- 6) Historia del material TL ^(12, 15, 46)

Para el análisis de la curva TL se considera que:

- i) Existe una sola clase de trampa para los electrones, para cada pico termoluminiscente
- ii) Un electrón liberado no será atrapado nuevamente y deberá recombinarse con un agujero emitiendo un fotón
- iii) La cantidad de fotones es proporcional a la cantidad de electrones que escapan de las trampas
- iv) El cristal será calentado a una velocidad constante, lo que nos dará una curva sencilla.

Sin embargo la curva termoluminiscente puede mostrar varios puntos máximos dependiendo del material, a los que se les llama "Picos termoluminiscentes".

En el inicio del proceso de calentamiento, la energía cedida al electrón es tan baja que la probabilidad de que ocurra una expulsión es prácticamente nula; conforme aumenta la temperatura, la probabilidad de que el electrón escape aumenta, y cuando la temperatura del cristal alcanza una temperatura T^* (temperatura asocia-

da con la energía ó profundidad de la trampa), la probabilidad de escape es máxima.

Si la temperatura continúa aumentando, la probabilidad de escape sigue siendo máxima, pero el número de electrones liberados - baja considerablemente, ya que la mayor parte de las trampas fueron vaciadas a la temperatura T^* . Esto se puede observar en la Fig. II.6..

Las principales características de los dosímetros termoluminiscentes (TLD) son:

- 1) No necesitan empaque ó protector especial
- 2) Son de tamaño pequeño (3 x 3 x 0.8 mm.)
- 3) Retienen información por largo tiempo
- 4) No dependen de la razón de dosis
- 5) Pueden ser usados varias veces
- 6) Su intervalo de respuesta a la exposición es amplio
- 7) Pueden detectar diferentes emisiones radiactivas
- 8) Son mecánicamente resistentes
- 9) y dado que se pueden usar varias veces, son económicos.

Uno de los materiales termoluminiscentes más utilizados actualmente es el fluoruro de litio (LiF), por sus características - que son:

i) Pueden almacenar información por bastante tiempo (hasta 80 años, que es la vida media del quinto punto máximo de la curva TL del LiF (TLD-100)) (15)

ii) Tienen una respuesta proporcional a la cantidad de radiación recibida

iii) Tienen alta reproducibilidad en su respuesta. (47, 48)

La Tabla II.3. muestra algunas de las principales propiedades

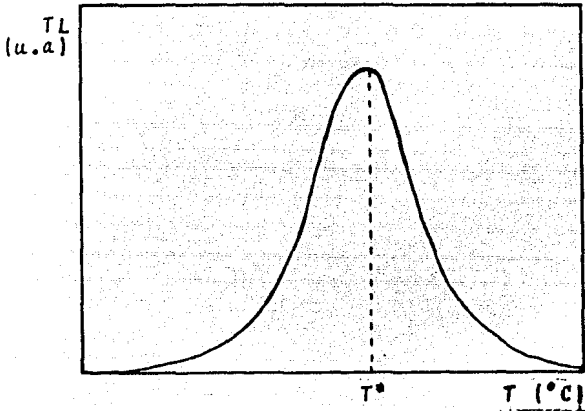


Fig. II.6.- Curva idealizada de la emisión termoluminiscente presentando un solo pico a la temperatura T^* . En esta temperatura son vaciadas la mayor parte de las trampas.

PROPIEDAD	VALOR
Densidad	2.64 gr/cm ³
No. atómico	8.2
Espectro de emisión	3500-6000 Å (4000 Å)
Temp. del punto máximo	195°C
Eficiencia para ⁶⁰ Co	1
Intervalo util	mR-10 ⁵ R
Agotamiento	pequeño 5% en 12 semanas
Peso molecular	25.94

Tabla II.3.- Valores numéricos de algunas de las propiedades del Fluoruro de Litio.^{13, 49, 51}

del fluoruro de litio (LiF).

La curva termoluminiscente del fluoruro de litio se puede observar en la Fig. II.7. que muestra una sucesión de cinco picos. - El más bajo está a una temperatura de 45°C y con una vida media de 5 min., el segundo a una temperatura de 105°C y con una vida media de 10 hrs., el tercero a una temperatura de 155°C y con una vida media de 0.5 años, el cuarto a una temperatura de 175°C y con una vida media de 7 años y, el quinto a una temperatura de 195°C y con una vida media de 80 años. Siendo los puntos máximos cuarto y quinto los más utilizados en dosimetría por sus condiciones de estabilidad y vida media. (15, 49)

Por ser ésta la curva mejor identificada, se toma como patrón de referencia para la calibración respecto a temperatura de otros materiales termoluminiscentes.

El fluoruro de litio también presenta una respuesta lineal entre 1×10^{-3} - 10^3 Roentgens, estando en los límites de la dosimetría de personal.

Más allá de los Kilo Roentgen (KR) se presenta el fenómeno de supralinealidad. (15) En este caso no se hará mención de esta región pues solo se harán mediciones de pequeñas cantidades de exposición.

Es recomendable que antes de la irradiación del dosímetro se le someta a un tratamiento térmico (annealing ó recocido).

Existen varios procedimientos recomendables para este tratamiento térmico. Uno de ellos, el descrito por J. R. Cameron (50) - recomienda un recocido a $400^{\circ}\text{C} \pm 5^{\circ}\text{C}$ durante una hora. Con lo que se incrementará la reproducibilidad del detector y la sensibilidad hasta un factor de 5. (15)

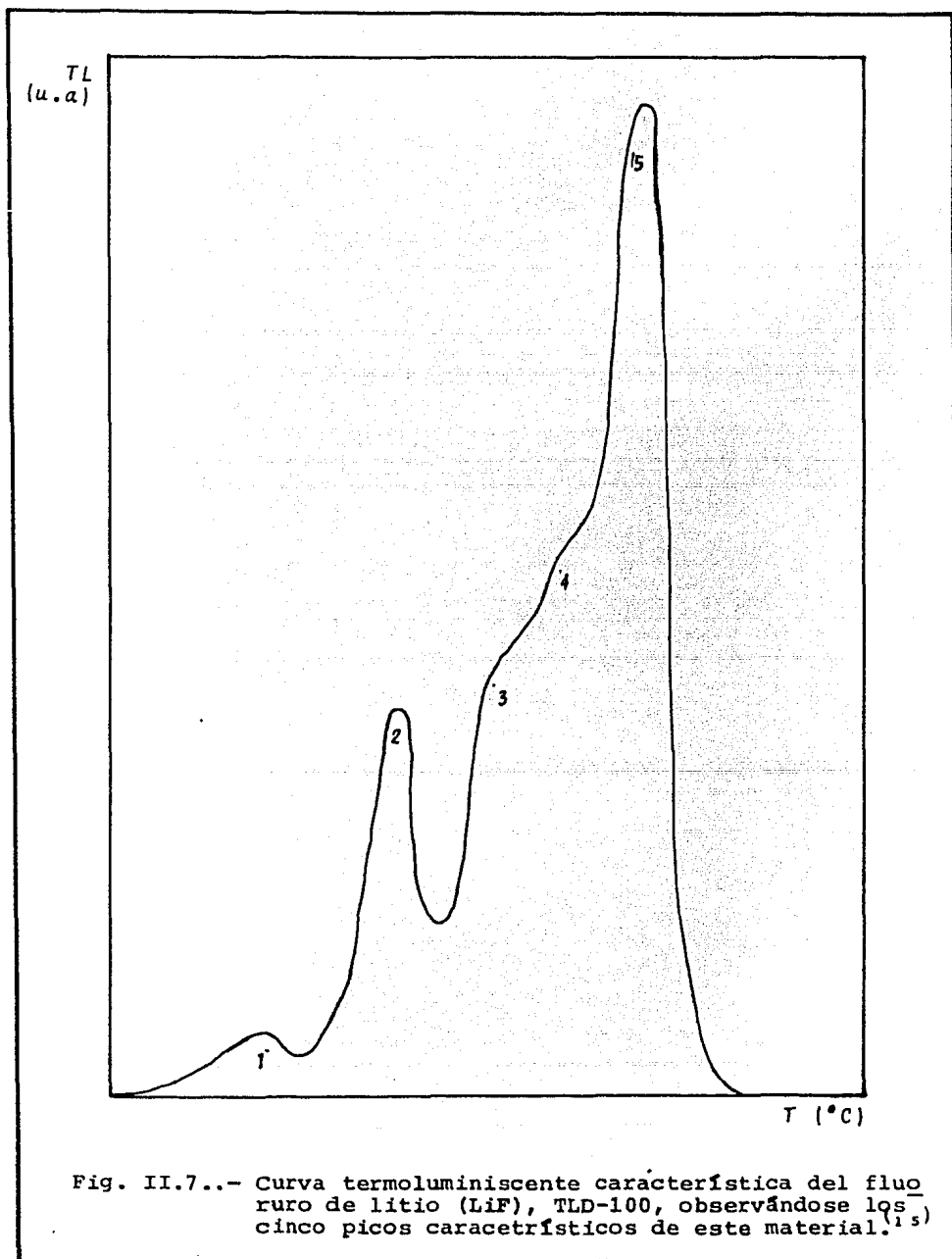


Fig. II.7.- Curva termoluminiscente característica del fluoruro de litio (LiF), TLD-100, observándose los cinco picos característicos de este material.⁽¹⁵⁾

Este calentamiento ó recocido afectará fundamentalmente a la formación de trampas y a sus niveles probables, por lo que pueden llegar a modificar la curva termoluminiscente para un material dado (40)

En términos generales, la termoluminiscencia se puede analizar como un problema de estado sólido, siendo válidos todos los argumentos mencionados anteriormente. Existen modelos matemáticos -- que explican ó tratan de explicar el fenómeno termoluminiscente y su relación con la física de estado sólido.

MODELOS MATEMATICOS PARA LA TERMOLUMINISCENCIA.- Se han propuesto varios modelos matemáticos para tratar de explicar el fenómeno termoluminiscente (TL), los cuales se han basado en la experimentación; desafortunadamente estos modelos solo interpretan el fenómeno parcialmente.

Dos de estos modelos se presentan a continuación. El primero se refiere a la supralinealidad en LiF, es un modelo sencillo que se basa en la creación y llenado de trampas permitiendo reconstruir los resultados obtenidos experimentalmente. El segundo se refiere a la curva termoluminiscente; el cual basándose en el modelo cinético de Schön y en consideraciones sobre las características de los centros luminiscentes llega a relaciones matemáticas que describen la curva de luminiscencia.

A. Modelo para la supralinealidad en LiF.- En este modelo se propone la "creación" de trampas adicionales debidas a la irradiación, suponiendo la existencia de un número de trampas por unidad de volumen (densidad). Se basa en la observación de la termoluminiscencia en función de la exposición en Roentgens. En la curva de

intensidad contra exposición, se encuentra que el valor de la relación TL/R crece con el aumento de la exposición hasta alrededor de 30.000 R, a partir de esta exposición la relación TL/R decrece y se hace casi constante a los 500 000 R.

Para el desarrollo de este modelo se hacen las siguientes consideraciones: (15)

- a) Se tiene un número inicial de trampas
- b) La irradiación crea trampas
- c) Existe un número máximo de trampas creables.

Los parámetros que intervienen en este modelo son:

R representa la exposición a la radiación (Roentgens)

h el número de trampas (llenas ó vacías) a cualquier exposición

L el número de trampas llenas a cualquier exposición

h_0 el número inicial de trampas antes de la irradiación

h_f el número máximo posible de trampas

α la probabilidad para la creación de trampas (cte.)

β la probabilidad para el llenado de trampas (cte.).

Se supone que la termoluminiscencia es proporcional a L. La creación y llenado de trampas se expresa en forma exponencial, entonces:

$$\frac{dh}{dR} = \alpha(h_f - h) \qquad \frac{dL}{dR} = \beta(h - L) \qquad (26a, b)$$

de donde la solución para las ecuaciones (26) es:

$$h = h_0 e^{-\alpha R} - h_f e^{-\alpha R} + h_f \quad \Rightarrow \quad h = h_0 e^{-\alpha R} + h_f (1 - e^{-\alpha R}) \qquad (27a)$$

$$L = \beta e^{-\beta R} \left(\int e^{\beta R} h dR \right) \qquad (27b)$$

sustituyendo (27a) se tiene:

$$L = \frac{Bh_0}{\alpha - \beta} (e^{-\beta R} - e^{-\alpha R}) + \frac{h_1}{\alpha - \beta} (\alpha(1 - e^{-\beta R}) - \beta(1 - e^{-\alpha R})) \quad (28a)$$

de donde L es proporcional a la TL.

La ecuación (28a) posee simetría en α , β y h_0 , en particular si se sustituye $\alpha = \beta$, $\beta = \alpha$ y $h_0 = \frac{h_0\beta}{\alpha}$ se tiene que:

$$L = \frac{h_0\beta}{\beta - \alpha} (e^{-\alpha R} - e^{-\beta R}) + \frac{h_1}{\beta - \alpha} (\beta(1 - e^{-\alpha R}) - \alpha(1 - e^{-\beta R})) \quad (28b)$$

Las soluciones (28a, b) son aceptadas por igual, aunque los resultados que predicen son diferentes. Experimentalmente, J. R. Cameron, D. W. Zimmermann y R. Bland definen la solución más adecuada como la (28b) cuya gráfica se muestra en la Fig. II. 8. (15, 27)

Los valores asignados, para LiF, en esta ecuación son:

$$\begin{aligned} h_0 &= 1.2 \times 10^{15} \text{ trampas/cm}^3 \\ h_1 &= 6 \times 10^{15} \text{ trampas/cm}^3 \\ \alpha &= 1 \times 10^{-4} \text{ R}^{-1} \\ \beta &= 1.1 \times 10^{-5} \text{ R}^{-1}. \quad (15, 26, 27) \end{aligned}$$

Las gráficas de termoluminiscencia vs. temperatura que se obtienen con estos valores se observan en las Figs. II. 9.a. y b..

B. La curva termoluminiscente.- Las teorías de la termoluminiscencia generalmente hacen uso del modelo de bandas, sin embargo este esquema tiene un alcance limitado en su aplicación, ya que se restringe a consideraciones cinéticas.

Modelo cinético de Schön. (27, 51) Considera la existencia de un tipo de centros de recombinación y trampas con sus correspondientes niveles discretos de energía.

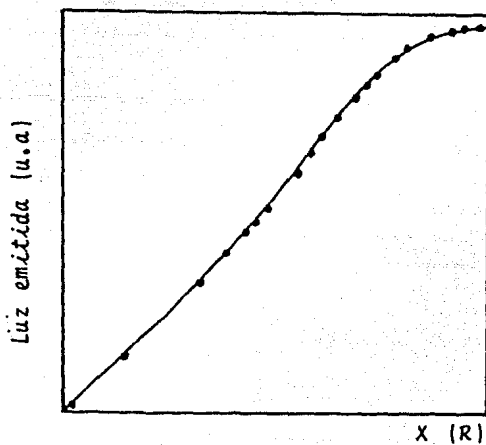


Fig. II.8...- Curva de calibración de cristales TLD-100 obtenida experimentalmente (puntos) y teóricamente (línea).

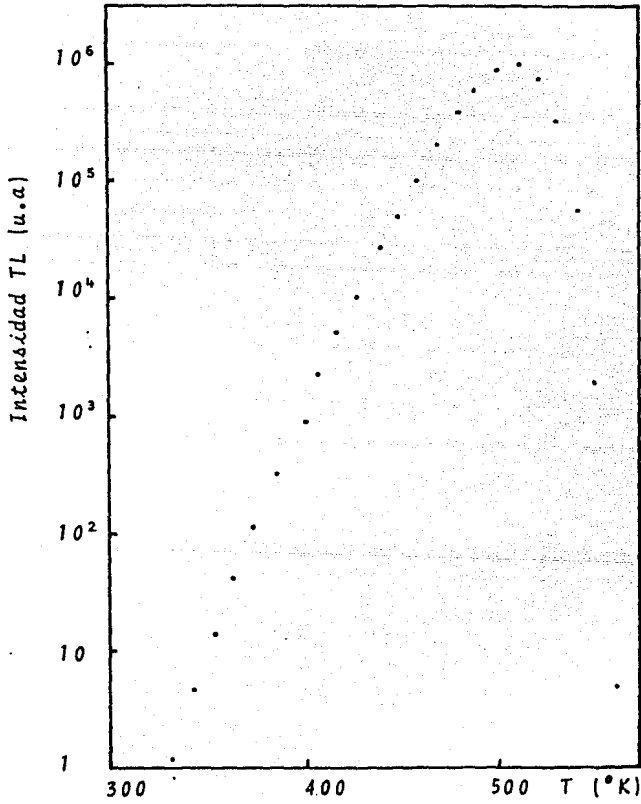


Fig. II.9.a.- Gráfica de la señal termoluminiscente v.s. -- temperatura para fotones con energía de ----- 1.19 MeV. ¹⁵

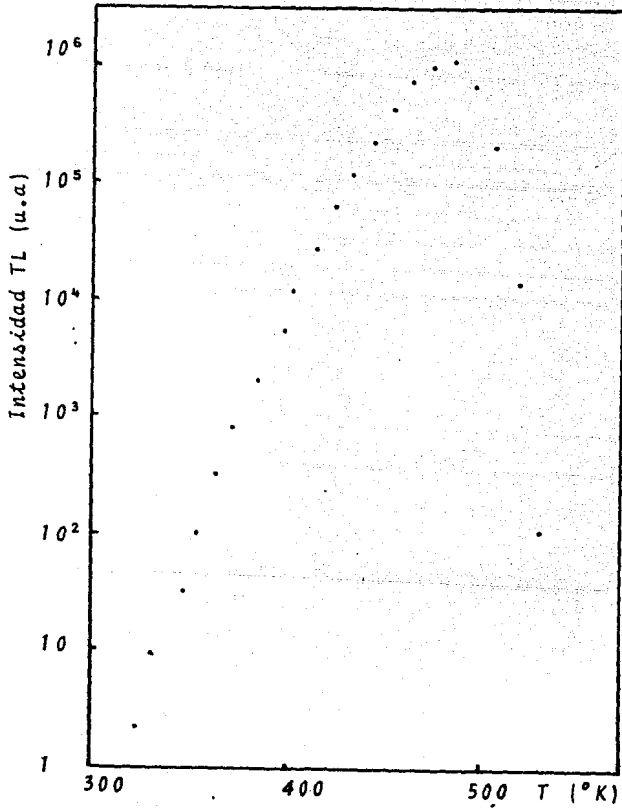


Fig. II.9.b.-- Gráfica de la señal termoluminiscente v.s. -- temperatura para fotones con energía de ----- 1.25 MeV. ¹⁵)

Los parámetros utilizados en este modelo son:

t representa el tiempo

α la probabilidad de excitación térmica de los electrones atrapados para que lleguen a la banda de conducción

β el coeficiente de captura de la trampa para los electrones de conducción

H la concentración de trampas

γ el coeficiente de captura para los electrones de conducción en los niveles de los activadores

δ la probabilidad de excitación térmica de los huecos en los activadores hacia la banda de valencia

β^* el coeficiente de captura de huecos hacia los niveles de los activadores

A la concentración de los centros de recombinación (activadores)

γ^* el coeficiente de captura para los huecos de la banda de valencia hacia las trampas

p la concentración de huecos en la banda de valencia

n la concentración de electrones de conducción

h la concentración de electrones atrapados

ϕ la concentración de activadores vacíos.

Las ecuaciones de balance están dadas por:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \beta n(H - h) - \gamma n \phi \quad (29a)$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \phi - \beta^* p(A - \phi) - \gamma^* p h \quad (29b)$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n(H - h) - \gamma^* p h \quad (29c)$$

$$\frac{d\delta}{dt} = -\delta\delta + \beta * p(A - \delta) - \gamma n\delta \quad (29d)$$

de acuerdo con la Fig. II.10. (52)

Debido a la semineutralidad del cristal, se debe cumplir la -
condición de neutralidad:

$$p + \delta = n + h \quad (30)$$

La dependencia de la temperatura para α y δ , está dada por:

$$\alpha = \alpha_0 e^{-E/KT} \quad \alpha_0 = \left(\frac{m^* KT}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{1}{\hbar^3} \beta \quad (31a)$$

$$\delta = \delta_0 e^{-Ea/KT} \quad \delta_0 = \left(\frac{m^{**} KT}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{1}{\hbar^3} \beta^* \quad (31b)$$

en donde

α_0 representa el factor de frecuencia para la excitación tér-
mica de los electrones atrapados hacia la banda de conducción

E la distancia entre la orilla más baja de conducción y -
el nivel base de las trampas

K la constante de Boltzmann (R/Na) = 1.38×10^{-23} joule/K

T la temperatura

m^* la masa efectiva de los electrones de conducción

m^{**} la masa efectiva de los agujeros en la banda de valen-
cia

\hbar la constante de Planck ($h/2\pi$) = 1.06×10^{-34} joule·seg

δ_0 el factor de frecuencia para la excitación térmica de -
los agujeros de los activadores hacia la banda de valencia

Ea la distancia entre el nivel del activador y la orilla -
superior de la banda de valencia.

Debido a que para el sistema de ecuaciones (29) se tienen me-
nos ecuaciones que variables, no se puede obtener la solución, por

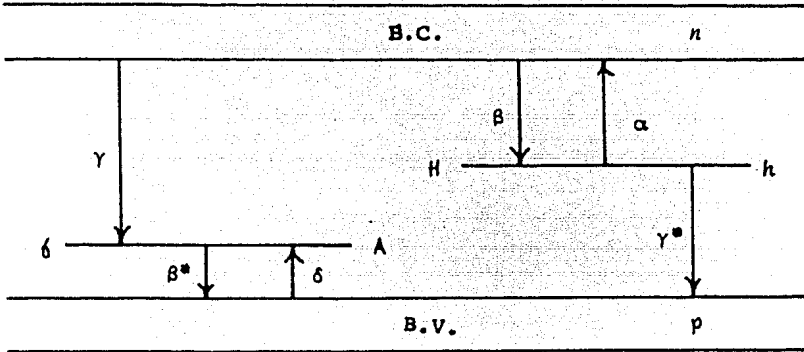


Fig. II.10.- Esquema de los niveles de energía que intervienen en el fenómeno termoluminiscente. ⁵¹

lo tanto se introducen aproximaciones para simplificar dicho sistema.

Introducción de aproximaciones.- Las trampas responsables de la termoluminiscencia son llamadas "trampas superficiales ó poco profundas", las que se definen como aquellas en las que el nivel de Fermi (F_g) es mucho menor que la energía de las trampas (E_t); es decir:

$$\frac{E_t - E_g}{KT} \gg 1 \quad (32)$$

En equilibrio térmico (para cristales no excitados), se cumplen las siguientes relaciones:

$$n_g = N_c \exp\left(\frac{F_g - E_c}{KT}\right) \quad (33a)$$

$$\frac{n}{n_g} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - F_g}{KT}\right)} \quad (33b)$$

en donde

n_g representa la concentración de electrones de conducción en equilibrio térmico

N_c la densidad de estados en la banda de conducción

E_c el nivel de energía menor en la banda de conducción

n_g la concentración de electrones atrapados en equilibrio térmico.

Entonces, la razón de las concentraciones de electrones de conducción a electrones atrapados es:

$$\frac{n}{n_g} = \frac{N_c}{H} \left\{ \exp\left(\frac{F_g - E_c}{KT}\right) \right\} \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E_t - F_g}{KT}\right) \right\} \quad (34)$$

para trampas poco profundas se tiene:

$$\frac{n}{h_g} = \frac{N_c}{H} \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \quad (35a)$$

con $E \gg KT$ y una concentración de agujeros no muy pequeña, se obtiene en equilibrio térmico que: $n_g \ll h_g$.

Si ahora el nivel de Fermi se encuentra sobre los centros de recombinación, es decir:

$$\frac{F_g - E_p}{KT} \gg 1 \quad (36)$$

entonces

$$\frac{p_g}{\delta_g} = \frac{N_v}{A} e^{-E_a/KT} \quad (35b)$$

en donde

E_p representa la energía de los centros de recombinación

p_g la concentración de agujeros en la banda de valencia en -- equilibrio térmico

δ_g la concentración de activadores vacíos en equilibrio térmico

N_v la densidad de estados en la banda de valencia

por lo tanto $p_g \ll \delta_g$.

Como consecuencia de la discusión anterior, en equilibrio térmico los niveles E_t están poblados y los E_p no lo están. La diferencia entre trampas y centros de recombinación, es su localización con respecto al nivel de Fermi F_g (en equilibrio térmico, los niveles escasamente poblados se llaman trampas y los densamente poblados, centros de recombinación).^(26)

En un cristal excitado, el equilibrio térmico es perturbado. Las concentraciones n , h , p y δ son mayores que las concentraciones en equilibrio n_g , h_g , p_g y δ_g . Sin embargo existe el equili---

brio térmico aparente de n y h ó p y δ en relación con n_g , h_g , p_g y δ_g . El término F permanecerá en la misma relación con la concentración n de electrones de conducción de un cristal excitado, así como F_g permanece en relación a n_g (ec. (33)). Suponemos que después de la excitación del cristal, las trampas están llenas a la pequeña fracción

$$Z_n = \frac{h(T_0)}{H} < 1$$

el estado del nivel de Fermi correspondiente se encuentra abajo de E_t y entonces las relaciones de la ec. (35a) ó (35b) son válidas para equilibrio térmico aparente, y

$$\frac{E}{KT} \gg 1 \quad \text{y} \quad \frac{E_a}{KT} \gg 1.$$

Si los niveles de las trampas están arriba y los de los centros de recombinación están abajo del nivel de Fermi y $Z < 1$, entonces $n \ll h$ y $p \ll \delta$. Estas desigualdades también se cumplen si por recombinación, los electrones atrapados y los electrones en la banda de conducción ó los agujeros en los centros de recombinación y la banda de valencia no están en equilibrio térmico aparente.

$$\gamma \gg \beta \quad \gamma^* \gg \beta^*.$$

Para la discusión de la ecuación de Schön respecto al reatrapamiento se tienen los siguientes cuatro casos:

A) El reatrapamiento de electrones de conducción y el de agujeros es muy pequeño

$$R = \frac{\beta}{\gamma} \approx 0 \quad R^* = \frac{\beta^*}{\gamma^*} \approx 0$$

B) El reatrapamiento de electrones de recombinación y el de agujeros es grande

$$R > 1$$

$$R^* > 1$$

C) El reatrapamiento de electrones de conducción es pequeño y el de agujeros es grande

$$R \approx 0$$

$$R^* > 1$$

D) El reatrapamiento de electrones de conducción es grande y el de agujeros es pequeño

$$R > 1$$

$$R^* \approx 0.$$

Soluciones aproximadas de las ecuaciones de balance de Schön para termoluminiscencia con la condición de neutralidad.- La intensidad TL $I(T)$ está dada por el número de transiciones radiativas por unidad de tiempo y de volumen de cristal durante el calentamiento. En las ecuaciones para $I(T)$ de Schön, Garlick-Gibson y -- Randal-Wilkins suponen que solo las transiciones de los electrones en la banda de conducción hacia los centros de recombinación son radiativas, sin embargo existen razones para no excluir una transición radiativa del nivel de una trampa a la banda de valencia.

Este hecho da el número de fórmulas de aproximación para la TL como un conjunto para $I(T)$.

Caso I. Recombinación de los electrones de conducción con los centros de recombinación

$$I(T) = \gamma n_0^2$$

Caso II. Recombinación de los electrones atrapados con los agujeros de la banda de valencia

$$I(T) = \gamma^* h p$$

Caso III. Combinación de los dos casos anteriores.

$$I(T) = \gamma n_0^2 + \gamma^* h p.$$

Soluciones aproximadas.-

A) $R \approx 0, R^* \approx 0.$ - Se supone que las secciones transversales

de captura de electrones δ de agujeros en las transiciones de recombinación (γ y γ^*) son mucho mayores que las transiciones en las trampas para electrones δ agujeros (β y β^*). Ver la Fig. II.10., - entonces:

$$\gamma \gg \beta \qquad \qquad \qquad \gamma^* \gg \beta^* \qquad \qquad \qquad (37a, b)$$

De las ecuaciones de Schön se obtiene:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \gamma n \delta \qquad \qquad \qquad (38a)$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \delta - \gamma^* p h \qquad \qquad \qquad (38b)$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h - \gamma^* p h \qquad \qquad \qquad (38c)$$

$$\frac{d\delta}{dt} = -\delta \delta - \gamma n \delta \qquad \qquad \qquad (38d)$$

La ecuación (37a) significa que el equilibrio térmico aparente entre los electrones atrapados y los electrones de conducción no se alcanzará durante el calentamiento de la muestra excitada. En primera aproximación se tiene:

$$\frac{dn}{dt} = 0 \qquad \qquad \qquad \Rightarrow \qquad \qquad \alpha h = \gamma n \delta$$

si $n \ll h$, $p \ll \delta$ y la condición de neutralidad (ec. (30)), se tiene que $h = \delta$, con lo que

$$n = \frac{\alpha}{\gamma} = \frac{\alpha_0}{\gamma} e^{-E_a/KT} \qquad \Rightarrow \qquad n = \frac{\beta}{\gamma} N_c e^{-E/KT}$$

en donde $\alpha_0 = N_c \beta$; para los electrones en la banda de valencia se tiene que:

$$p = \frac{\delta}{\gamma^*}$$

con lo cual se puede considerar que dn y dp son mucho menores que dh y $d\phi$, es decir $dn \ll dh$, $dp \ll d\phi$ entonces:

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h - \gamma^* p h = -h(\alpha + \delta)$$

$$h(T) = h(T_0) \exp\left(-\frac{1}{q} \int_{T_0}^T (\alpha_0 e^{-E/KT} + \delta_0 e^{-E_a/KT}) dT\right) \quad (39)$$

en donde $h(T_0) = h_0$ representa la concentración de electrones atrapados a la temperatura a la que se inicia el calentamiento (h_0).

Tomando en cuenta que $h \approx \phi$, se tiene que la intensidad TL es tá dada por:

$$I(T) = \gamma n \phi + \gamma^* h p = h(\gamma n + \gamma^* p)$$

$$I(T) = h(T_0) (\alpha_0 e^{-E/KT} + \delta_0 e^{-E_a/KT}) \exp\left(-\frac{1}{q} \int_{T_0}^T (\alpha_0 e^{-E/KT} + \delta_0 e^{-E_a/KT}) dT\right) \quad (40)$$

la cual es de la forma de Randall-Wilkins, si se hace $\delta = 0$, es decir, despreciando las transiciones de los niveles de la banda prohibida a la de valencia se obtiene la fórmula de Randall-Wilkins.

B) $R \gg 1$ y $R^* \gg 1$. - Las concentraciones n y p están dadas por el equilibrio térmico aparente con h y ϕ debido a que las transiciones de recombinación se desprecian en comparación a las transiciones de las trampas, es decir:

$$\beta \gg \gamma \qquad \beta^* \gg \gamma^* \quad (41a, b)$$

si se tiene que

$$n = \frac{h N_c e^{-E/KT}}{H} = \frac{\alpha h}{\beta H} \quad (42)$$

Las ecuaciones de balance serán:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \beta n (H - h) \quad (43a)$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta f - \beta^* p(A - f) \quad (43b)$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n(H - h) - \gamma^* p h \quad (43c)$$

$$\frac{df}{dt} = -\delta f + \beta^* p(A - f) - \gamma n f \quad (43d)$$

debido a que

$$Z_h = \frac{h(T_0)}{H} \ll 1 \quad \text{y} \quad Z_p = \frac{f(T_0)}{\lambda} \ll 1$$

$$dn = 0 \quad \text{y} \quad dp = 0$$

como $dn \ll dh$ y $dp \ll df$, entonces $df = dh$ y de la condición de -- neutralidad (ec. (30)) se tiene:

$$\frac{dh}{dt} + \frac{dn}{dt} = \frac{dh}{dt} = -\gamma^* p h - \gamma n f$$

$$h = \left(\frac{1}{h_0} + \frac{1}{q} \int_{T_0}^T \left(\gamma^* \frac{\delta_0}{\beta^* A} e^{-Ea/KT} + \gamma \frac{\alpha_0}{\beta H} e^{-E/KT} \right) dT \right)^{-1}$$

y la intensidad TL con $f = h$ es:

$$I(T) = \gamma n f + \gamma^* h p = h(\gamma n + \gamma^* p)$$

$$I(T) = \frac{\gamma \frac{\alpha_0}{\beta H} e^{-E/KT} + \gamma^* \frac{\delta_0}{\beta^* A} e^{-Ea/KT}}{\frac{1}{h_0} + \frac{1}{q} \int_{T_0}^T \left(\gamma^* \frac{\delta_0}{\beta^* A} e^{-Ea/KT} + \frac{\alpha_0}{\beta H} e^{-E/KT} \right) dT} \quad (44)$$

la cual es de la forma de Garlick-Gibson, si se hace $\delta_0 = 0$, es -- decir despreciando las transiciones en niveles de la banda prohibida a la banda de conducción se obtiene la fórmula de Garlick-Gib-- son.

C) $R = 0$ y $R^* \gg 1$.- Se tiene una situación combinada de los dos casos anteriores. Las ecuaciones de balance en este caso se-- rán:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \gamma n \delta \quad (45a)$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \delta - \beta^* p (A - \delta) \quad (45b)$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n (H - h) - \gamma^* p h \quad (45c)$$

$$\frac{d\delta}{dt} = -\delta \delta + \beta^* p (A - \delta) - \gamma n \delta \quad (45d)$$

como en los casos anteriores se tiene que:

$$n = \frac{\alpha}{\gamma} \quad \text{y} \quad p = \frac{\delta \delta}{\beta^* A}$$

de

$$\frac{dp}{dt} + \frac{d\delta}{dt} = \frac{d\delta}{dt} \Rightarrow \frac{d\delta}{dt} = -\gamma n \delta$$

se obtiene:

$$\delta = \delta(T_0) \exp\left(-\frac{1}{q} \int_{T_0}^T \alpha_0 e^{-E/KT} dT\right)$$

ya que $h = \delta$, la intensidad luminosa será:

$$I(T) = \gamma n \delta + \gamma^* p h = \delta (\gamma n + \gamma^* p)$$

$$I(T) = \delta_0 \alpha_0 e^{-E/KT} \left\{ \exp\left(-\frac{1}{q} \int_{T_0}^T \alpha_0 e^{-E/KT} dT\right) \right\} + \quad (46)$$

$$+ \frac{\gamma^* \delta_0^2}{\beta^* A} e^{-Ea/KT} \left\{ \exp\left(-\frac{2}{q} \int_{T_0}^T \alpha_0 e^{-E/KT} dT\right) \right\}$$

la cual es del tipo de Randall-Wilkins, haciendo $\delta_0 = 0$, es decir tomando como radiativas las transiciones de los electrones de conducción hacia los centros de recombinación (TL, $I(T) = \gamma n \delta$) ó despreciando las transiciones hacia la banda de conducción se obtiene la fórmula de Randall-Wilkins.

D) $R \gg 1$ y $R^* \approx 0$. - Es el caso inverso al anterior. Ya que $\beta \gg \gamma$, los electrones de conducción están en equilibrio térmico - aparente con los electrones atrapados y la concentración de agujeros es menor que en el caso de equilibrio térmico aparente con los centros de recombinación.

Las ecuaciones de balance son:

$$\frac{dn}{dt} = ah - \beta n(H - h) \quad (47a)$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta f - \gamma^* ph \quad (47b)$$

$$\frac{dh}{dt} = -ah + \beta n(H - h) - \gamma^* ph \quad (47c)$$

$$\frac{df}{dt} = -\delta h + \beta^* p(\Lambda - f) - \gamma n f \quad (47d)$$

en las aproximaciones se obtiene que:

$$n = \frac{\alpha h}{\beta H} \quad \text{y} \quad p = \frac{\delta}{\gamma^*}$$

$$h = f = h_0 \exp\left(-\frac{1}{q} \int_{T_0}^T \delta_0 e^{-Ea/KT} dT\right)$$

y la intensidad será:

$$I(T) = \gamma n f + \gamma^* p h = h(\gamma n + \gamma^* p)$$

$$I(T) = \frac{\gamma h_0^2}{\beta H} \alpha_0 e^{-E/KT} \left\{ \exp\left(-\frac{2}{q} \int_{T_0}^T \delta_0 e^{-Ea/KT} dT\right) \right\} + \\ + h_0 \delta_0 e^{-Ea/KT} \left\{ \exp\left(-\frac{1}{q} \int_{T_0}^T \delta_0 e^{-Ea/KT} dT\right) \right\} \quad (48)$$

la cual es de la forma de Randall-Wilkins, pero no hay aproximaciones para llegar a ella.⁽³⁰⁾

En todo lo anterior se consideró que solo existe un tipo de -

trampas y centros de color, sin embargo generalmente esto no se da, entonces la ecuación de neutralidad (30) se modifica de la siguiente forma:

$$\sum_{k=1}^i h_k + n = \sum_{\ell=1}^j \delta_{\ell} + p(30)$$

en donde

i representa los diferentes tipos de trampas

j los diferentes tipos de centros de recombinación.

De todo lo anteriormente expuesto, se observa que la fórmula de Randall-Wilkins para TL se obtiene como un caso particular a través de ciertas simplificaciones, es decir para los casos $R = 0$, $R^* = 0$ y $R = 0$, $R^* \gg 1$; entonces

$$I(T) = h_0 \alpha_0 e^{-E/KT} \left\{ \exp\left(\frac{1}{q} \int_{T_0}^T e^{-E/KT} dT\right) \right\} \quad (49)$$

representa la TL correspondiente a trampas de profundidad E .

Para simplificar los cálculos, se introduce el siguiente cambio de variable:

$$u = \frac{E}{KT} \quad du = -\frac{E}{KT^2} dT \quad dT = -\frac{E}{Ku^2} du$$

con las condiciones iniciales

$$u_0 = \frac{E}{KT_0} \quad \text{en} \quad T = T_0 \quad \text{y} \quad u = \frac{E}{KT} \quad \text{en} \quad T = T$$

sustituyendo estas condiciones en la ecuación (40) y haciendo $\delta_0 = 0$,

$$I(T) = h_0 \alpha_0 e^{-E/KT} \left\{ \exp\left(-\frac{\alpha_0}{q} \int_{T_0}^T e^{-E/KT} dT\right) \right\}$$

se tiene:

$$I(T) = h_0 \alpha_0 \left\{ \exp\left(\frac{\alpha_0 E}{qK} \left(\frac{e^{-u_0}}{u_0} - E_1(u_0)\right)\right) \cdot \exp\left(-u - \frac{\alpha_0 E}{qK} \frac{e^{-u}}{u} \left(\frac{1}{u} - \frac{2}{u^2}\right)\right) \right\} \quad (50)$$

haciendo otro cambio de variable se obtiene:

$$I(T) = h_0 \alpha_0 D \left\{ \exp\left(-u - \mu \frac{e^{-u}}{u} \left(\frac{1}{u} - \frac{2}{u^2}\right)\right) \right\} \quad (51)$$

en donde

$$\mu \cong \frac{\alpha_0 E}{qK} \quad D \cong \exp\left\{\mu \left(\frac{e^{-u_0}}{u_0} - E_1(u_0)\right)\right\}$$

asignando los valores

$$D = 1$$

$$h_0 = 1.2 \times 10^{15} \text{ electrones atrapados/cm}^3 \quad (24)$$

a la ecuación (51) se obtienen las gráficas de termoluminiscencia v.s. temperatura que se observan en las Figs. II.9.a. y b. (15, 17)

En estas gráficas se observa que la luminiscencia aumenta --- cuando los electrones son expulsados de sus trampas por el aumento de temperatura, alcanzando un máximo a una temperatura T_c^* y disminuye cuando las trampas quedan vacías.

El área bajo la curva es proporcional al número de electrones que fueron atrapados inicialmente (h_0) para un tipo particular de trampa (E , α_0 fijos) y una velocidad de calentamiento (q) fija.

Determinación de los parámetros de las trampas.- Para entender el fenómeno TL con cualquiera de los modelos, se necesita tener información acerca del orden de la cinética de recombinación implicada, la energía de activación ó profundidad de la trampa y - factor de frecuencia. Los métodos experimentales para ésto se basan en la forma de la luminiscencia.

El método para calcular las energías de activación por medio de las curvas TL fué propuesto por Urbac (1930) quien encontró que la energía (en eV) está dada por $E = T_m/500$, en donde T_m es la temperatura correspondiente a la temperatura máxima del pico (en °K).

Posteriormente Randall y Wilkins (1945) obtuvieron que:

$$\frac{qE}{KT_m^2} = \alpha_0 e^{-E/KT_m} .$$

De lo anterior se concluye que el modelo de Randall-Wilkins - proporciona un medio de calcular la energía de activación, basada en la pendiente de la gráfica de $\ln(I)$ v.s. $(1/T)$.

Para la aplicación de estos modelos, se requiere tener curvas luminiscentes con un solo pico, pero en la práctica resulta común tener curvas con varios picos, por lo que se hace necesario aislar de sus vecinos al pico que se está estudiando antes de comenzar cualquier análisis. (27)

CAPITULO III. INSTRUMENTACION

En este capítulo se presentarán los diferentes sistemas propuestos en esta tesis para el análisis de la señal termoluminiscente, y se describen los procedimientos fundamentales del análisis.

El sistema básico para la detección de la termoluminiscencia se considerará formado por: el calentador lineal y su plancheta, - de donde se obtienen rampas de temperatura de 0° hasta 600°C; acoplamientos ópticos y filtros de color; tubo fotomultiplicador y salida de corriente eléctrica, como se observa en la Fig. III.1.; -- siendo ésto parte integral del equipo comercial de termoluminiscencia "Harshaw 2000" (módulo A). Este módulo será empleado como calefactor en los diversos sistemas aquí propuestos. Teniéndose así:

1.- SISTEMA COMERCIAL "HARSHAW 2000" MODULOS A Y B (S1).- Consiste de el módulo A, en donde por medio del tubo fotomultiplicador se transforman los fotones luminosos en corriente eléctrica. - Esta corriente se amplifica y posteriormente se integra en función del tiempo, dando lugar a una lectura TL. Esto se efectúa en el módulo B. La Fig. III.2. muestra el diagrama a cuadros del sistema - S1(S3)

Dado que éste es un sistema comercial, se toma como referencia para el análisis de los resultados en los sistemas S2 y S3 que se presentarán a continuación.

2.- SISTEMA MONOCANAL (S2).- En este sistema se propone un -- cambio significativo en el análisis de la señal TL, consistiendo - en la conversión de la señal termoluminiscente de corriente eléc--

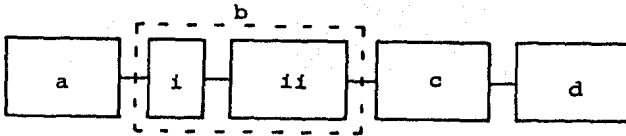


Fig. III.1...- Diagrama a cuadros del sistema básico para la detección de la señal termoluminiscente consistente del sistema de calentamiento (a), el sistema de captura de la información (b) a través de filtros ópticos (i), para la selección de longitudes de onda útiles, y un tubo fotomultiplicador (ii), manejo de la información (c) y recuperación de datos (d).

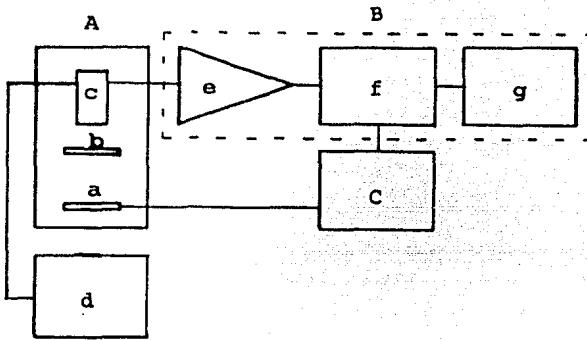


Fig. III.2.- Diagrama a cuadros del equipo comercial (sistema S1) Harshaw 2000 módulos A y B, que está formado por: en el módulo A se encuentra el sistema electrónico de calentamiento con la plancheta (a), los filtros ópticos (b), el tubo fotomultiplicador (c) y la fuente de alto voltaje (d). En el módulo B, un amplificador de corriente (e), un picoamperímetro (f) y un lector digital (g). En forma complementaria se coloca un graficador X-Y para la obtención de las curvas termoluminiscentes (C).

trica en pulsos de voltaje y el análisis de esta información de acuerdo al número de pulsos que recibe en la unidad de tiempo.

Para esto se utiliza el módulo A de Harshaw 2000 (comercial), uniendo a éste un preamplificador sensible a carga (Harshaw, modelo NB28), un amplificador de voltaje (Canberra, modelo 1413), un analizador monocanal (Canberra, modelo 1431) y como registros, se utilizan un escalador (Canberra, modelo 1771), un medidor de relación (Canberra, modelo 1481) y un graficador X-Y (Rickadenki, modelo BW 211), como se observa en la Fig. III.3..

La conversión de corriente a pulsos de voltaje se lleva a cabo con un preamplificador sensible a carga, el que funciona como un condensador que colecta la carga y por medio de un circuito RC la transforma en pulsos cuyo voltaje dependerá de la carga colectada en el condensador y de su valor, de acuerdo con la relación

$$Q = C \cdot V \quad \Rightarrow \quad t = \frac{Q^2}{RC}$$

El procedimiento de análisis es simple y el medidor de relación seguirá las variaciones de la respuesta TL, registrándolas en el graficador.

Esta modificación es significativa dadas las ventajas que se obtienen:

- a) Control de ganancia (mayor sensibilidad)
- b) Facilidad de manejo de la información:
- c) Registro gráfico de la señal TL en forma simultánea
- d) Discriminación de pulsos debidos al ruido electrónico
- e) Economía

siendo toda la instrumentación empleada de uso común en un laboratorio de radiaciones y dosimetría.

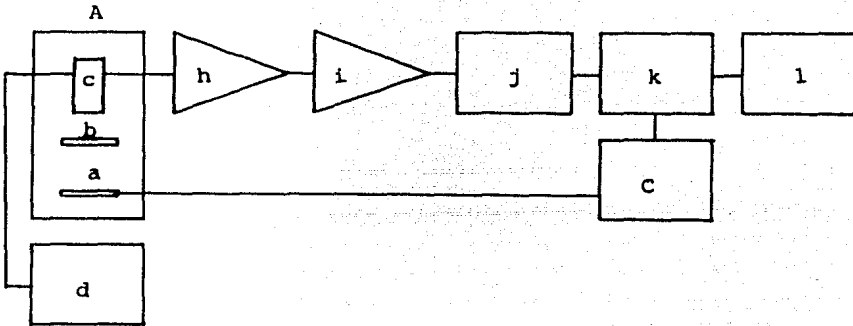


Fig. III.3.- Diagrama a cuadros del primer sistema propuesto (sistema monocanal S₂), el cual toma al módulo 2000-A del sistema Harshaw como sistema de calentamiento y formando el resto del sistema con un preamplificador sensible a carga (h), un amplificador de voltaje (i), un analizador monocanal para discriminar pulsos debidos al ruido electrónico (j), y como sistema de registro un escalador (k) y un medidor de relación (l). Como complemento se coloca un graficador X-Y para la obtención de las curvas.

3.- SISTEMA MULTICANAL (S3).- En este tercer sistema, también se hace la detección fundamentalmente en el módulo comercial Harshaw 2000-A, usando la misma conversión de señal termoluminiscente de corriente eléctrica en pulsos de voltaje, que en el sistema S2. Pero ahora se procesará, manejará y almacenará la información por medio de un analizador multicanal, haciendo uso de todas sus ventajas de velocidad, resolución, memoria, operatibilidad, etc.. El analizador multicanal se opera bajo la opción de multiescalador y contándose con todas las posibilidades de salida.

Este sistema queda constituido por: el módulo Harshaw 2000-A (de calentamiento) comercial, uniendo a éste un preamplificador insensible a carga (Harshaw, modelo NB20), un amplificador de voltaje (Canberra, modelo 1413), un analizador monocanal (Canberra, modelo 1431) y como módulo principal un analizador multicanal (Tra--cor Northern Econ II, modelo NS 710), por último se dispone de un graficador X-Y (Rickadenki, modelo BW 211), para registrar gráficamente la respuesta TL.

En la Fig. III.4., se observa el diagrama a cuadros de este sistema.

Como sistema S3', se propone la sistematización computarizada de la información obtenida mediante un microprocesador de datos, el cual realiza en forma simultánea los cálculos matemáticos necesarios. Entre las ventajas de este sistema están:

- a) Posibilidad de diferentes salidas de la información
- b) Almacenamiento de esta información en cintas magnéticas, discos, etc
- c) Análisis automático de la información y estadística
- d) Posibilidad de conectarse con un sistema con más potencia-

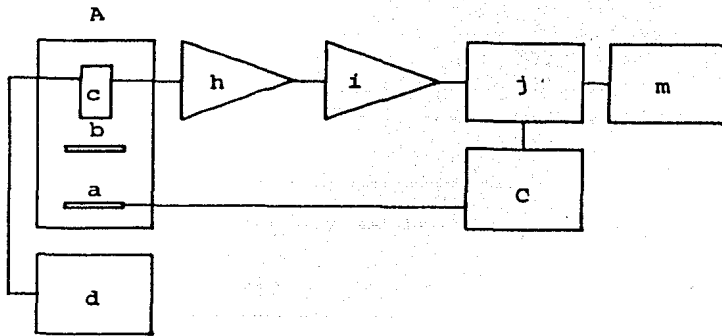


Fig. III.4.- Diagrama a cuadros del sistema multicanal S3, que es el tercer sistema propuesto para el análisis de la señal termoluminiscente. Está formado por el módulo 2000-A del sistema Harshaw y un preamplificador sensible a carga de voltaje, un amplificador (i), un analizador monocanal como discriminador de ruido (j) y como sistema de análisis de la señal termoluminiscente, un analizador multicanal (m) en su opción de multiescalador. Se coloca en forma complementaria un graficador X-Y (C), para la obtención de las curvas termoluminiscentes.

lidades.

El diagrama a cuadros de este sistema se muestra en la Fig. - III.5..

El funcionamiento general de los sistemas consiste de:

Sistema S1.- Al calentarse el material termoluminiscente se desexcitan los centros de color emitiéndose fotones luminosos, esta luz pasa a través de filtros de transmisión óptica, seleccionando en este caso color cobalto (azul), que, permitiendo el paso de solo algunas longitudes de onda (3500 hasta 6000 Å), mejora la señal TL, con un menor ruido debido al rojo, la cual llega al tubo fotomultiplicador en donde se transforma en una corriente, pasa a un amplificador y posteriormente a un picoamperímetro para su medida y a un medidor digital, el cual muestra en forma numérica la lectura integrada de la señal TL (en nC ó μC). (52)

Para obtener las curvas, complementariamente se acopla un graficador X-Y representando en la abscisa a la temperatura y en la ordenada a la intensidad termoluminiscente.

Sistema S2.- Su funcionamiento fundamental es el mismo que para el sistema S1 hasta la transformación de la señal luminosa en corriente eléctrica por el tubo fotomultiplicador, esta corriente pasa ahora a un preamplificador sensible a carga, el cual la convierte en pulsos de voltaje, estos pulsos pasan a través de un amplificador y posteriormente a un analizador monocanal que funciona como discriminador, permitiendo el paso de los pulsos que tengan un nivel determinado.

Para ser registrados, estos pulsos llegan a un escalador con una pantalla digital que muestra numéricamente la lectura integrada de la señal (en cuentas) y un medidor de relación que mide en -

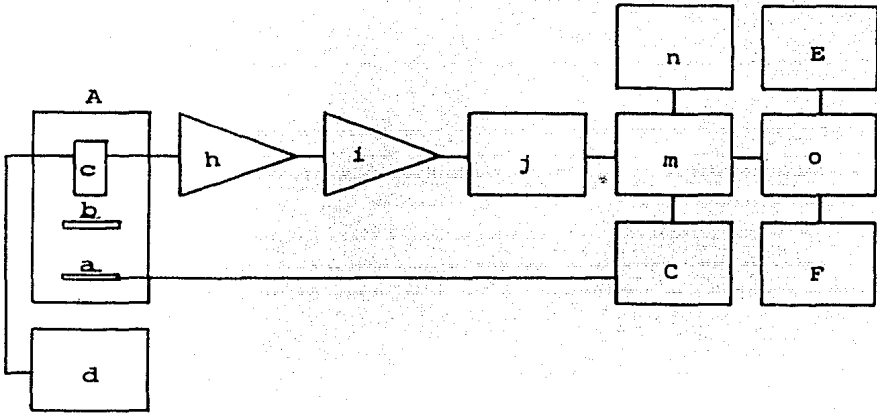


Fig. III.5.- Diagrama a cuadros del sistema multicanal con analizador automático de datos (sistema S3'), consiste de: el módulo 2000-A del sistema comercial Harshaw 2000, un preamplificador (h), un amplificador de voltaje (i), un analizador monocanal (j), un analizador multicanal (m) y como sistema de automatización un microprocesador de datos, del que se pueden aprovechar sus ventajas de velocidad, capacidad de memoria, posibilidad de conexión a un sistema de computo más grande.

forma instantánea el número de pulsos por tiempo de calentamiento del material TL. (53)

Complementariamente se acopla a este sistema un graficador -- X-Y que dibuja la forma de la curva, representando en la abscisa -- a la temperatura y en la ordenada a la señal que sale del analizador monocanal a través del medidor de relación.

Sistema S3.- El proceso de calentamiento y obtención de la señal de corriente por el tubo fotomultiplicador es la misma que para el sistema S1, también en este caso se pasa la señal a través -- de un preamplificador sensible a carga para su transformación a -- pulsos de voltaje, a un amplificador y a un analizador monocanal -- que discrimina los pulsos de tamaño de acuerdo a las condiciones -- de ancho de ventana del mismo.

Los pulsos seleccionados por el analizador monocanal pasan al analizador multicanal utilizado bajo la opción de multiescalador, el cual almacena la información en sus 1024 canales. Esta información puede ser mostrada en forma numérica digital en una pantalla (lectura integrada ó señal almacenada por canal).

Se puede acoplar a este sistema un graficador X - Y que muestra en forma analógica la forma de la curva, representando en la -- abscisa el número de canal y en la ordenada la señal que sale del analizador multicanal.

Sistema S3'.- Su funcionamiento es el mismo que para el sistema S3 hasta el almacenamiento de la información en las memorias -- del analizador multicanal, estos datos pueden salir y ser escritos en papel, tira perforada a través de un teletipo, ó bien colocarse un microprocesador de datos que tiene la posibilidad de realizar -- en forma automática y simultánea los cálculos matemáticos necesi--

rios con los datos obtenidos directamente del analizador multica--
nal. Este sistema tiene diferentes salidas ó almacenamientos de la
información manejada, como son la pantalla, discos, cinta magnéti-
ca, etc. e inclusive es posible conectarse a un sistema de cómputo
más grande y con más posibilidades.^(56, 57)

CAPITULO IV. DESARROLLO EXPERIMENTAL

Teniendo como objetivos la detección por termoluminiscencia - con los diversos sistemas presentados anteriormente, en este capítulo se describirán las condiciones de cuidado e irradiación de -- los dosímetros y se analizarán los procedimientos realizados, que son:

Selección de dosímetros

Tratamiento térmico de los dosímetros

Irradiación de dosímetros

a) con fuente de Cobalto-60 (^{60}Co)

b) con fuente de Estroncio-90 (^{90}Sr)

Cuidado en el manejo de los dosímetros

Obtención de la respuesta TL con los diferentes sistemas presentados

a) proceso de calentamiento

b) filtros de transmisión óptica y tubo fotomultiplicador

como resultado de ésto, se analiza la señal TL

1) Lectura integrada (1a. lectura)

2) Lectura residual (2a. lectura)

y se evaluará

la reproducibilidad, linealidad y resolución de la respuesta de los dosímetros con los diversos sistemas.

SELECCION DE DOSIMETROS.- Esta selección consiste en obtener un conjunto de cristales TLD-100 (LiF), que tengan una respuesta - TL con una dispersión máxima de $\pm 3\%$ en la distribución gaussiana.

Se llevó a cabo de la siguiente forma:

Se desexcitan los cristales del lote inicial (100) por medio de un recocido durante una hora a $400^{\circ}\text{C} \pm 10^{\circ}\text{C}$, en un horno de atmósfera libre y dejando que se enfríen con la inercia térmica del horno apagado. Siendo este procedimiento térmico utilizado en todos los casos.

Se irradian los cristales del lote cuidando que se realice en forma idéntica para cada uno, y finalmente, se leen los cristales con el sistema S1, obteniéndose un conjunto de detecciones, entre las que se escojen aquellas que están dentro del valor de dispersión seleccionado ($\pm 3\%$); resultando que del lote inicial de 100 cristales, 80 son seleccionados para ser utilizados en la parte experimental.

TRATAMIENTO TERMICO.- A los cristales seleccionados se les trató térmicamente de forma exactamente igual que para la selección de los dosímetros. Este tratamiento (annealing) se realiza con la finalidad de borrar toda la información que ha sido almacenada por ellos.

Después de esto, los dosímetros se clasifican y almacenan en condiciones óptimas para evitar daños mecánicos, golpes, tensiones, etc.; y evitar contaminación con polvo y grasas, así como deposición de óxidos y exposición a radiación ambiental.

IRRADIACION DE LOS DOSIMETROS.- Para irradiar los dosímetros se emplearon dos tipos de radiaciones: beta y gama de ^{90}Sr y ^{60}Co respectivamente.

Fuente de Cobalto-60 (^{60}Co).- Para irradiar los cristales

les se utilizó una fuente calibrada de ^{60}Co cuya dosis es de -----
22.03 R/h y que emite radiación gama de 1.16 y 1.33 MeV., con geo-
metría de irradiación 2π y condiciones ambientales de presión y --
temperatura del laboratorio. El esquema de la fuente e irradiador,
se muestra en la Fig. IV.1., en donde se observa que la forma del
irradiador dá la posibilidad de colocar al cristal siempre en la -
misma posición para su irradiación.

Fuente de Estroncio-90 (^{90}Sr).-- Para irradiar los cristales
se utilizó una fuente cuya dosis equivalente (μep) (Capítulo I) --
con la fuente de ^{60}Co , empleada anteriormente, a la distancia en -
que se coloca el dosímetro (0.41 cm) es de 1.91×10^4 R/h. Esta --
fuente emite radiación beta de 0.546 MeV. y se realizó la irradia-
ción en condiciones ambientales de presión y temperatura del labo-
ratorio. El esquema de la fuente se muestra en la Fig. IV.2., en -
donde se observa que la forma del irradiador dá la posibilidad de
colocar al cristal siempre en la misma posición para ser irradia--
do. Así como la forma del contenedor de la fuente permite que la -
geometría de irradiación sea 2π .

CUIDADOS EN EL MANEJO DE LOS DOSIMETROS.-- En el desarrollo de
este trabajo se emplearon cristales (LiF) Harshaw TLD-100, cuyas -
dimensiones son (3.2 x 3.2 x 0.9 mm.) debiéndose:

- i) Evitar que se caigan
- ii) Evitar que sufran esfuerzos mecánicos, como tensio---
nes, golpes, etc.
- iii) Evitar tocarlos con las manos
- iv) Evitar contaminación con polvo, grasas, etc.
- v) Irradiar sobre la misma cara, especialmente para ra--

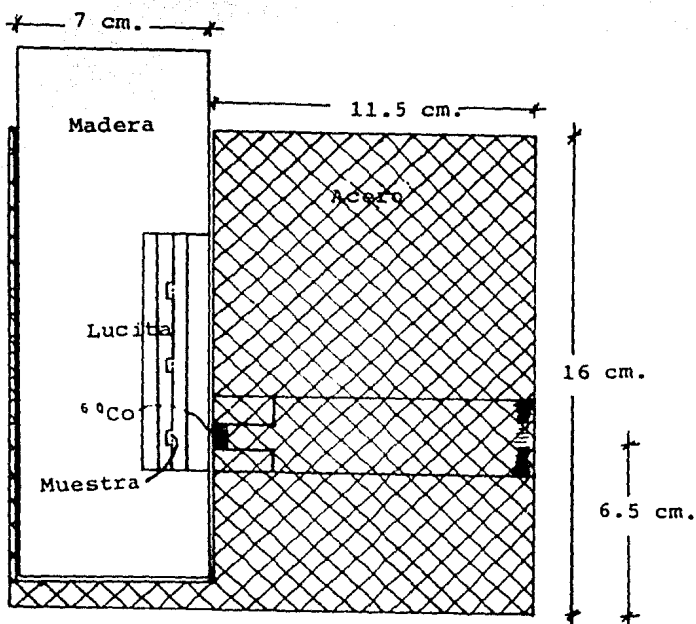


Fig. IV.1.- Esquema de la fuente de ^{60}Co e irradiator utilizados, en donde se observa que la forma del contenedor de la fuente dá la facilidad de colocar al irradiator en la misma posición para la irradiación de los dosímetros.

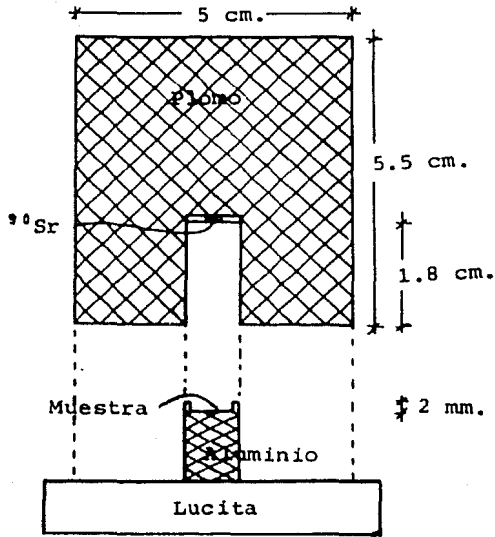


Fig. IV.2.- Esquema de la fuente e irradiator de ^{90}Sr , en donde se puede observar la forma del contenedor y lugar de colocación de los dosímetros para su irradiación dándose la facilidad de que se realice siempre sobre la misma cara del cristal.

diación beta

- vi) Leerlos en atmósfera de nitrógeno, para evitar el depósito de óxidos
- vii) Tomar la lectura de la cara que fué irradiada, principalmente para radiación beta.

OBTENCION DE LA RESPUESTA TL CON LOS DIFERENTES SISTEMAS.- Para la obtención de la respuesta, se realizó lo siguiente:

Proceso de calentamiento.- Se lleva a cabo a través de la resistencia eléctrica de la plancheta metálica, seleccionándose una rampa de calentamiento de 10°C/seg., y llegándose a una temperatura de 300°C, lo que se muestra en la Fig. IV.3. observándose que el calentamiento es lineal.

Al colocarse el dosímetro en la plancheta, la temperatura de ésta se transmite a él, calentándolo e iniciándose el vaciado de las trampas producidas en la irradiación.

Este proceso de calentamiento se realiza en una atmósfera de nitrógeno para evitar la humedad ambiental y el depósito de óxidos en la superficie del dosímetro.

Filtros de transmisión óptica y tubo fotomultiplicador.- Se empleó un filtro óptico color cobalto (azul), el cual transmite longitudes de onda entre 3500 y 6000 Å evitando el paso de la emisión roja e infrarroja. La luz transmitida es captada por el tubo fotomultiplicador (T. F. M.), y transformada en una corriente eléctrica, proporcional a la señal luminosa recibida; de ahí que del análisis de esta corriente, se obtenga información de la señal TL.

La corriente obtenida es cuantificada en los diferentes sistemas antes propuestos (Capítulo III). Esta cuantificación será pre-

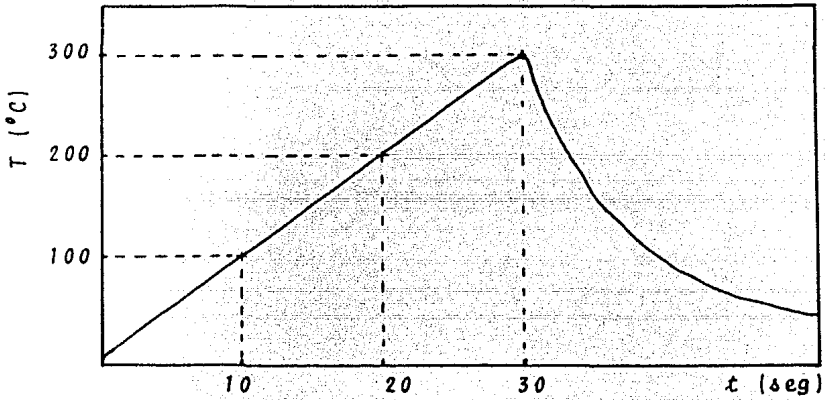


Fig. IV.3.- Rampa de calentamiento, de la plancheta cale--
factora, seleccionada a $10^{\circ}\text{C}/\text{seg}$. en donde pue
de observarse el comportamiento lineal.

sentada posteriormente.

Debido a que durante el proceso de calentamiento no todas las trampas producidas durante la irradiación son evacuadas, es necesario repetir este procedimiento varias veces para tener al cristal "totalmente" limpio. En este caso se corrió el intervalo de temperatura dos veces, obteniéndose correspondientemente dos lecturas. La primera lectura es el valor integrado del área bajo la curva entre las temperaturas fijadas para el análisis, esta lectura corresponde al primer calentamiento, en el que se vacían la mayoría de las trampas y llamándosele "lectura integrada". La segunda, que es aproximadamente 100 veces menor que la lectura integrada es llamada "lectura residual" y corresponde al segundo calentamiento del dosímetro.

Para analizar la señal TL, en forma de corriente eléctrica, primeramente se comprobó el paso de ésta para posteriormente checar la reproducibilidad, linealidad* y resolución** en la respuesta de los dosímetros para cada uno de los sistemas.

La comprobación del paso de la señal TL se realizó por medio de un osciloscopio a la salida de los diferentes módulos que forman parte de los sistemas empleados para verificar que están funcionando correctamente. Las condiciones de operación experimentales para cada uno de estos se muestran en el Apéndice.

La reproducibilidad es comprobada al llevar a cabo la lectura de los dosímetros después de haber sido irradiados durante iguales

* La linealidad es la relación que se obtiene entre la señal TL y la dosis.

** La resolución es la relación que existe entre la profundidad de los picos y el ancho de los mismos a la mitad de su altura, tomándose en cuenta la escala utilizada para cada sistema presentado.

tiempos obteniéndose promedios y desviación estándar para cada sistema.

La linealidad se efectúa mediante la irradiación de los dosímetros durante diferentes tiempos, obteniéndose, así, la relación para cada uno de los sistemas empleados.

La resolución, físicamente, es la capacidad de diferenciar valores de la señal TL a temperaturas cercanas.

De acuerdo con lo anteriormente expuesto, se obtuvieron los datos y gráficas que se presentan y analizan en el siguiente capítulo.

CAPITULO V. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

En este capítulo se presenta la comparación de los datos obtenidos como resultado del desarrollo experimental de este trabajo.

ANÁLISIS DE LOS DATOS.- El análisis y evaluación de la reproducibilidad, la linealidad y la resolución en la respuesta de los dosímetros con cada uno de los sistemas presentados, se realizó de acuerdo con lo expuesto en el Capítulo IV.

Para obtener la reproducibilidad en valor de la respuesta TL de los dosímetros, se hicieron los calentamientos respectivos a -- tiempos de irradiación iguales, obteniéndose un conjunto de lecturas, de las cuales se sacó el promedio (\bar{x}) y la desviación estándar ($\sigma_{\bar{x}}$) usando las siguientes ecuaciones:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (52)$$

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (53)$$

En las Figs. V.1., V.2., y V.3., donde se muestran las curvas de TL correspondientes a los tres sistemas empleados, se puede observar gráficamente la reproducibilidad en forma de dichas curvas.

La linealidad se observa al graficar la intensidad TL v.s. la dosis de exposición. Estas curvas se muestran en las Figs. V.4., - V.5. y V.6..

Usando las ecuaciones

$$m = \frac{\sum xy - \frac{1}{n} \sum x \sum y}{\sum x^2 - \frac{1}{n} (\sum x)^2} \quad (54a)$$

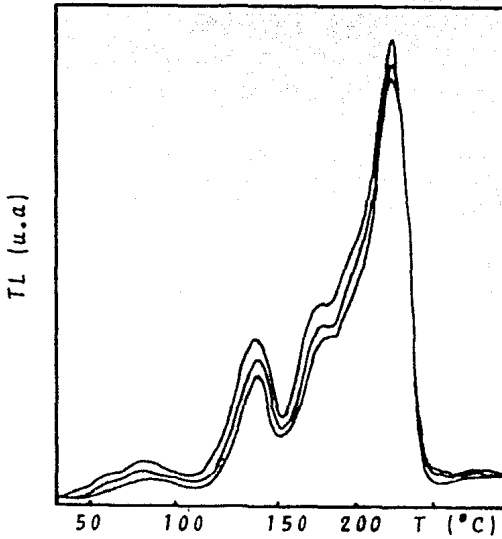


Fig. V.1...- Curvas TL correspondientes a irradiaciones con el mismo tiempo de irradiación para el sistema 1. Puede observarse la reproducibilidad en la forma de estas curvas. La escala utilizada fué de $X = 50 \text{ mV/cm}$ y $Y = 5 \text{ mV/cm}$.

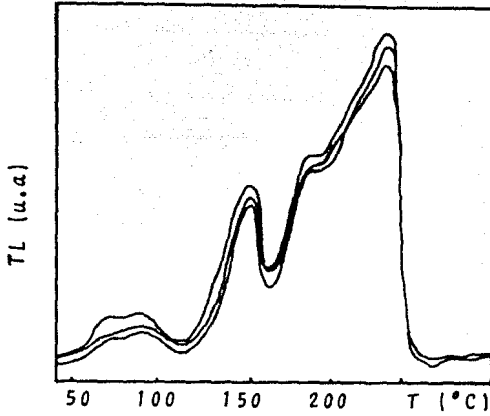


Fig. V.2.- Curvas TL correspondientes a tiempos de irradiación iguales, observándose la reproducibilidad en la respuesta de los dosímetros para el sistema 2. Las escalas empleadas fueron: ----- X = 50 mV/cm y Y = 10 mV/cm.

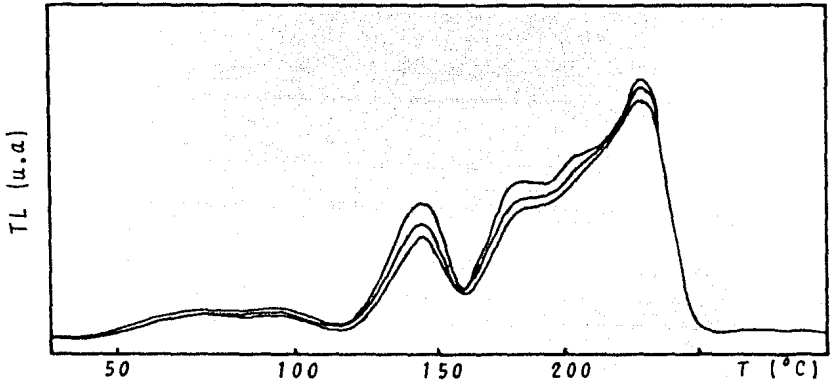


Fig. V.3.- Curvas TL obtenidas con iguales tiempos de irradiación y en donde se observa la reproducibilidad en la forma de la respuesta de los dosímetros para el sistema 3. Las escalas fueron: --- X = 0.2 V/cm y Y = 0.5 V/cm.

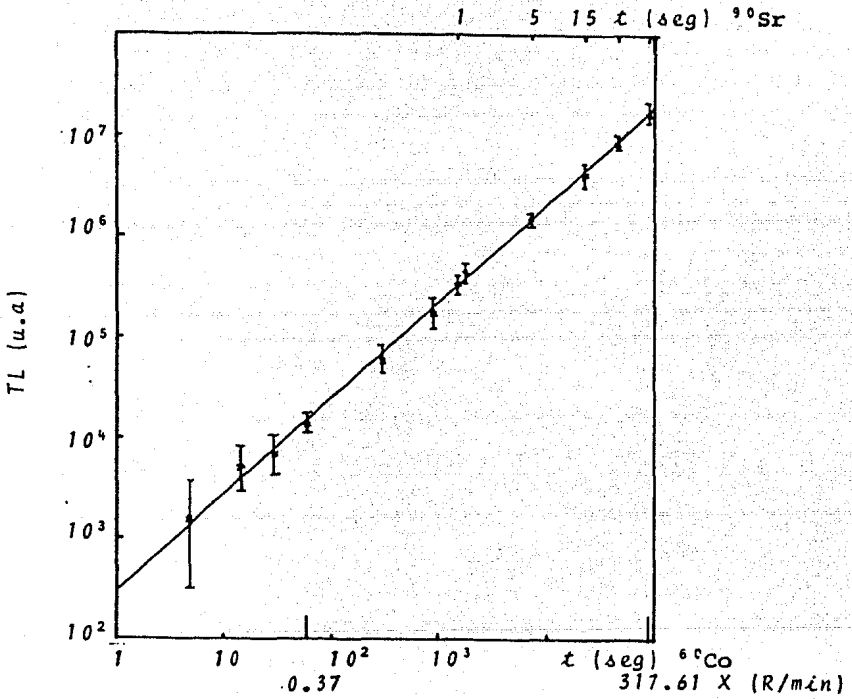


Fig. V.4...- Curva de calibración de la respuesta TL de los dosímetros con las condiciones de operación dadas en el apéndice para el sistema 1. En donde se observa una relación lineal entre la señal - TL y la exposición, relacionándola con el tiempo de irradiación.

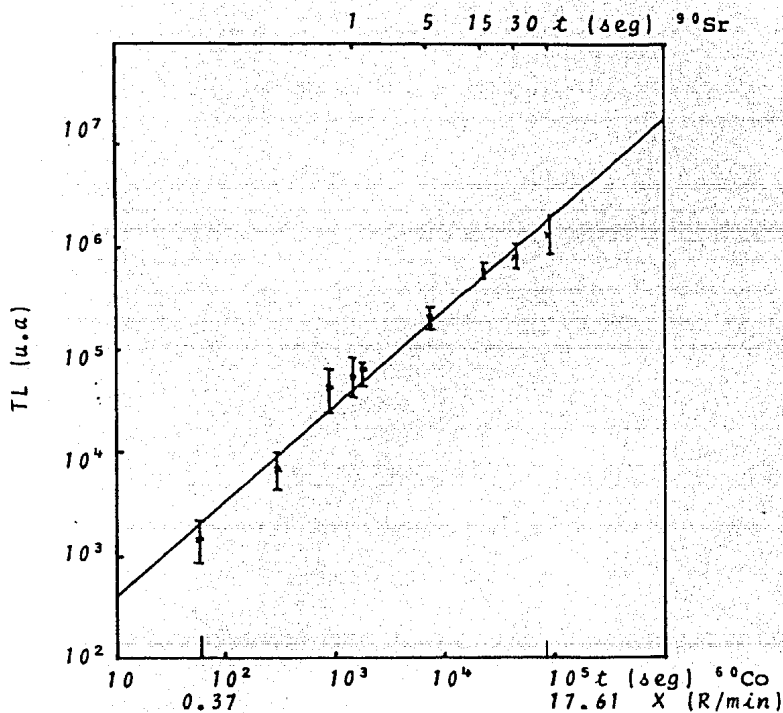


Fig. V.5.- Curva de calibración de la respuesta TL de los dosímetros con las condiciones de operación experimentales presentadas en el apéndice para el sistema 2; observándose una relación lineal entre la señal TL y la exposición. Y encontrándose también la relación entre la exposición y el tiempo de irradiación.

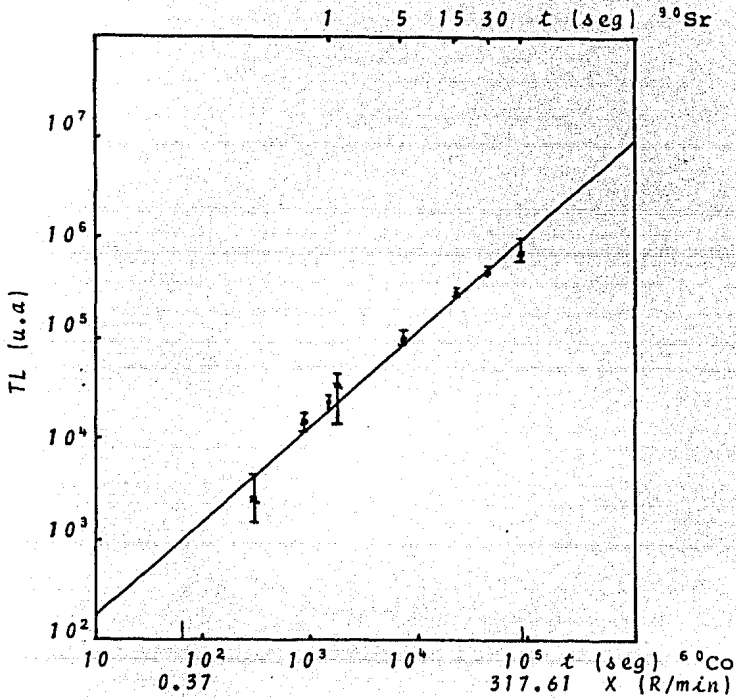


Fig. V.6.- Curva de calibración de la respuesta TL de los dosímetros con las condiciones de operación dadas en el apéndice para el sistema 3. Se observa una relación lineal entre la señal TL y la exposición y encontrándose la relación entre la exposición y el tiempo de irradiación.

$$b = \bar{y} - m\bar{x} \quad (55) \quad (54b)$$

$$r^2 = \frac{(\sum xy - \frac{1}{n} \sum x \sum y)^2}{(\sum x^2 - \frac{1}{n} (\sum x)^2) (\sum y^2 - \frac{1}{n} (\sum y)^2)} \quad (55) \quad (54c)$$

en donde m es la pendiente y b es la ordenada al origen, se calcularon los parámetros característicos de cada sistema, así como el coeficiente de correlación (r^2).

Los valores obtenidos para r^2 son: $r^2(S1) = 0.998$, $r^2(S2) = 0.98$ y $r^2(S3) = 0.98$; de donde se puede concluir que la relación es lineal, ya que la variación porcentual máxima de dicho coeficiente es del 2% (el coeficiente de correlación valdrá uno para curvas en las que todos sus puntos caen en ellas).

La resolución se obtuvo a partir de los datos sacados de las Figs. V.7., V.8. y V.9. haciéndose los cambios de unidades necesarios para su comparación, ya que están dibujadas en diferente escala.

Dicha comparación se realizó entre el sistema S1 (tomado como base) y los sistemas S2 y S3, de tal forma que su resolución se toma como 1, obteniéndose que para el pico 3 del sistema S2, la resolución es de 1.32, mientras que para el pico 5 es de 1.43. Finalmente la resolución del sistema S3, para el pico 3 es de 6.19, mientras que para el pico 5 es de 2.87.

COMPARACION DE LOS RESULTADOS.- Para poderla llevar a cabo, es necesario normalizar la respuesta de los diferentes sistemas realizándose las siguientes relaciones:

- i) exposición con ^{60}Co -exposición con ^{90}Sr
- ii) calibración respecto a dosis

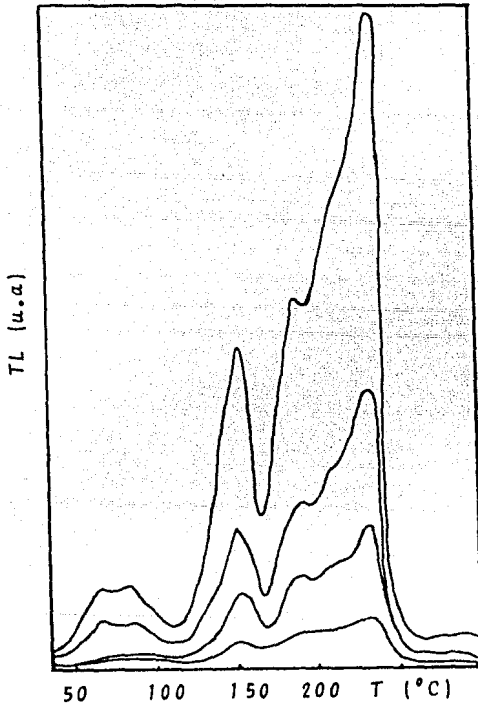


Fig. V.7.- Curvas TL obtenidas para irradiaciones con diferentes tiempos de irradiación con el sistema 1. Observándose que los picos máximos se presentan a la misma temperatura. Las escalas utilizadas son $X = 50 \text{ mV/cm}$ y $Y = 5 \text{ mV/cm}$.

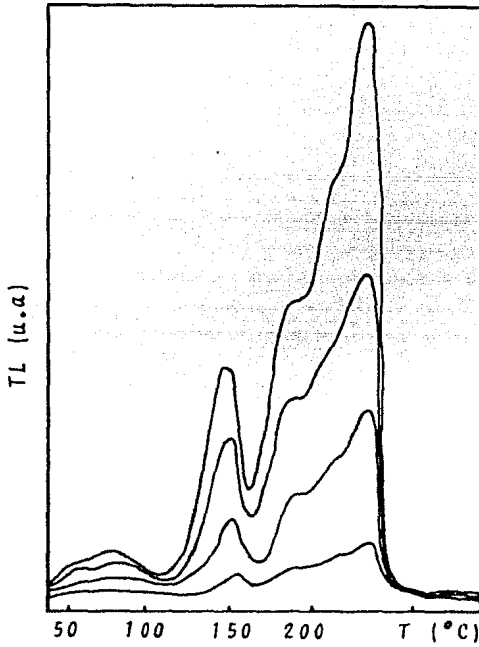


Fig. V.8.- Curvas TL para diferentes tiempos de irradiación, correspondientes al sistema 2. Se puede observar que los picos máximos se presentan a la misma temperatura. Las escalas utilizadas son $X = 50 \text{ mV/cm}$ y $Y = 10 \text{ mV/cm}$.

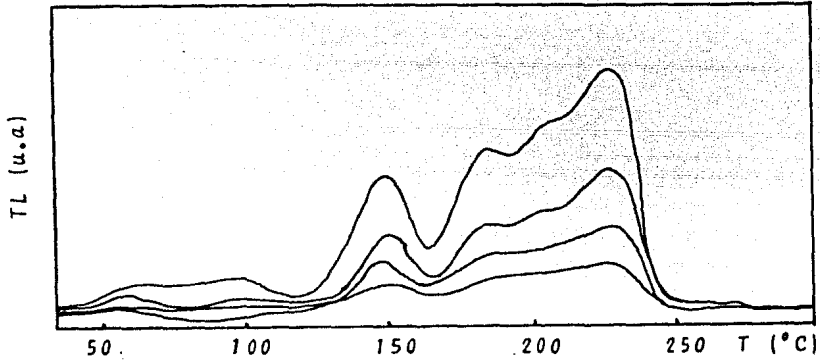


Fig. V.9.- Curvas TL con diferentes tiempos de irradiación para el sistema 3, se observa que los picos --- máximos se presentan a la misma temperatura. -- Las escalas empleadas son $X = 0.2 \text{ V/cm}$ y ----- $Y = 0.5 \text{ V/cm}$.

iii) carga-cuentas (señal TL-cuentas)

a) entre sistemas S1 y S2

b) entre sistemas S1 y S3

iv) temperatura-número de canal

Exposición con ^{60}Co -exposición con ^{90}Sr .- De la Fig. V.4. se obtuvo la relación entre la exposición de la fuente de ^{60}Co utilizada y la de ^{90}Sr en dosis equivalente (Capítulo I), encontrándose una desviación estándar menor al 1% en la pendiente de cada una -- (por separado). Tomándose los datos en forma continua, es decir pa-
ra las dos fuentes juntas, se obtuvo que la fuente de ^{60}Co muestra una exposición de $3.67 \times 10^{-1} \text{ R/mín.}$ (22.03 R/h) y la de ^{90}Sr una exposición equivalente a ^{60}Co de $3.18 \times 10^2 \text{ R/mín.}$ ($1.9 \times 10^4 \text{ R/h}$) con lo que, relacionando a tiempo de irradiación, se obtiene que -
5 seg. de irradiación con la fuente de ^{90}Sr equivale a aproximada-
mente 2 horas con la de ^{60}Co .

Calibración respecto a dosis.- Por medio de la irradiación de 10 dosímetros con una fuente calibrada de ^{60}Co (Teratron del Ins-
tituto Nacional de Cancerología) de 70 rad/mín (0.7 Gy/mín), se ob-
tuvo una relación lineal entre la señal TL observada y la rapidez
de dosis.

Empleando esta calibración, se obtuvieron las dosis para cada uno de los tiempos de irradiación de las fuentes utilizadas, resul-
tando que la fuente de ^{60}Co tiene una rapidez de dosis de -----
 $3.19 \times 10^{-3} \text{ Gy/mín}$ ($3.19 \times 10^{-1} \text{ rad/mín}$) y la de ^{90}Sr una rapidez
de dosis equivalente de 2.76 Gy/mín ($2.76 \times 10^2 \text{ rad/mín}$!).

Carga-cuentas.- Esta relación es necesaria para la compara-
ción posterior de la respuesta de los dosímetros y se realizó en-
tre el sistema S1 y los sistemas S2 y S3. Para ambos sistemas se -

observa en gráficas carga (señal TL) v.s. cuentas.

Esta relación para el sistema S2 se puede observar en la Fig. V.10.a.; y la del sistema S3 se presenta gráficamente en la Fig. V.10.b.. Los parámetros característicos de esta relación se obtuvieron con las ecuaciones (54). La relación en estos casos es lineal con una variación máxima porcentual del coeficiente de correlación de 2.1%.

Temperatura-número de canal.- Basados en el hecho de que la velocidad de calentamiento de la plancheta es de $10^{\circ}\text{C}/\text{seg}$ y el multicanal tiene 1024 canales que son recorridos en 30 segundos, alcanzándose una temperatura de 300°C , a cada canal le corresponden 0.29°C . El pico más alto se encuentra en el canal 718 ± 35 , que equivale a una variación de $\pm 5\%$ del número de canal correspondiente.

DISCUSION.- Habiéndose realizado las normalizaciones necesarias, se compararon los resultados obtenidos, teniéndose que:

a) Empleando los parámetros de calibración señal TL-cuentas, para cada sistema, se sustituyen los valores obtenidos para la reproducibilidad teniéndose:

i) Sistema S2.- Se toman en valor promedio de la reproducibilidad $\{567785 \pm 17758 \text{ cuentas}\}$ quedando $4.25 \pm 0.13 \text{ u.a.}$, que es el valor promedio de la reproducibilidad en señal TL

ii) Sistema S3.- Tomándose el valor promedio de la reproducibilidad $\{291822 \pm 23355 \text{ cuentas}\}$ se obtiene $4.63 \pm 0.36 \text{ u.a.}$

De esta forma, la reproducibilidad en valor de la lec

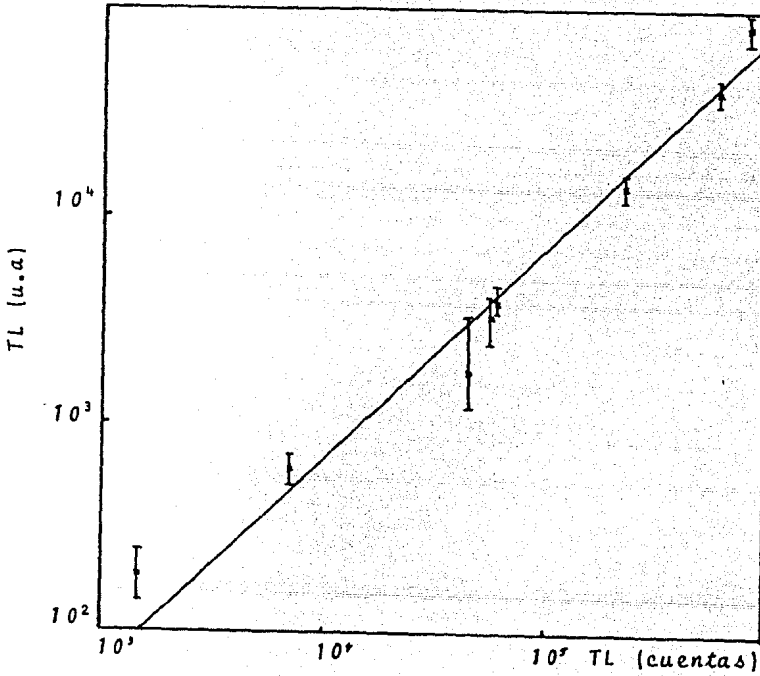


Fig. V.10.a...- Relación carga-cuentas obtenida para el sistema 2, observándose una relación lineal entre la señal TL (en μC ó nC) y la señal TL (en cuentas).

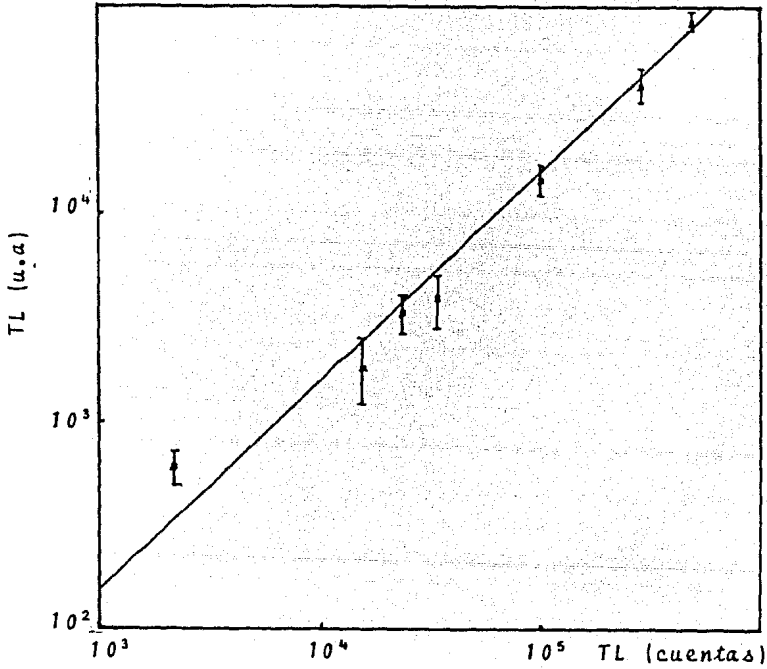


Fig. V.10.b.-- Relación carga-cuentas obtenida para el sistema 3, en donde se observa una relación lineal entre la señal TL (en μC ó nC) y la señal TL (en cuentas).

tura integrada obtenida para cada uno de los sistemas es de:

$$4.5 \pm 0.18 \text{ u.a.}$$

$$4.25 \pm 0.13 \text{ u.a.}$$

$$4.63 \pm 0.36 \text{ u.a.}$$

Utilizando las ecuaciones (52) y (53) se tienen los valores promedio y desviación estándar que son:

$$4.46 \pm 0.19 \text{ u.a.},$$

donde la desviación estándar significa la fluctuación de los valores respecto del promedio y representa el 4.26% de este valor.

- b) La resolución de la respuesta de los dosímetros para cada sistema se basa en la normalización al valor 1 para el sistema S1 (tomado como base de comparación), de esta forma, para el sistema S2, la resolución del pico 3 es de 1.32 y para el pico 5 de 1.43; finalmente, para el sistema S3 es de 6.19 y 2.87 para los picos 3 y 5 respectivamente. De donde se puede observar, que existe una mejor resolución de la señal TL cuando se emplea el sistema S3.
- c) La respuesta de los dosímetros para cada uno de los sistemas empleados sigue una relación lineal.
- d) La temperatura a la que se encuentra el pico máximo presenta una fluctuación de 10°C, lo que representa un 5% respecto del valor dado por el fabricante. Esta fluctuación se encuentra en los tres sistemas.
- e) Finalmente, una vez obtenidos todos los datos de la lectura TL para los sistemas S2 y S3 en carga (señal

TL), se graficaron, para la comparación final, las -- curvas de calibración para los tres sistemas emplea-- dos. Se encontró que éstos presentan una respuesta se mejante. La gráfica de esta comparación se puede ob-- servar en la Fig. V.11..

Finalmente, en la Tabla V.1., se muestra un resumen de los re sultados obtenidos en el análisis de los datos experimentales.

CONCLUSIONES.- Después de haber obtenido:

i.- La linealidad y la reproducibilidad, en forma y va-- lor, de la respuesta termoluminiscente de los dosímetros a las ra diaciones beta y gama

ii.- La calibración de la señal TL (carga-cuentas) y

iii.- La calibración temperatura-número de canal

para las diferentes instrumentaciones utilizadas, se concluye que:

1.- Con el equipo comercial de lectura termoluminiscente, Har shaw 2000, que solo dá la lectura integrada, no se pueden elegir, sin pérdida de información, zonas específicas para ser analizadas. Una vez obtenidos los datos, éstos solo pueden ser procesados en - forma manual.

2.- El equipo de lectura termoluminiscente Harshaw 2000-A y - monocanal, al igual que el equipo anterior, solo proporciona la -- lectura integrada, por lo que se necesita la relación entre la se-- ñal TL en carga del equipo Harshaw 2000 y la señal TL en cuentas - del sistema monocanal utilizado.

El monocanal es un equipo que se tiene en laboratorios donde se trabaja con radiación. Como en el sistema anterior, no se pue-- den elegir zonas especiales para su estudio y el manejo de los da-

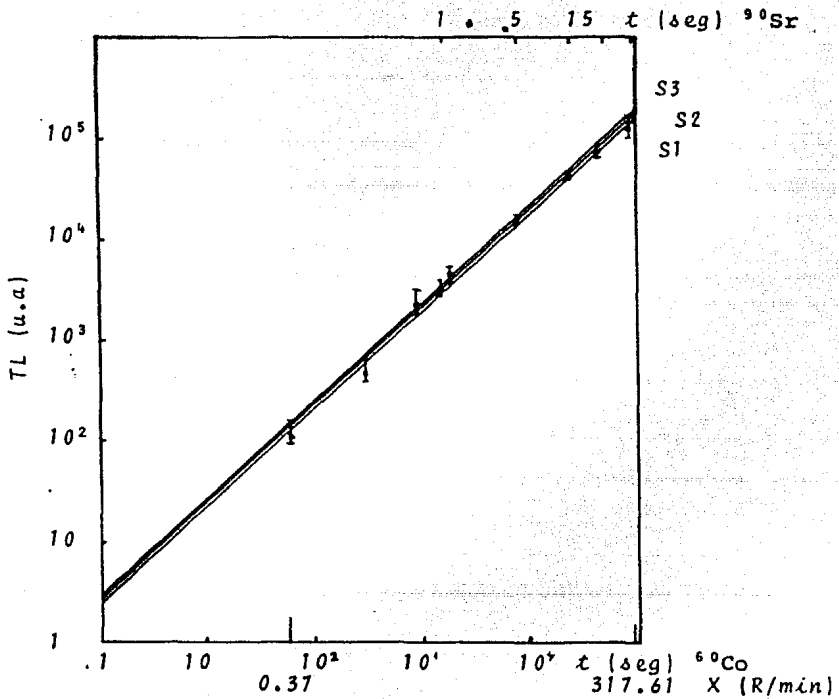


Fig. V.11.- Comparación de las curvas de calibración para los sistemas presentados, observándose que la respuesta de los dosímetros es una relación lineal entre la señal TL y la exposición para cada uno de los sistemas.

SISTEMA	REPRODUCIBILIDAD	LINEALIDAD (r^2)	RESOLUCION	
S1	4.5 ± 0.18	0.998	PICO 3	1 ± 0.0455
			PICO 5	1 ± 0.0455
S2	4.25 ± 0.13	0.98	PICO 3	1.32 ± 0.0498
			PICO 5	1.43 ± 0.0498
S3	4.63 ± 0.36	0.98	PICO 3	6.10 ± 0.0348
			PICO 5	2.87 ± 0.0348

Tabla V.1.- Tabla en que se muestra el promedio y la desviación estándar, para cada uno de los sistemas, de la reproducibilidad en la respuesta de los dosímetros; el coeficiente de correlación para la relación entre la señal TL y la exposición (curva de calibración) y la resolución de los picos 3 y 5 - normalizados a los del sistema S1 (tomado como referencia).

tos es en forma manual, sin embargo se pueden ajustar niveles de voltaje (ventanas) para eliminar en lo posible el ruido electrónico sin perder información.

3.- El equipo de lectura termoluminiscente Harshaw 2000-A y multicanal además de proporcionar la lectura integrada, tiene la facilidad de elegir zonas, sin pérdida de información, (entre canales, por mitades ó cuartos de señal, etc.), trasladar la señal de una parte a otra de la pantalla para hacer comparaciones, comprimirla ó expandirla totalmente ó por zonas, etc. teniéndose también la posibilidad de manejar, por medio de sistemas computarizados, tales como microprocesadoras, los datos obtenidos.

Para este equipo es necesario conocer, además de la relación entre la temperatura y el número de canal, la relación de la señal termoluminiscente en cuentas a carga.

De acuerdo con lo expuesto anteriormente respecto a la linealidad, reproducibilidad y resolución, así como la comparación de los tres sistemas empleados, se concluye que:

Los sistemas S2 y S3 (Harshaw 2000-A y monocal, Harshaw 2000-A y multicanal) son los que más ventajas presentan, ya que contando tan solo con un sistema de calentamiento y un receptor de la señal luminosa (T. F. M.), se puede captar la señal termoluminiscente, y cuantificar dicha señal con cualquier sistema de conteo.

Finalmente, con las condiciones de operación utilizadas (Tabla A.1.), se obtuvo, para el sistema S3 una reproducibilidad con un $\pm 4\%$ de variación, una linealidad con un $\pm 2\%$ de variación y una mejor resolución que para los sistemas S1 y S2; razón por la cual

se recomienda el uso del analizador termoluminiscente Harshaw 2000
-A y multicanal (S3).

APENDICE. CALIBRACION

La calibración del sistema Harshaw 2000 se realizó de la siguiente forma:

- a) Analizador termoluminiscente (módulo 2000-B)
- b) Voltaje de operación del T. F. M.
- c) Velocidad de calentamiento
- d) Calibración respecto a la temperatura a que deben presentarse los picos termoluminiscentes referidos a TLD-100 donde el pico más alto se encuentra a 195°C.

Se llevó a cabo bajo los pasos siguientes:

Calibración del analizador termoluminiscente.- Se realiza de la siguiente manera:

- i) Se selecciona un período de integración (tiempo de lectura) de 10 seg. con la perilla "period" del módulo 2000-B
- ii) La perilla "meter" se coloca en "current"
- iii) Se saca la plancheta completamente para que el T. F. M. reciba la luz guía
- iv) Se integra la señal por 10 seg.
- v) Si el valor obtenido es diferente de 21 nC, se ajusta el alto voltaje del módulo 2000-B hasta que se obtenga este valor. (54)

Determinación del voltaje de operación del T. F. M.- El T. F. M. convierte la señal luminosa que recibe en una corriente; para una cantidad fija de luz, la magnitud de la señal eléctrica emitida depende del voltaje aplicado. Si el T. F. M. está conectado pero no recibe señal luminosa, se produce una corriente de menor -

intensidad, que se debe al ruido electrónico y que también es proporcional al voltaje aplicado.

Si la señal que produce el T. F. M. cuando tiene frente a él a la fuente luminosa se llama "A" y a la de ruido "B", entonces el voltaje de operación es aquel en el que tengamos mínima señal "B" y máxima señal "A", por lo tanto, el voltaje deseado será aquel en el que la relación

$$\frac{(A - B)^2}{B}$$

sea máxima.

Para obtener el voltaje de operación se efectúan los siguientes pasos:

- i) Se aplica el voltaje mínimo del aparato colocando la perilla "meter" en "volt"
- ii) Se varía el voltaje de 50 en 50 volts midiéndolo en la escala inferior de la pantalla con dos escalas
- iii) Se mide el valor integrado de "A" (con la plancheta completamente fuera) y el valor integrado "B" (con la plancheta cerrada) en la pantalla luminosa (en μC ó μ) (54)

Calibración de la perilla de temperatura.- El elemento calefactor del detector termoluminiscente consiste de una plancheta de metal, a la cual se le puede incrementar su temperatura con diferentes velocidades de calentamiento (entre 0 y 30°C/seg). Y se realiza de la siguiente forma:

- i) Se fija una temperatura de calentamiento con la perilla "heater temperature max" y el tiempo de calentamiento con la perilla "period"

	SISTEMA S1	SISTEMA S2	SISTEMA S3
Voltaje de operación	800 volts	800 volts	800 volts
Intervalo de temperatura	0-987°C	0-987°C	0-987°C
Intervalo de corriente	10^{-6} - 10^{-9} amp.		
Ganancia		3 K	3 K
Tiempo de formación del pulso		0.5 μseg.	0.5 μseg.
Polaridad de entrada		negativa	negativa
Polaridad de salida		positiva	positiva
Nivel superior de discriminación del SCA		10 volts	10 volts
Nivel inferior de discriminación del SCA		1.5 volts	1.5 volts
Intervalo de relación de la medida		10^5	10^5
Analizador multicanal			multiescalador
Tiempo de barrido del MCS			3×10^{-2} seg.
Para el graficador			
Escala X	50 mV/cm.	50 mV/cm.	0.2 V/cm.
Escala Y	5 mV/cm.	10 mV/cm.	0.5 V/cm.

Tabla A.1.- Condiciones de operación experimentales para cada uno de los tres sistemas empleados.

El fabricante dá, como temperatura para el pico máximo 195°C; en el equipo se obtiene de 210°C, por lo que para hacer esta calibración y que los datos del fabricante resulten concordantes con los obtenidos, se encuentra que el factor de calibración es de ---15°C.

REFERENCIAS

1. Wehr, M.R., Richards, J.A., Adair, T.W.
Physics of the atom
Addison Wesley. (1977)
2. Gamow, G.
Biografía de la física
Harper & Row, Publishers. (1971)
3. Weisskopf, V.F.
Physics in the twentieth century
MIT press. (1972)
4. Acosta, V., Cowan, C.L., Graham, B.J.
Essential of modern physics
Harper & Row, publishers, Inc. (1972)
5. Mann, W.B., Garfinkel, S.B.
Radiactividad y su medida
Van nostrand momentum books. Reverté
6. Beiser, A.
Fundamentals of modern physics
McGraw-Hill Co. (1978)
7. Symon, K.R.
Mecánica
Ed. Aguilar. (1960)
8. Ley Koo, E.
Radioisótopos (Teoría y experimentación)
Tesis profesional (U.A.P.).
9. Price, W.J.
Nuclear radiation detection
McGraw-Hill Co. (1972)
10. Knoll, Glen F.
Radiation detection and measurement
John Wiley & Sons (1979)
11. Tait, W.H.
Radiation detection
Butterworths publishers, Inc. (1980)
12. Apuntes del curso de protección radiológica
Tecnológico de Georgia, Atlanta, U.S.A. (1981)
13. Evans, R.D.
The atomic nucleus
McGraw-Hill Co. (1955)

14. Apuntes del curso de radioisótopos
UNAM-INEN
15. Cameron, J.R., Suntharalingam, N., Kenney, G.N.
Thermoluminescent dosimetry (TLD)
The university of wisconsin press. (1968)
16. Sowby, F.D.
Radiation protection and the international commission on -
radiological protection (ICRP)
Radiation protection dosimetry, 1, 4.
Nuclear technology publishing. (1982)
17. Caswell, R.S.
Radiation protection and the international commission on -
radiation units and measurements (ICRU).
Nuclear technology publishing. (1982)
18. ICRU reporte 19. (1971)
19. ICRU reporte 19 (suplemento). (1973)
20. ICRU reporte 30. (1979)
21. Martin, A., Harbison, S.A.
An introduction to radiation protection
Science paperbacks. (1979)
22. Greening, J.R.
Fundamentals of radiation dosimetry
Medical physics handbook 6
Adam hilger. (1981)
23. Johns, H.E., Cunningham, J.R.
The physics of radiology
Springfield ch. C. Thomas. (1969)
24. Brondo, M.A.
Efectos y dosimetría de la radiación ionizante en crista--
les de LiF, TLD-100-
Tesis profesional (Físico) UNAM (1976)
25. Kittel, C.
Introduction to solid state physics
J. Wiley & sons, Inc. (1979)
26. Curie, D.
Luminiscence in crystals
J. Wiley & sons, Inc. (1963)
27. Schulman, J.H.
The survey of luminiscence dosimetry
USAEC. (1965)

28. Becker, K.
Solid state dosimetry
CRC press, Cleveland, Ohio. (1977)
29. Leverenz, H.W.
An introduction to luminescence of solids
J. Wiley & sons Inc. (1950)
30. Klick, C.C., Clafy, W.E., Gorbics, C.S., Attix, F.H.,
Schulman, J.H., Allard, J.G.
J. Appl. Phys. 38, 3867. (1977)
31. Christy, R.W., Johnson, N.M., Wilbarg, R.R.
J. Appl. Phys. 38, 2099. (1967)
32. Mayhugh, M.R., Christy, R.W., Johnson, N.M.
J. Appl. Phys. 41, 2968. (1970)
33. Miller, L.D.
J. Appl. Phys. 41, 3687. (1970)
34. Mayhugh, M.R.
J. Appl. Phys. 41, 4776. (1970)
35. Rossiter, M.J., Rees-Evans, D.B., Ellis, S.C.,
Griffiths, J.M.
J. Appl. Phys. 4, 1245 (1971)
36. Dryden, J.S., Shuter, B.
J. Phys. D Appl. Phys. 6, 123. (1973)
37. Crittenden, G.C., Townsend, P.D., Gilkes, J.,
Wintershill, M.C.
J. Phys. D Appl. Phys. 7, 2410. (1974)
38. Hirata, J., Harvo, S., Crawford, J.R. Jr.
J. Appl. Phys. 38, 2433. (1977)
39. Schulman, J.H.
Principles of solid state luminescence dosimetry
USAEC. (1975)
40. Daniels, F.
Thermoluminescence final report
USAEC. (1975)
41. Scharmann, A.
Applied thermoluminescence of solids
J. Wiley & sons. Inc. (1950)
42. Nambi, K.S.V.
Discovery of TL
Health Physics 28, 482. (1975)

43. Mc. Kinlay, A.F.
Thermoluminescence dosimetry
Adam Hilger. (1981)
44. Attix, F.H., Roesch, W.C.
Radiation dosimetry
Academic press. (1968)
45. Jain, S.C., Mehendru, P.C.
Phys. Stat. Sol. 54, 957. (1979)
46. Cameron, J.R., Zimmerman, D., Bland, R., Kenney, G.,
Buch, R., Grant, R.
Health Physics 10, 25. (1964)
47. Nakajima, T., Murayama, Y.
Health Physics 36, 79. (1979)
48. Bradbury, M.H., Nwosu, B.C.E., Lilley, E.
J. Phys. D Appl. Phys. 9, 1009. (1976)
49. Cameron, J.R., Zimmerman, D.W., Rhyner, C.R.
Annealing characteristics of LiF
Thermoluminescence of geological material. (1966)
50. CRC Handbook of Chemistry and Physics
61st edition. 1980-1981
51. Cameron, J.R., Zimmerman, D.W., Bland, R.
TL v.s. Roentgen in LiF: A proposed mathematical model
USAEC. (1975)
52. Moreno, A., Espinosa, G.
Choice of photomultiplier tube, light coupling transmi-----
ssion and electronic instrumentation for TL dating
Fact 2, 57. (1978)
53. Moreno, A.
Comparative thermoluminescence results using two different
instrumentation
Rev. Mex. Fis. 26 (1), 115. (1979)
54. Instruction manual model 2000 thermoluminescence analyzer
The Harshaw Chemical Co.
55. Manual de aplicaciones y programas
Hewlett Packard. HP-25. (1975)
56. Moreno, A.
Comunicación personal
57. Espinosa, G.
Comunicación personal