

16

2 ejm



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

MEDIDAS DE SUPRALINEALIDAD EN LA RESPUESTA TERMOLUMINISCENTE DE LiF:Mg,TI EXPUESTO A RADIACION Y RAYOS X DE BAJA ENERGIA

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

ARMANDO FLORES MORENO

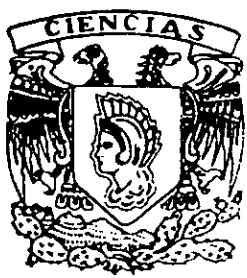


DIRECTORA DE TESIS: DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUES

FACULTAD DE CIENCIAS SECCION ESCOLAR

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

258294





Universidad Nacional
Autónoma de México



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 está 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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVANZADA DE
MEXICO

M. en C. Virginia Abrin Batule
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
P r e s e n t e

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis: Medidas de supralinealidad en la respuesta termoluminiscente de LiF:Mg, Ti expuesto a radiación β y rayos X de baja energía.

realizado por Armando Flores Moreno

con número de cuenta 8955425-2 , pasante de la carrera de Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUES

Virginia Ester Brandan
Jorge Rickards

Propietario DR. JORGE RICKARDS CAMPBELL

Propietario M. EN C. BEATRIZ ELIZABETH FUENTES MADARIAGA *Beatriz E. Fuentes M.*

Suplente DRA. MARIA ISABEL GAMBOA DE BUEN

IBB

Suplente M. EN C. OLGA LETICIA AVILA AGUIRRE

Ruelas
Consejo Departamental de Física
DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FISICA



AGRADECIMIENTOS

Con el presente trabajo pretendo dar la mayor de las gratificaciones y satisfacciones a todos aquellos que de alguna manera me apoyaron incondicionalmente para poder llegar al término de este.

Mi mayor agradecimiento es para mi directora de tesis **Dra. María Ester Brandan** por brindarme todo su apoyo y parte de su valioso tiempo, así como por sus valiosos comentarios a lo largo del desarrollo de esta tesis. Muchas gracias.

Quiero agradecer a los miembros del comité sinodal Dra. María Ester Brandan, Dra. Ma. Isabel Gamboa de Buen, M. en C. Olga Avila, Dr. Jorge Rickards Campbell y M. en C. Beatriz Fuentes Madariaga por las atenciones que me han brindado.

Así mismo quiero, agradecer a mis amigos y compañeros del laboratorio de dosimetría del IFUNAM: M. en C. Ana Elena Buenfil, Fís. Adolfo Zárate Morales y Fís. César Ruíz Trejo.

Al estudiante Arcadio Huerta Hernández (mi compadre) por su apoyo.

Al Dr. Adolfo Cordero y a Edilberto Hernández del Laboratorio de rayos X del IFUNAM.

A la Dra. Maricela Verdejo Silva y al Lic. Raúl Ramírez García.

Al Instituto de Física, UNAM por permitirme usar sus instalaciones.

El trabajo de esta tesis formó parte del proyecto DGAPA IN100193 e IN100396 "Respuesta de Materiales Termoluminiscentes a la Radiación Densamente Ionizante".

Por apoyarme a lo largo del sinuoso camino, por iluminarme con sus sabios consejos, por el apoyo brindado incondicionalmente, por enseñarme a enfrentar la vida con valor, por tener grandes motivos para seguir sin la frente marchita y por tantas cosas más es que los admiro y por ello quiero dedicarles este trabajo con el cual no puedo pagarles todo lo que han hecho por mí pero es un poco de la gran deuda que tengo con todos ustedes...

MARIA ISABEL MORENO GUERRERO Y HECTOR F. FLORES BENITEZ
MIS PADRES

HECTOR L., Ma. ELIZABETH. J. EDUARDO Y NORMA EDITH
MIS HERMANOS

IGNACIA GUERRERO Y ALFONSO MORENO
MIS ABUELOS

ULISES FLORES SANCHEZ
MI HIJADO

A TODOS MIS TIOS

Agradezco infinitamente a todos mis **AMIGOS** por brindarme el apoyo para seguir adelante en esta tarea, espero que comprendan el por qué no hago la lista.

Las dedicatorias especiales, las cuales no por eso son más importantes que las anteriores, las quiero hacer para:

VANESA PAOLA ROMO HERNANDEZ ROJAS

mi breve espacio...

TODOS MIS CUATES DEL IFUNAM

por aquellas parrandas y aventuras tan geniales que pasamos juntos.

A MIS CUATES DEL CLUB DE "TOBI"

por aquellas borracheras tan prolongadas y frecuentes.

AL MARAVILLOSO TEQUILA

por...

AQUELLAS NOCHES PROFUNDAS Y LARGAS

por permitirme inspirarme y armarme de valor.

HECTOR PINELO HERRERA

por su apoyo incondicional.

AL SR. JOAQUIN SABINA

Ese que canta...

INDICE

INTRODUCCION	1
CAPITULO I	
CONCEPTOS BASICOS DE TERMOLUMINISCENCIA Y DOSIMETRIA	
1.1 MODELO GENERAL PARA LA TERMOLUMINISCENCIA	2
1.1.1 Modelo de Randall y Wilkins	4
1.2 INTERACCION DE FOTONES DE BAJA ENERGIA CON MATERIA	8
1.2.1 Efecto fotoeléctrico	11
1.2.2 Efecto Compton	13
1.3 COEFICIENTE DE ATENUACION	15
1.3.1 Coeficiente de atenuación lineal total (μ)	15
1.3.2 Coeficiente másico de atenuación (μ/ρ), de transferencia (μ_{tr}/ρ) y de absorción de energía (μ_{en}/ρ)	16
1.3.3 Fracción $e^{-\mu x}$	19
1.4 INTERACCION DE FOTONES DE BAJA ENERGIA CON MATERIA	19
1.4.1 Pérdida de energía	19
1.4.2 Alcance	20
1.5 DOSIMETRIA	22
1.5.1 Dosis absorbida (D)	22
1.5.2 Exposición (X)	23
1.5.3 Relación entre exposición y dosis absorbida	24
1.5.4 Cálculos de dosis absorbida para radiación electromagnética	25
CAPITULO II	
OTRAS DEFINICIONES RELEVANTES	
2.1 DEFINICIONES DE LOS MODOS DE DECAIMIENTO	27
2.1.1 Actividad	27
2.1.1.1 Ley de decaimiento radiactivo	28

2.1.2	Constante Γ	28
2.1.3	Desintegración beta	28
2.1.4	Captura electrónica	29
2.1.5	Desintegración gamma	29
2.1.6	Conversión interna	30
2.2	TEORIAS QUE EXPLICAN LA RESPUESTA TERMOLUMINISCENTE COMO FUNCION DE LA DOSIS ABSORBIDA	30
2.2.1	Teoría de estructura de trazas (TST)	30
2.2.2	Teoría Modificada de Estructura de Trazas (MTST)	32
2.2.3	Supralinealidad	34
2.2.4	Función $f(D)$	35

CAPITULO III METODO EXPERIMENTAL

3.1	INTRODUCCION	36
3.2	DESCRIPCION GENERAL DEL EQUIPO LECTOR TERMOLUMINISCENTE	36
3.3	SELECCION DE LAS FUENTES DE RADIACION	39
3.4	SELECCION DE LOS DOSIMETROS	42
3.5	IRRADIACION CON RAYOS X DE 15 kVp	43
3.6	IRRADIACION CON LAS FUENTES RADIATIVAS	44
3.7	DECONVOLUCION DE LAS CURVAS DE BRILLO	45

CAPITULO IV ANALISIS DE DATOS Y RESULTADOS

4.1	CURVA DOSIS-RESPUESTA	47
4.1.1	Curvas Dosis-Respuesta a rayos X de 15 kVp	48
4.1.2	Curvas Dosis-Respuesta con las fuentes radiactivas	53
4.2	CURVA DE BRILLO Y DECONVOLUCION	60
4.2.1	Curvas de brillo para rayos X de 15 kVp	60
4.2.2	Curvas de brillo para las fuentes emisoras de radiación gamma	64
4.3	FUNCION $f(D)$ PARA IRRADIACION CON RAYOS X	68

CAPITULO V
DISCUSION Y CONCLUSIONES

5.1 DEPOSITO DE ENERGIA	72
5.1.1 Depósito de energía en los TLD debido a los rayos X de 15 kVp	72
5.1.2 Depósito de energía de las fuentes emisoras de radiación en TLD-100	73
5.2 CONCLUSIONES	78
BIBLIOGRAFIA	83

INTRODUCCION

De acuerdo con teorías microscópicas que explican la respuesta de materiales termoluminiscentes (TL) a partículas cargadas, las observaciones de eficiencia (respuesta por unidad de dosis y de masa) y de supralinealidad en la señal TL se pueden explicar en base a la manera como se deposita la energía en el material irradiado. La radiación electromagnética irradia de manera muy uniforme, comparada con las trazas que inducen las partículas cargadas pesadas y, según las teorías de trazas, esto explica las diferencias en las respuestas.

La teoría de trazas modificada de Horowitz explica la eficiencia termoluminiscente relativa de un material para partículas cargadas pesadas y para rayos gamma a partir de una convolución entre el perfil de dosis en la traza de la partícula cargada y la señal TL que induciría una dosis igual de electrones de la misma energía que los secundarios liberados a lo largo de la trayectoria.

Esta tesis tiene como objeto medir la respuesta TL inducida por electrones (o rayos X) de baja energía. Estas medidas se podrán usar para entender las eficiencias observadas en materiales TL expuestos a partículas cargadas pesadas.

Para realizar este trabajo se tenían dos tipos de fuentes de radiación de baja energía: fuentes radiactivas y un tubo de rayos X. Se estudió la factibilidad de cada opción y se realizaron medidas con ambas.

Se definen los conceptos básicos de termoluminiscencia y dosimetría en el Capítulo I, y se presentan las teorías relevantes en el Capítulo II. Luego se describe el método experimental en el Capítulo III, se presentan los resultados en el Capítulo IV y se discuten los resultados en el Capítulo V.

CAPITULO I

CONCEPTOS BASICOS DE TERMOLUMINISCENCIA Y DOSIMETRIA

1.1 MODELO GENERAL PARA LA TERMOLUMINISCENCIA

La producción de la termoluminiscencia en materiales por exposición a la radiación ionizante está dividido en dos procesos:

- i) Ionización y atrapamiento de electrones.
- ii) Recombinación de electrones y hoyos con emisión de fotones.

La figura 1.1 ilustra la configuración de las bandas de energía para representar el fenómeno de la termoluminiscencia. La radiación ionizante es absorbida en el material y produce electrones libres. Con respecto al diagrama de la banda de energía, es equivalente a la transferencia de electrones de la banda de valencia a la banda de conducción (etapa 1). Estos electrones libres se mueven a través del cristal (etapa 2), hasta caer en el nivel E que es una trampa donde los electrones son atrapados (etapa 3). La producción de electrones libres está asociada con la producción de hoyos positivos libres que pueden también emigrar, en términos de la energía, vía la banda de valencia (etapa 2'). Los hoyos son atrapados en la trampa II (etapa 3').

Los centros que son trampas para los electrones, son defectos de centros de la red y sus propiedades están primeramente determinados por la red y los defectos. Varios centros de hoyos están térmicamente inestables y pueden decaer rápidamente a su estado de temperatura normal (etapa 4'). [Mckinlay, 1981]

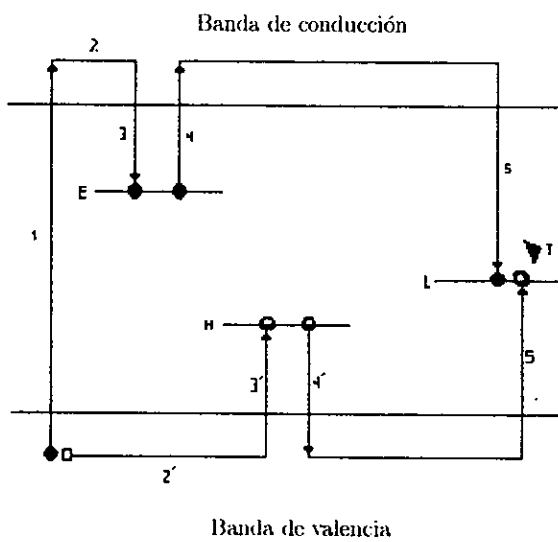


Figura 1.1 Configuración del modelo de bandas para representar el fenómeno de la termoluminiscencia

Los electrones permanecen en sus trampas ya que ellos no tienen suficiente energía de escape; esto está determinado por dos factores principales: la profundidad de las trampas, y la temperatura del material. Si se aumenta la temperatura del material entonces el electrón adquiere suficiente energía térmica y es liberado (etapa 4). Los electrones liberados se recombinan con hoyos en centros luminiscentes, nivel L, y el exceso de energía se emite como fotones en la región del visible o ultravioleta (etapa 5). La captura de electrones, y la recombinación retardada de los hoyos y centros luminiscentes es el mecanismo de la termoluminiscencia. [Attix, 1974]

1.1.1 Modelo de Randall y Wilkins

El estudio de la termoluminiscencia (TL) tuvo su primer trabajo teórico en 1945 con Randall y Wilkins quienes propusieron, en base a un modelo matemático, un método para determinar los parámetros TL. Este método se basa en considerar que el decaimiento de la curva TL tiene una estrecha correlación con la emisión de energía por fosforescencia, es decir, con la liberación de los entes atrapados bajo un proceso isotérmico. Basados en el trabajo previo de Mott y Gurney [Mott, 1938 y 1940], propusieron un modelo para calcular la probabilidad de escape de los electrones atrapados en una trampa cuya profundidad de energía es E , para una temperatura T del cristal, y fueron capaces de relacionar la curva de brillo con la distribución en profundidad de las trampas en el cristal. La curva de brillo característica de un cristal se obtiene irradiándolo y posteriormente calentándolo dentro de un intervalo dado de temperatura. Se grafica simultáneamente en el eje de las abscisas la temperatura y en el de las ordenadas la emisión de luz. La curva que se obtiene se llama curva de brillo del cristal bajo estudio.

Randall y Wilkins propusieron que los electrones que pueblan una trampa obedecen a una distribución maxwelliana de energías térmicas y por lo tanto la probabilidad p de un electron para escapar de una trampa de profundidad E cuando ha sido calentada a una temperatura T , es de la forma:

$$p = se^{-E/KT} \quad (1.1)$$

donde k es la constante de Boltzmann y s (una constante que proviene de considerar la trampa como un pozo de potencial) es el producto entre la frecuencia con que los electrones pegan en los lados del pozo y el coeficiente de reflexión. Este modelo se ha llamado de cinética de primer orden y propone las siguientes simplificaciones:

- El desarrollo se lleva a cabo para una curva de brillo en la que E es univaluada y la rapidez de calentamiento es constante.
- No hay reatrapamiento de los electrones liberados de una trampa. Todos llegan a un centro luminiscente y no caen en otra trampa dentro de su recorrido.

Partiendo de las consideraciones anteriores, si se tienen n electrones en la trampa a un tiempo t , entonces el cambio del número de electrones en el tiempo, dn/dt , será igual al producto entre el número inicial de electrones n en la trampa, y su probabilidad de escape se presenta como

$$dn/dt = -nsc^{-E/kT} \quad (1.2)$$

de donde,

$$dn/n = -sc^{-E/kT} dt \quad (1.3)$$

Si se llama $\beta = dT/dt$ a la tasa de calentamiento, se tiene:

$$\log(n/n_0) = - \int_{T_0}^{T_m} \frac{1}{\beta} sc^{-E/kT} dT \quad (1.4)$$

entonces

$$n = n_0 c^{- \int_{T_0}^{T_m} \frac{1}{\beta} sc^{-E/kT} dT} \quad (1.5)$$

donde $n_0 = n(t=0)$, $T_0 = T(t=0)$ y T_m es la máxima temperatura de calentamiento.

Ahora bien, la intensidad de brillo $I (= - dn/dT)$ de la luz emitida por los electrones será proporcional a la rapidez de llegada de los electrones a los centros luminiscentes, esto es;

$$I = C \left| \frac{dn}{dt} \right| \quad (1.6)$$

y por 1.2 y 1.6 se tiene:

$$I = n_0 C e^{-\int_{T_0}^{T_m} \frac{1}{\beta} e^{-E/kT} dT} e^{-E/kT} \quad (1.7)$$

Este resultado relaciona la intensidad de brillo con la temperatura de calentamiento, para valores dados de la profundidad de la trampa, tasa de calentamiento y material termoluminiscente. Esto es, describe la curva de brillo del material bajo estudio. La expresión 1.7 es válida para cristales que contienen trampas de diferentes profundidades, lo cual da lugar a curvas de brillo (Figura. 1.2) con varios picos. En ocasiones, cuando ocurren dos o tres picos muy cercanos, éstos pueden no aparecer claramente resueltos.

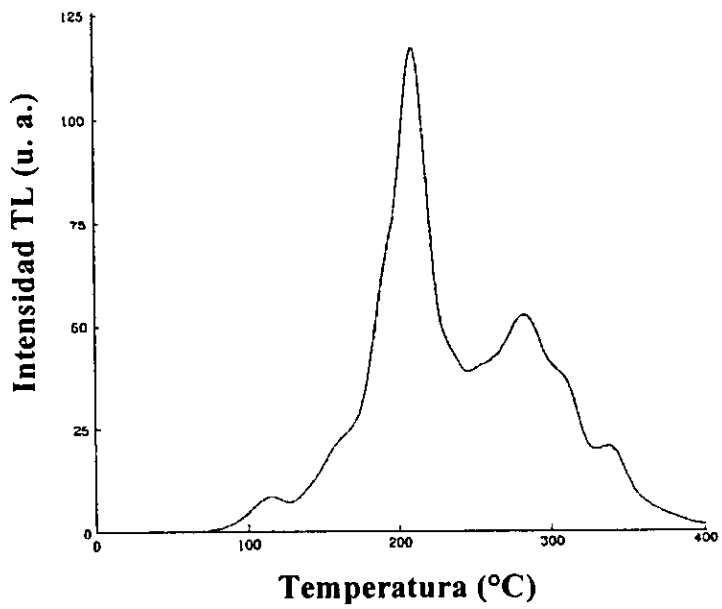


Figura 1.2 Curva de brillo de LiF:Mg,Ti expuesto a rayos X a una dosis de 1500 Gy.

1.2 INTERACCION DE FOTONES DE BAJA ENERGIA CON MATERIA

La radiación electromagnética de interés en la física de radiaciones ionizantes se clasifica de acuerdo a su origen, no a su energía:

- Los rayos γ son radiaciones electromagnéticas que acompañan a las transiciones nucleares.
- La radiación de frenado (bremsstrahlung) o rayos X continuos son el resultado de la aceleración de electrones libres u otras partículas cargadas.
- Los rayos X característicos son emitidos en transiciones atómicas de electrones ligados de las capas K, L, M... en los átomos.
- La radiación de aniquilación es emitida cuando un electrón y un positrón se combinan.

La energía cuántica de cualquiera de estas radiaciones puede ser expresada como $E = h\nu$ donde ν es la frecuencia y h es la constante de Planck. Las interacciones de estos fotones con la materia son independientes del origen del fotón y dependientes únicamente de su energía cuántica. Usaremos el término rayo γ para referirnos a cualquier radiación electromagnética, de las mencionadas anteriormente, sin importarnos su origen.

Hay ciertos procesos que causan que los rayos γ se dispersen o absorban. Los procesos posibles, por los cuales el campo electromagnético de los rayos γ puede interactuar con la materia, han sido clasificados en la siguiente forma:

CLASES DE INTERACCION.

1. Interacción con electrones atómicos.
2. Interacción con núcleos.
3. Interacción con el campo eléctrico alrededor del núcleo o los electrones.
4. Interacción con el campo de mesones alrededor de los núcleos.

EFFECTOS DE LA INTERACCION.

- a. Absorción completa.
- b. Dispersión elástica (coherente).
- c. Dispersión inelástica (incoherente).

Hay doce maneras de combinar las clases de interacción y sus efectos de donde, en teoría, hay doce procesos diferentes por los cuales los rayos γ pueden ser absorbidos o dispersados.

Muchos de estos procesos son muy poco frecuentes y algunos no han sido observados. Casi todos los procesos son explicables en términos de tres de los doce procesos, estos son:

- El efecto Compton (1 c).
- El efecto fotoeléctrico (1 a).
- La producción de pares (3 a).

La importancia relativa de los efectos Compton, fotoeléctrico y producción de pares depende de la energía cuántica $E_\gamma = h\nu$ del rayo γ incidente y del número atómico Z del medio absorbente. En la figura 1.3 se indican las regiones de Z y E_γ en las cuales cada interacción predomina. Las curvas muestran dónde son igualmente probables dos clases de interacción. Se observa que el efecto fotoeléctrico es dominante a las energías más bajas, el efecto Compton a energías medias y la producción de pares a las energías más altas. Por esta razón en este trabajo realizado con radiación electromagnética de baja energía sólo se considerarán los procesos Compton y fotoeléctrico.

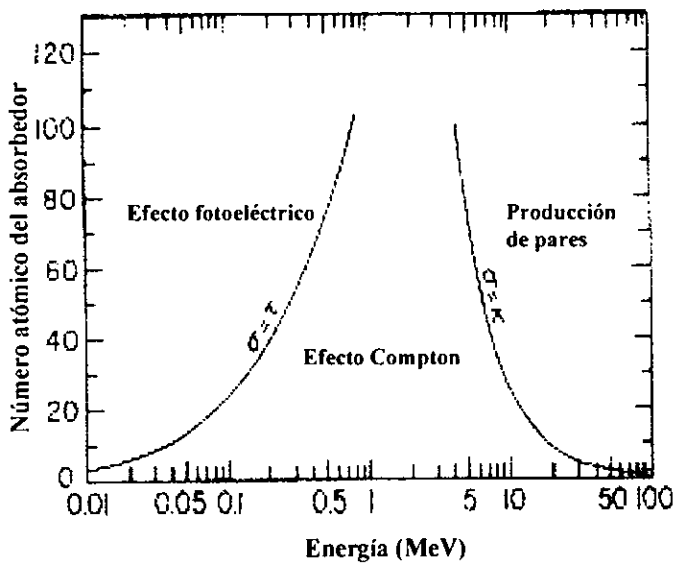


Figura 1.3 Importancia relativa de los tres procesos principales de interacción de rayos γ con la materia. La curva muestra los valores de Z y de E_γ , para los cuales la probabilidad del evento de los dos procesos contiguos son iguales. [Evans, 1955]

1.2.1 Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico puede visualizarse como una interacción de un fotón incidente con una nube de electrones, en la cual la energía del fotón $h\nu$ se absorbe y un electrón (usualmente de la capa K o L) sale del átomo; la figura 1.4 muestra esquemáticamente el proceso fotoeléctrico. Para que pueda ocurrir un efecto fotoeléctrico es necesario que el electrón se encuentre ligado al átomo (un fotón incidente no puede ser absorbido totalmente por un electrón libre, ya que debe existir conservación de momento).

El electrón sale del átomo formando un ángulo con respecto de la dirección del fotón incidente, y con una energía:

$$T = h\nu - E_b - T_a \quad (1.8)$$

$$T \cong h\nu - E_b \quad (1.9)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente, E_b es la energía de amarre del electrón al átomo, y T_a es la energía de retroceso del átomo. La energía cinética de retroceso del átomo, T_a , es muy pequeña, por lo que se justifica el uso convencional de la ecuación 1.9. Es claro que para $h\nu < E_b$ no ocurre el efecto fotoeléctrico.

El proceso fotoeléctrico es el modo predominante de interacción de rayos γ a energías relativamente bajas. Este proceso también es probable para materiales con número atómico Z grande. No existe una expresión sencilla para describir la probabilidad de ocurrencia del proceso fotoeléctrico por átomo, τ , para todos los intervalos de energía del fotón incidente y de Z , pero una aproximación muy simplificada que relaciona el número atómico del material y la energía del fotón incidente es:

$$\tau = k \frac{Z^n}{(h\nu)^m} \left(\frac{cm^2}{\text{átomo}} \right) \quad (1.10)$$

$n \approx 4$ para $h\nu = 0.1$ MeV, aumentando hasta 4.6 para 3 MeV;

$m \approx 3$ para $h\nu = 0.1$ MeV, decreciendo hasta 1 para 5 MeV.

donde k es una constante.

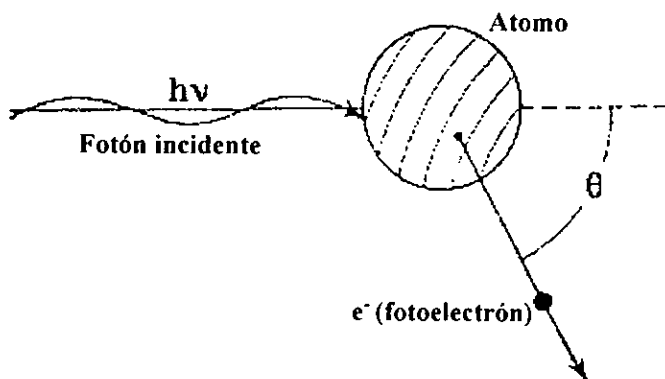


Figura. 1.4 Representación del proceso fotoeléctrico. El fotón incidente $h\nu$ es absorbido completamente y se emite un fotoelectrón de energía T a un ángulo θ . [Evans, 1955]

1.2.2 Efecto Compton

La figura 1.5 muestra esquemáticamente un fotón de energía $h\nu_0$ que choca con un electrón que se encuentra libre y en reposo, es decir, que no se encuentra ligado a ningún átomo. En el efecto Compton el fotón incidente es deflectado un ángulo φ con respecto a la dirección original que llevaba. El fotón transfiere una porción de su energía al electrón (inicialmente en reposo).

La relación entre la energía transferida al electrón y el ángulo de dispersión del fotón puede derivarse de ecuaciones de conservación de energía y de momento. Algunas ecuaciones que se derivan para el efecto Compton son las siguientes:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (\frac{h\nu_0}{m_0c^2})(1 - \cos\varphi)} \quad (1.11)$$

$$T = h\nu - h\nu' \quad (1.12)$$

$$\cos\theta = (1 + \frac{h\nu_0}{m_0c^2}) \tan(\frac{\varphi}{2}) \quad (1.13)$$

donde m_0c^2 es la energía del electrón en reposo, θ es el ángulo con el que sale el electrón dispersado respecto a la dirección del fotón incidente, φ es el ángulo de dispersión del fotón, $h\nu'$ es la energía del fotón dispersado y T es la energía cedida al electrón.

La probabilidad de que ocurra un proceso Compton por átomo en el material depende linealmente de la Z del material con que interacciona la radiación.

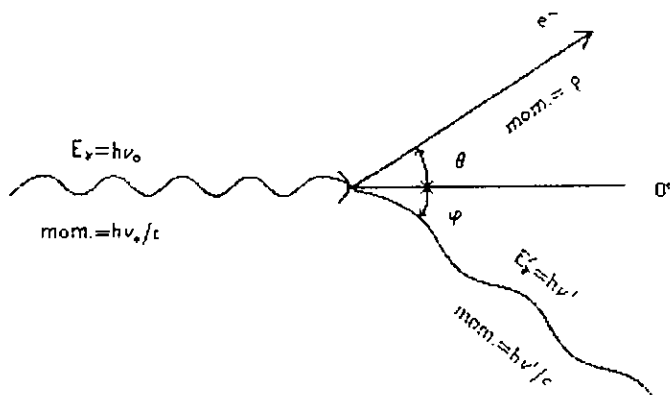


Figura. 1.5 Representación del proceso Compton en el plano de dispersión. El fotón incidente lleva una energía inicial $h\nu_0$ y final igual a $h\nu'$, el electrón Compton adquiere momento p y energía T . [Evens, 1955]

1.3 COEFICIENTES DE ATENUACION

Cuando un fotón incide sobre un material no existe manera de saber qué tan lejos llegará antes de sufrir una interacción y qué tipo de interacción experimentará. Lo que realmente se estudia no es un fotón sino el comportamiento de un haz de fotones cuando entra a la materia. Si se observa lo que pasa con un haz de fotones cuando entra a la materia se notará que algunos fotones interactúan con ésta y que otros pasan a través de ella. Las interacciones que experimentan algunos fotones, descritas anteriormente, hacen que los fotones sean absorbidos dentro del material y que otros sean desviados con respecto a la dirección original del haz. Al primero de estos procesos se le llama atenuación.

1.3.1 Coeficiente de atenuación lineal total (μ)

El coeficiente de atenuación lineal total (μ) es la probabilidad de que un fotón interactúe con el medio irradiado por unidad de longitud. Los valores del coeficiente de atenuación lineal indican la tasa a la cual los fotones interactúan con la materia conforme la van atravesando, y están relacionados inversamente con la distancia promedio que los fotones viajan antes de interactuar. El valor del coeficiente de atenuación lineal depende tanto de la energía de los fotones como del número atómico y de la densidad de material irradiado. La unidad del coeficiente de atenuación lineal es cm^{-1} .

Cuando un haz de fotones de intensidad I atraviesa un grosor dx de un material, la intensidad medida después de que pasó el material se denota por la cantidad dI . Se observa además que la disminución es proporcional a la intensidad inicial I y al espesor del material dx . Así:

$$dI = -\mu I dx, \quad (1.14)$$

cuya solución es

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.15)$$

donde I es la intensidad del haz después de haber atravesado el material de grosor x , I_0 es la intensidad del haz inicial, y μ se le llama el coeficiente de atenuación lineal.

Es claro que, dado que las interacciones que pueden ocurrir son el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares, el coeficiente de atenuación lineal está dado por la suma de los coeficientes de atenuación Compton (σ), fotoeléctrico (τ) y de producción de pares (k):

$$\mu = \sigma(\text{Compton}) + \tau(\text{fotoeléctrico}) + k(\text{pares}) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (1.16)$$

1.3.2 Coeficiente másico de atenuación (μ/ρ), de transferencia (μ_{tr}/ρ) y de absorción de energía (μ_{en}/ρ)

El coeficiente másico de atenuación (μ/ρ) es el resultado de dividir el coeficiente de atenuación lineal entre la densidad del material atenuador y sus unidades son cm^2g^{-1} , y tiene la ventaja de ser independiente de la densidad y estado físico del medio atenuante. Por lo tanto, la intensidad puede expresarse como:

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x} \quad (1.17)$$

El coeficiente de transferencia de energía (μ_{tr}) es la probabilidad, por unidad de espesor, de que un fotón transfiera su energía a partículas cargadas del material irradiado como consecuencia de la interacción con él, sin importar el lugar o mecanismo por el cual las partículas cargadas pierdan posteriormente esa energía.

El coeficiente de absorción de energía (μ_{en}) es la probabilidad de que la energía transferida a partículas cargadas se deposite en el volumen de interés. La relación entre estos dos coeficientes es:

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1 - g) \quad (1.18)$$

en donde g es la fracción promedio de energía de las partículas cargadas (electrones) que se pierde en interacciones radiativas, bremsstrahlung o aniquilación de positrones. La probabilidad de que un fotón ceda su energía al material depende de su energía, del número atómico y de la densidad del material.

Estos coeficientes están dados por la suma de los coeficientes respectivos: fotoeléctrico,

Compton y producción de pares:

$$\mu_{tr} = \sigma_{tr}(\text{Compton}) + \tau_{tr}(\text{fotoeléctrico}) + k_{tr}(\text{pares}) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (1.19)$$

y algo similar para μ_{en} . Los coeficientes máscicos de transferencia y de absorción de energía son el resultado de dividir a los coeficientes lineales respectivos por la densidad del material y sus unidades son cm^2g^{-1} , por lo tanto, estos coeficientes también dependen de la energía de los fotones y del número atómico del material irradiado. La figura 1.6 es un ejemplo de cómo cambian los valores de los coeficientes de transferencia y absorción con la energía de los fotones incidentes, cuando el material irradiado es agua. [Attix, 1986]

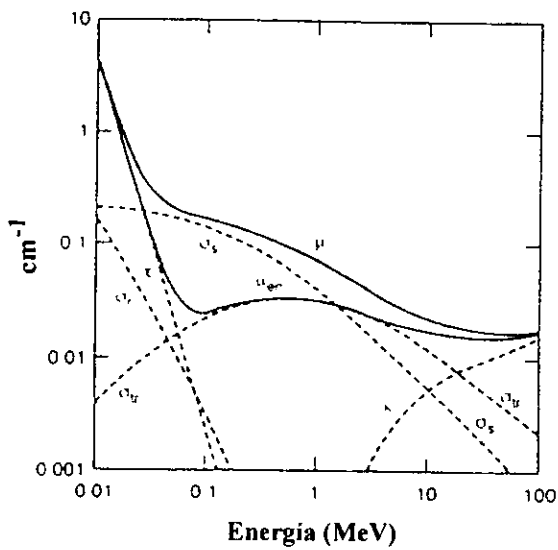


Figura 1.6 Coeficientes de atenuación y absorción para fotones en agua.

1.3.3 Fracción $e^{-\mu x}$

La probabilidad de atravesar un espesor x está dada por $e^{-\mu x}$ donde $\mu = \mu_{tr} + \mu_{en}$ es el coeficiente lineal total de atenuación para el proceso Compton. Análogamente, la probabilidad de que no haya interacción fotoeléctrica es $e^{-\tau x}$ y de que no haya producción de pares es e^{-kx} .

Entonces, un haz de rayos γ de intensidad inicial I_0 va a tener una intensidad I de fotones primarios no afectados después de atravesar un espesor x , igual a:

$$I = I_0 e^{-\sigma x} e^{-\tau x} e^{-kx} = I_0 e^{-(\sigma + \tau + k)x} \quad (1.20)$$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.21)$$

donde $\mu = \sigma + \tau + k$ es el coeficiente lineal total de atenuación.

El coeficiente μ es una medida de la fracción de fotones primarios que tienen interacciones. El coeficiente de absorción μ_{en} es siempre una cantidad menor y mide la energía absorbida por el medio.

1.4 INTERACCION DE ELECTRONES DE BAJA ENERGIA CON MATERIA

1.4.1 Pérdida de energía

A través del campo electromagnético, debido a su carga, los electrones sufren cuatro tipos principales de interacción al atravesar un medio:

a) *Colisiones inelásticas con electrones atómicos:* Son el mecanismo predominante por el cual una partícula cargada rápida pierde energía cinética en un absorbente. Como resultado de ellas, uno o más electrones atómicos experimentan una transición a un estado excitado (excitación) o a un estado no ligado (ionización).

b) *Colisiones inelásticas con un núcleo:* En un encuentro cercano con un núcleo, cuando no hay captura, la partícula cargada incidente experimenta invariablemente una desviación. En algunas de estas desviaciones (no todas) se emite un cuanto de radiación, llamado radiación

de frenado o bremsstrahlung, teniéndose que la correspondiente cantidad de energía cinética es perdida por las partículas que chocan.

También se tiene la posibilidad de que haya excitación nuclear, pero la probabilidad de que ocurra es, generalmente, mucho menor que la probabilidad de que ocurra una pérdida radiativa.

c) *Colisiones elásticas con electrones atómicos*: Una partícula cargada incidente puede ser desviada elásticamente en el campo de los electrones atómicos de un núcleo golpeado. Se tiene conservación de energía y de momento; la energía transferida es generalmente menor que el menor potencial de excitación de los electrones, de manera que la interacción es realmente con el átomo como un todo. Tales colisiones son significativas únicamente para el caso de electrones incidentes de muy baja energía ($< 100eV$).

d) *Colisiones elásticas con núcleos atómicos*: En la dispersión elástica nuclear la partícula incidente es desviada pero no irradia ni excita al núcleo. La partícula incidente pierde únicamente la energía cinética necesaria para que haya conservación de momento entre las dos partículas. Los electrones incidentes tienen una alta probabilidad de experimentar dispersión nuclear elástica.

1.4.2 Alcance

La penetración de los electrones en la materia es diferente a la de las partículas más pesadas debido a que aquéllos pueden perder gran parte de su energía en una sola colisión con un electrón atómico o al emitir un cuanto de radiación:

a) Conforme el electrón pasa a través de la materia pierde su energía en colisiones ionizantes y radiativas. En cada una de ellas puede sufrir desviaciones significativas. En suma, sufre un gran número de desviaciones debidas a la dispersión elástica y el resultado neto es que la trayectoria del electrón conforme pasa a través del absorbente es muy tortuosa. En la práctica se encuentra que la longitud de trayectoria es de 1.2 a 4 veces el espesor de material atravesado, siendo este cociente mayor para electrones lentos en material de Z alta. En la figura 1.7 se muestra un diagrama de la trayectoria de un electrón dispersado muchas veces mientras atraviesa un absorbente de espesor X_0 ; el electrón no sale del absorbente.

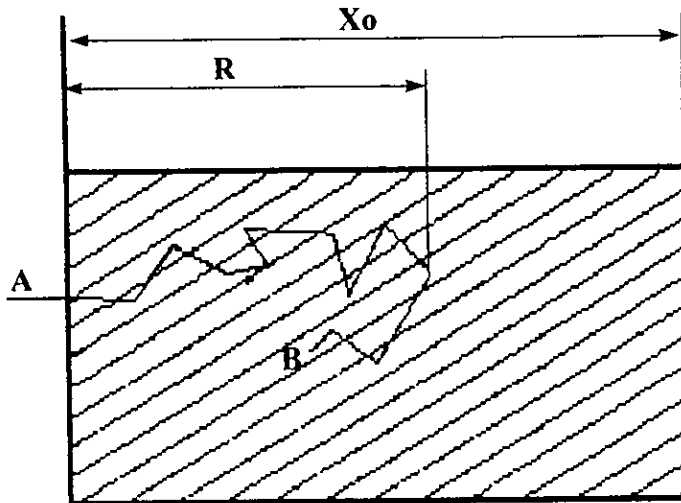


Figura 1.7 Trayectoria del electrón de baja energía al penetrar en un medio.

La longitud de la trayectoria S es la distancia total a lo largo de ésta desde el punto de entrada A , hasta el punto en que el electrón se detiene B . Nótese que el alcance R no es necesariamente la profundidad del punto terminal B .

La longitud promedio \bar{S} se define como la longitud de trayectoria a la cual la mitad de los electrones incidentes han sido parados.

b) El alcance R de una partícula es un concepto experimental relacionado con el espesor de un material que la partícula penetra. El alcance promedio \bar{R} es el espesor de un material para el cual la mitad de los electrones penetran.

El alcance másico es el alcance R multiplicado por la densidad del material absorbente:

$$R_{\text{másico}} = R\rho \quad (\text{gcm}^{-2})$$

El que la distribución de longitudes de trayectoria sea muy ancha se debe a la distribución estadística de la pérdida de energía para cada electrón. Algunos electrones tienen grandes pérdidas de energía, incluyendo uno o más rayos δ debidos a colisiones fuertes, y tienen longitudes de trayectoria cortas. Otros sufren menos pérdidas de menor energía por unidad de

longitud de trayectoria y tienen longitudes de trayectoria mucho mayores. Únicamente alrededor del 3% de los electrones tienen trayectorias suficientemente rectas como para atravesar un absorbente cuyo espesor es igual a la longitud de trayectoria promedio \bar{S} .

La longitud de trayectoria promedio de un electrón de energía cinética T está dada por

$$S = \int dS = \int \frac{dT}{(dT/dS)} \quad (1.22)$$

donde (dT/dS) es el poder de frenado y se define como la pérdida de energía por unidad de longitud recorrida. El poder de frenado depende del tipo de proyectil (carga y masa) y de su energía cinética T ; también depende de parámetros del material, como su composición, número atómico Z , densidad ρ y energía de ionización.

$$(dT/dS) = (dT/dS)_{ion} + (dT/dS)_{rad}$$

La ecuación anterior no es válida cuando T tiende a 0; puede ser usada para absorbentes que no paran a los electrones.

Entre las muchas expresiones empíricas para R (en gcm^{-2}) como función de la energía T del haz de electrones, mencionaremos la de Katz y Penfold, [Kat, Pen, 1952]:

$$\begin{aligned} R &= 0.412 T^n && \text{con } n = 1.265 - 0.0954 \ln T \\ & && \text{para } (0.01 < T < 3 \text{ MeV}) \\ R &= 0.530 T - 0.106 && \text{para } (2.5 < T < 20 \text{ MeV}) \end{aligned}$$

1.5 DOSIMETRIA

1.5.1 Dosis absorbida (D)

Es el cociente entre dE_D y dm , donde dE_D es el valor medio de la energía impartida por radiación ionizante a la masa dm de materia en un elemento de volumen.

$$D = \frac{dE_D}{dm} \quad (1.23)$$

La unidad especial de dosis absorbida es el gray (Gy)

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ joule/kg}$$

La conversión de rad a gray es

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$$

La dosis absorbida, al igual que otras cantidades que definiremos a continuación, es una cantidad macroscópica. Cantidades estólicas como la energía impartida pueden variar apreciablemente de un punto a otro. Por ejemplo, la dosis absorbida es una medida de la energía impartida a un medio dividido por la masa del medio. Si escogemos un elemento de masa grande y medimos la energía impartida, obtendremos un valor de $(E/m)_1$. Si ahora tomamos un elemento de masa más pequeño, en general encontraremos que $(E/m)_2$ es mayor que $(E/m)_1$. Esto se debe a que una masa grande puede causar una atenuación apreciable del campo primario de radiación (por ejemplo, rayos X) y por lo tanto E/m disminuye con el aumento de masa. Esto es, a medida que m se hace más y más pequeña el depósito de energía depende de si una partícula cargada interacciona o no con m . Por lo tanto E será cero para muchos elementos de masa y muy grande para otros. Estas fluctuaciones ocurren debido a que las partículas cargadas pierden energía en pasos discretos. De aquí que la determinación de dosis absorbida también requiera que el elemento de masa m sea suficientemente grande como para que el depósito de energía sea causado por muchas partículas y muchas interacciones. Esta discusión se puede aplicar a las otras cantidades macroscópicas que se definirán utilizando la notación diferencial.

1.5.2 Exposición (X)

Es el cociente entre dQ y dm , donde dQ es el valor absoluto de la carga total de los iones, de un mismo signo, liberados por fotones en un elemento de volumen de aire cuya masa es dm

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1.24)$$

La unidad especial de exposición es el roentgen (R):

$$1\text{R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C/kg}$$

La energía promedio W gastada en un gas para formar un par de iones es el cociente entre E y N , donde N es el número de pares iónicos formados cuando una partícula directamente ionizante de energía cinética E es totalmente detenida por el gas.

$$W = \frac{E}{N} \quad (1.25)$$

La fluencia de partículas (Φ) es el cociente entre dN y dA , donde dN es el número de partículas que entran a una esfera de área efectiva dA .

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \quad (1.26)$$

Densidad de flujo de partículas (ϕ) es el cociente de $d\Phi$ por dt , donde Φ es la fluencia de partículas en el tiempo dt .

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.27)$$

Fluencia de energía (F) es el cociente entre dE_f y dA , donde dE_f es la suma de las energías, excluidas las energías en reposo, de todas las partículas que entran a una esfera de área efectiva dA .

$$F = \frac{dE_f}{dA} \quad (1.28)$$

Densidad de flujo de energía (I) es el cociente de dF por dt , donde dF es la fluencia de energía en el tiempo dt .

$$I = \frac{dF}{dt} \quad (1.29)$$

1.5.3 Relación entre exposición y dosis absorbida

Ya que es relativamente fácil medir la carga eléctrica inducida en aire por radiación electromagnética, es necesario convertir el valor de la exposición en R a valores de dosis absorbida en Gy o $rads$. La carga de un ion es 1.6×10^{-19} C y W en aire para radiación con $h\nu_0 > 20$ keV se considera constante e igual a 33.7 eV/par iónico, por lo tanto, la dosis absorbida en aire

expuesto a 1R es:

$$D = \frac{2.58 \times 10^{-4}(C \cdot kg^{-1})33.7(eV \cdot ip^{-1})1.6 \times 10^{-12}(erg \cdot eV^{-1})}{1.6 \times 10^{-19}(C \cdot ip^{-1})10^3(g \cdot kg^{-1})10^2(erg \cdot g^{-1} - rad^{-1})} \quad (1.30)$$

$$D = 0.87 \text{ rad} \quad (1.31)$$

En general, la dosis absorbida en aire es:

$$D(rad) = 0.87X(R) \quad (1.32)$$

$$D(Gy) = 0.87 \times 10^{-2}X(R) \quad (1.33)$$

Si el medio no es aire y existe equilibrio de partícula cargada (CPE), la dosis al medio M es:

$$D_M(rad) = 0.87X(R) \frac{(\mu_{en}/\rho)_M}{(\mu_{en}/\rho)_{aire}} \quad (1.34)$$

El cociente depende de la composición del medio y de la energía de los fotones. Para tejido (biológico) irradiado, este cociente es aproximadamente constante entre 0.1 y 10 MeV debido a que la interacción principal es la dispersión Compton. Aproximadamente,

$$D_{tejido}(rad) = 0.93X(R) \quad (1.35)$$

$$D_{tejido}(Gy) = 0.93 \times 10^{-2}X(R) \quad (1.36)$$

1.5.4 Cálculos de dosis absorbida para radiación electromagnética

En principio, el cálculo de la dosis absorbida en un medio irradiado por radiación electromagnética es simple. Se determina la densidad de flujo de fotones ϕ en el punto de interés, se multiplica por la energía de los fotones para obtener la densidad de flujo de energía I y luego por el coeficiente másico de absorción de energía μ_{en}/ρ para determinar cuánta energía es realmente depositada en el punto de interés. Finalmente, aplicando las constantes necesarias para convertir las unidades a rads (o Gy) se multiplica por el tiempo durante el cual ϕ estuvo

presente para conocer la dosis.

$$D(\text{rad}) = 1.6 \times 10^{-8} \phi (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}) E (\text{MeV}) \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right) (\text{cm}^2 \text{g}^{-1}) t (\text{s}) \quad (1.37)$$

En la práctica, el cálculo de la dosis absorbida es muy complicado y a lo más se puede esperar obtener un resultado aproximado. El cálculo de ϕ en presencia de atenuadores requiere consideraciones tanto de atenuación como de dispersión y conocimiento del espectro completo de energía de los fotones que, en general, no serán monoenergéticos. Como estas cantidades, en general, no son fáciles de describir analíticamente, será necesario estimar un promedio o una energía efectiva. También, al escribir la ecuación anterior se supuso Equilibrio de Partícula Cargada (CPE) ya que μ_{en}/ρ incluye solamente la energía depositada por la interacción de los fotones en el elemento de masa en el punto de interés. Si CPE no existe, de algún modo se deberá calcular la diferencia entre la energía que entra y la que sale del elemento de masa llevada por las partículas cargadas. Finalmente ϕ puede no ser constante en el tiempo.

Si el haz de fotones tiene un espectro con una energía máxima E_m , entonces la dosis absorbida en aire será:

$$D(\text{rad}) = \frac{1}{100} \int_0^{E_m} \Phi(E) \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{aire}} E dE \quad (1.38)$$

donde $\Phi(E)$ ahora tiene unidades de $\text{cm}^{-2} \text{MeV}^{-1}$.

Hasta ahora hemos considerado que las partículas incidentes en el medio de interés son fotones. Si las partículas son partículas cargadas con una fluencia por intervalo de energía $\Phi(E)$ y entran en un volumen de área efectiva dA y profundidad dl , la dosis es:

$$D(\text{rad}) = \frac{1.6 \times 10^{-8} \int_0^{E_m} \frac{d\Gamma}{dx}(E) \Phi(E) dA dl dE}{\rho dA dl} \quad (1.39)$$

$$= \frac{1.6 \times 10^{-8}}{\rho} \int_0^{E_m} \frac{d\Gamma}{dx}(E) \Phi(E) dE \quad (1.40)$$

donde el poder de frenado, $d\Gamma/dx$, tiene unidades de MeV cm^{-1} .

CAPITULO II

OTRAS DEFINICIONES RELEVANTES

En este capítulo se darán definiciones de conceptos que se utilizarán en algún momento a lo largo de los próximos capítulos.

Se definirá Teoría de Estructura de Trazas, Supralinealidad, la función $f(D)$ y algunas definiciones que tienen que ver con el decaimiento de los núcleos radiactivos.

2.1 DEFINICIONES DE LOS MODOS DE DECAIMIENTO

2.1.1 *Actividad*

Un núclido al desintegrarse se transforma en otro núclido y por lo tanto desaparece. Si el proceso es rápido, el núclido original dura poco, pronto se agota. Si el proceso es lento, puede durar mucho tiempo, hasta miles de millones de años.

Supóngase que se tiene una muestra con un número dado N de núcleos radiactivos. La actividad A , o sea el número de núcleos que decaen por unidad de tiempo, es proporcional al número N presente en cada instante:

$$A = \lambda N$$

La cantidad λ se llama constante de decaimiento, y es característica de cada elemento y cada tipo de decaimiento. Representa la probabilidad de que haya una emisión en un lapso dado. De acuerdo con la fórmula, para un valor dado de N , la actividad es mayor o menor en magnitud según si λ es grande o pequeña.

La actividad A se mide en desintegraciones/unidad de tiempo. La unidad de actividad actual es el becquerel (Bq), que equivale a 1 desintegración/segundo.

También se ha usado tradicionalmente la unidad curie (Ci), igual a 3.7×10^{10} desintegraciones/segundo (ésta es aproximadamente la actividad de un gramo de radio). Es claro que $1\text{Ci} = 3.7 \times 10^{10}$ Bq. Cuando uno adquiere una fuente radiactiva, debe especificarse su actividad en una fecha determinada.

2.1.1.1 Ley de decaimiento radiactivo Esta ley es representada por la siguiente relación:

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

donde A_0 es la actividad inicial de la muestra, e es la función exponencial y t es el tiempo. Al tiempo $t = 0$, la actividad tiene un valor A_0 , al transcurrir el tiempo, el valor de A va disminuyendo hasta que, para tiempo muy grandes comparados con $1/\lambda$ casi desaparece. El valor de la constante de decaimiento, λ , determina qué tan rápidamente es el decaimiento radiactivo. [Rickards, 1991]

2.1.2 Constante F

Las unidades de esta constante son $\text{Rcm}^2 / \text{h mCi}$, donde R es la exposición expresada en roentgen. Esta constante refleja la tasa de exposición \dot{X} (R/h) a una distancia l (en cm) debida al decaimiento de una fuente dada con actividad A (en mCi). Se usa de la siguiente forma:

$$\dot{X} = F \frac{A}{l^2}$$

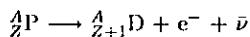
2.1.3 Desintegración beta

El decaimiento beta se presenta de dos formas, β^+ y β^- ; este proceso nuclear se efectúa cuando el número de protones Z del núcleo varía, pero el número de nucleones A permanece constante. Esto puede ocurrir con un núcleo que emite un electrón (decaimiento β^-) o con la emisión de un positrón (decaimiento β^+). En cada uno de estos procesos un protón se transforma en neutrón o viceversa.

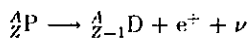
Se ha encontrado que en cada uno de estos procesos aparece una partícula adicional llamada neutrino (ν) como producto del decaimiento. El neutrino interactúa muy débilmente con la materia por lo que su presencia puede ignorarse dentro del contexto de la dosimetría. Debido

a que la energía liberada en la desintegración es compartida por las dos partículas, el espectro de energía es un continuo.

En general, un decaimiento β^- puede expresarse como:



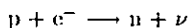
Así en un decaimiento β^- un neutrón se transforma en un protón y emite un electrón, este electrón es emitido por el exceso de neutrones en el núcleo. El decaimiento β^+ , en el cual se emite un positrón debido a la transformación de un protón en un neutrón, es debido al exceso de protones en el núcleo, y se representa como:



En ambos procesos P representa el núcleo padre y D el núcleo hija. [SCHIAUM, 1980]

2.1.4 Captura electrónica

Este fenómeno está estrechamente relacionado con el decaimiento β^+ . En ella un núcleo absorbe uno de los electrones de su órbita más interna, con lo que resulta que un protón se transforma en un neutrón y se emite un neutrino. La forma fundamental de esta captura es



Esta captura está en competencia con la emisión positrónica β^+ ya que ambos procesos coinciden a la misma transformación nuclear. La captura del electrón ocurre más a menudo que la emisión del positrón en elementos pesados, debido a que las órbitas electrónicas tienen un radio más pequeño y la mayor proximidad de los electrones facilita la penetración al núcleo. [Beiser, 1971]

2.1.5 Desintegración gamma

Los núcleos, como los átomos, deben existir en estados de energía discreta. Un núcleo excitado viene representado por un asterisco después de su símbolo; así ${}^{87}_{38}\text{Sr}^*$ hace referencia a un ${}^{87}_{38}\text{Sr}$ en un estado excitado. Los núcleos excitados vuelven a su estado fundamental por medio de la emisión de fotones cuyas energías correspondan a la diferencia entre los estados inicial y final

de la transición de que se trate. Los fotones emitidos por los núcleos tienen valores de energía hasta de varios MeV y reciben el nombre de rayos gamma. [Beiser, 1971]

2.1.6 Conversión interna

Una alternativa a la desintegración gamma es que un núcleo excitado puede, en algún caso, volver a su estado fundamental cediendo la energía de excitación a uno de los electrones orbitales que lo rodean. Se podría pensar que este proceso, conocido como conversión interna, es una especie de efecto fotoeléctrico en el que un fotón nuclear es absorbido por un electrón atómico, pero es mejor considerar, de acuerdo con la experiencia, a la conversión interna como representante de una transferencia directa de la energía de excitación desde un núcleo a un electrón. El electrón emitido tiene una energía cinética igual a la energía nuclear de excitación menos la de enlace del electrón en el átomo. [Beiser, 1971]

2.2 TEORIAS QUE EXPLICAN LA RESPUESTA TERMOLUMINISCENTE COMO FUNCION DE LA DOSIS ABSORBIDA

2.2.1 Teoría de Estructura de Trazas (TST)

La eficiencia relativa de un material termoluminiscente (TL) expuesto a un tipo de radiación es el cociente entre la respuesta TL por unidad de dosis y de masa, y la respuesta TL cuando se expone a una radiación de referencia. Tradicionalmente se considera a los rayos γ del ^{60}Co como la radiación de referencia. En general, las eficiencias TL relativas son menores que uno.

Se han realizado modelos teóricos para explicar la eficiencia relativa de los dosímetros termoluminiscentes (TLD) irradiados con partículas de alto LET (transferencia lineal de energía, similar al poder de frenado), así como para interpretar la respuesta supralineal de algunos TLD, en particular LiF : Mg, Ti, expuestos a radiación electromagnética (rayos γ y X) y a partículas cargadas pesadas. Los cálculos de estas teorías están generalmente basados en dos etapas en el proceso de interacción: la emisión de electrones secundarios por los proyectiles que interactúan con el material irradiado y la disipación de energía por estos electrones.

La Teoría de Estructura de Trazas (TST), que nos permite calcular la eficiencia relativa de materiales expuestos a partículas cargadas pesadas (PCP) respecto de la respuesta a radiación electromagnética (rayos γ o X), fue creada por R. Katz y J.J. Butts en 1965 para caracterizar el

ancho de las trazas de las PCP en emulsiones sensibles a electrones [Katz, 1965]. En esta teoría se propuso que la distribución radial de la dosis depositada por los electrones secundarios (rayos δ) liberados por las partículas cargadas determina la estructura de la traza, ver figura 2.1.

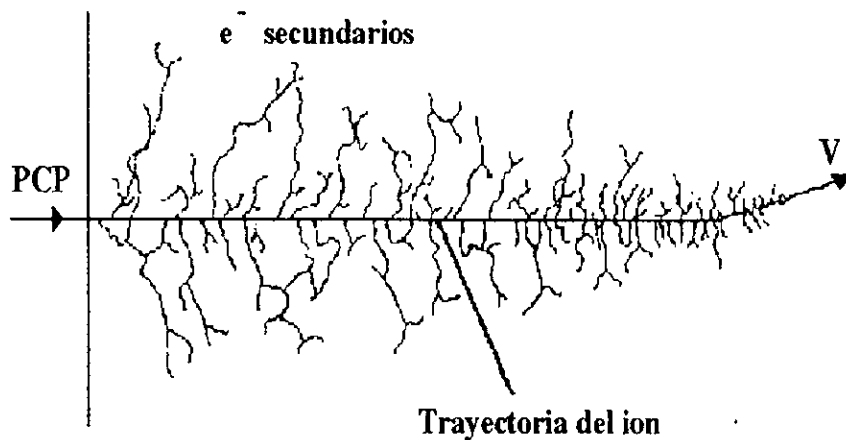


Figura 2.1 Representación de la trayectoria de una partícula cargada pesada (PCP).

2.2.2 Teoría Modificada de Estructura de Trazas (MTST)

Y. S. Horowitz y colaboradores ([Horowitz, 1980], [Kalef-Ezra, 1980], [Kalef-Ezra, 1982], [Horowitz, 1984], [Horowitz, 1990b]) aplicaron la teoría TST a dosímetros termoluminiscentes y propusieron una modificación, basada en el hecho de que el espectro de electrones secundarios debido a los rayos γ que se usan como radiación de referencia es muy diferente al producido por iones pesados. Según Horowitz, esta diferencia impediría una comparación directa entre la respuesta a los dos campos de radiación.

La propuesta del MTST es que la eficiencia relativa $\eta_{PCP,\gamma}$, que se obtiene mediante la convolución de la dosis alrededor de la trayectoria de la partícula cargada pesada con la respuesta TL generada a partir de una radiación de referencia apropiada, está dada por:

$$\eta_{PCP} = \eta_{\delta,\gamma} \frac{\bar{W}_{\gamma} \int_0^{R_{max}} \int_0^{r_{max}} f_{\delta}(D) D(r, l, E) 2\pi r dr dl}{\bar{W}_{PCP} \int_0^{R_{max}} \int_0^{r_{max}} D(r, l, E) 2\pi r dr dl}$$

donde $\eta_{\delta,\gamma}$ es la respuesta TL relativa del espectro de electrones secundarios de la PCP con respecto a la obtenida para rayos γ de ^{60}Co , \bar{W}_{γ} y \bar{W}_{PCP} son las energías medias requeridas para producir un par electron-agujero por la radiación γ y la PCP, respectivamente; R_{max} y r_{max} son las distancias de penetración máximas axial y radial de los portadores de carga a partir de la trayectoria de la partícula cargada durante la etapa de absorción de la radiación; $f_{\delta}(D)$ es la función dosis respuesta TL medida experimentalmente para la radiación de referencia, y $D(r, l, E)$ es la distribución de dosis microscópica alrededor de la trayectoria de la PCP [Gambao de Buen, 1996]. El objetivo de esta tesis es medir $f_{\delta}(D)$.

La radiación de referencia debe cumplir las siguientes condiciones:

- i. Los espectros de electrones secundarios producidos por la PCP y por la radiación de referencia deben ser lo más parecidos posibles, y
- ii. Los volúmenes irradiados por la partícula cargada pesada (PCP) y por la radiación de referencia deben ser aproximadamente iguales.

Tal como se discute a continuación, es muy difícil que ambas condiciones se cumplan.

La medida experimental de $\eta_{\delta,\gamma}$, requiere exponer los dosímetros a la radiación de referencia apropiada (para satisfacer las condiciones del modelo) y a rayos γ de ^{60}Co (para poder comparar

con las medidas experimentales de $\eta_{PCP,\gamma}$). Como radiación de referencia se pueden utilizar electrones con energías del orden de la energía promedio de los electrones liberados por la partícula cargada o rayos X ultrasuaves. En particular, los rayos γ de ^{60}Co no satisfacen las condiciones del modelo. El uso de electrones de muy baja energía no es adecuado ya que, aunque se cumple aproximadamente la condición i, su alcance es mucho menor que el de la partícula cargada, teniéndose que los volúmenes irradiados son muy diferentes. Además, las medidas de $\eta_{e,\gamma}$ (la eficiencia relativa del haz de electrones con el que se pretende simular el espectro de rayos δ generado por la partícula cargada pesada) reportadas en la literatura son inconsistentes entre sí [Horowitz, 1981], pese a que muchos autores han reportado valores consistentes con la unidad en el intervalo de energía de 10 keV a 1 MeV, también se han reportado desviaciones de hasta un 30% respecto de $\eta_{e,\gamma} = 1$.

Los rayos X ultra suaves son más apropiados que los electrones de baja energía para la obtención de $\eta_{\delta,\gamma}$ ya que se mejora el acuerdo con la condición ii y las pérdidas por retrodispersión no son significativas. La diferencia en la energía promedio de los electrones liberados por los rayos X ultra suaves y partículas cargadas con energía de aproximadamente 1 MeV/nucleón ha resultado no ser un factor de gravedad, en particular para el LiF, ya que se ha medido experimentalmente la eficiencia de los rayos X de 4.1 keV y 4.7 keV relativa a rayos γ de ^{60}Co y el valor obtenido ha sido de 0.97 ± 0.07 [Kalcif - Ezra, 1982]. Esto se puede interpretar como un indicio de que las diferencias en los espectros secundarios entre estos dos campos de radiación no tiene un efecto apreciable.

Además de satisfacer las condiciones i e ii, la radiación de referencia debe tener una distribución de dosis en profundidad aproximadamente igual a la de la partícula cargada pesada. Si se utiliza un dosímetro cuyo espesor d es mayor al alcance R de la partícula cargada, la distribución en profundidad de la radiación de referencia debería ser de la forma: $D(x) = D_0$ en el caso que $0 < x < R$ ó $D(x) = 0$ en el caso que $R < x < d$, con lo cual se simula aproximadamente la distribución de dosis-profundidad de la PCP. El uso de rayos X ultra suaves para determinar $f_{\delta}(D)$ no es adecuada, ya que la distribución de dosis en profundidad en el dosímetro no es uniforme, es decir, no tiene la forma dada por la condición de $D(x)$, por lo que es necesario usar rayos X de mayor energía, aunque no se cumpla la condición i, pero que tenga una distribución de dosis más uniforme. Dado que la función $f(D)$ depende fuertemente de la energía de radiación,

es conveniente usar rayos X con energías menores a 50 keV. [Gamboa de Buen, 1996]

2.2.3 Supralinealidad

Para explicar la respuesta lineal-supralineal de los dosímetros termoluminiscentes, así como de la dependencia de la supralinealidad con la densidad de ionización, Claffy et. al. [Claffy, 1968] y F.H. Attix [Attix, 1975] propusieron un modelo de interacción de trazas (TIM) que se aplica tanto a radiación γ como a radiación altamente ionizante. Basado en estos trabajos, Y. S. Horowitz formuló analíticamente el TIM para el caso de exposición con partículas cargadas pesadas que depositan su energía en trazas rectas y paralelas ([Moscovitch, 1988], [Moscovitch, 1986], [Horowitz, 1990a], [Horowitz, 1990c], [Rosenkrantz, 1993]). Recientemente Horowitz y sus colaboradores [Horowitz, 1996a y Horowitz, 1996b] modificaron el modelo para su aplicación en estudios de supralinealidad inducida tanto por partículas cargadas pesadas como por radiación electromagnética, proponiendo el Modelo de Interacción de Trazas Unificado (UNIM).

En ambos modelos se postula que los electrones y agujeros, liberados por una partícula altamente ionizante durante la irradiación de un material termoluminiscente, son atrapados cerca de la trayectoria del ion y que algunos de ellos activan centros que sirven como trampas TL y centros de recombinación. Las regiones no irradiadas que quedan entre las trazas de las partículas contienen centros no radiativos que pueden capturar portadores de carga sin producir luminiscencia los cuales compiten con los centros luminiscentes creados en la cercanía de la trayectoria de la partícula. La supralinealidad se debe a la interrelación entre las trampas ocupadas por los portadores de carga dentro de la traza del ion durante la irradiación y los centros luminiscentes localizados en trazas de los iones vecinos, que puedan alcanzar durante la etapa de calentamiento del dosímetro.

Si el material es expuesto a bajas dosis (bajas fluencias), las distancias entre las trazas de las partículas incidentes son lo bastante grandes como para que, durante la etapa de calentamiento del dosímetro, la recombinación se realice sólo entre portadores de carga y centros luminiscentes producidos dentro de una misma traza, es decir, por una misma partícula. En este caso la respuesta del dosímetro es lineal ya que la señal TL es proporcional al número de trazas. (Los portadores de carga que salen de la traza de la partícula, son atrapados por los centros competidores antes de llegar a otra traza).

Al aumentar la dosis, las distancias entre trazas son menores y, durante el calentamiento del dosímetro, puede haber recombinación entre portadores de carga y centros luminiscentes producidos en dos trazas diferentes, y en este caso la respuesta TL es supralineal.

Un modelo que describa la respuesta TL de los TLD en función de la dosis debe ser capaz de predecir las evidencias experimentales, que son:

1. La curva dosis-respuesta TL puede ser lineal-supralineal;
2. La supralinealidad depende de la densidad de ionización, teniéndose que disminuye al aumentar la densidad de ionización;
3. El factor de supralinealidad máximo $f(D)_{max}$ crece al aumentar la temperatura del pico de la curva de brillo.

La supralinealidad depende de la geometría de irradiación, siendo mayor cuando el haz no es paralelo. [Rosenkrantz, 1993]

2.2.4 Función $f(D)$

Para determinar de manera más precisa el comportamiento de la respuesta TL se utiliza la función de respuesta $f(D)$, o "factor de supralinealidad", definida por [Horowitz, 1984]

$$f(D) = \frac{F(D)/D}{F(D_1)/D_1} \quad (2.1)$$

donde $F(D)$ es la señal TL obtenida a una dosis D y $F(D_1)$ es la señal TL obtenida a una dosis baja D_1 para la cual $F(D)$ es lineal. El valor de $f(D)$ es la pendiente de la curva de dosis-respuesta TL a una dosis D normalizada por la pendiente de la curva a una dosis D_1 . Si: $f(D) = 1$, la respuesta es lineal

$f(D) > 1$ y $f'(D) > 0$, la respuesta es supralineal

$f(D) < 1$ o $f'(D) < 0$, la respuesta es sublineal

donde $f'(D) = (d^2F(D)/dD^2)/(d^2F(D_1)/dD_1^2)$. Para partículas cargadas pesadas, en general se obtiene la función de respuesta, $f(u)$, en función de la fluencia en vez de $f(D)$ ya que el concepto de dosis tiene una utilidad limitada debido a la fuente de localización espacial del depósito de energía.

CAPITULO III

METODO EXPERIMENTAL

3.1 INTRODUCCION

El objetivo de este trabajo es medir la respuesta TL de los dosímetros termoluminiscentes a la radiación ionizante de baja energía (Cap. I). El estudio de dicha respuesta permitirá conocer el comportamiento de la función $f(D)$ (Cap. II) y así determinar si la señal TL es lineal, supralineal o sublineal respecto de la dosis y en qué intervalos de energía existen estos comportamientos. Esta función $f(D)$ representa el efecto que una "radiación de prueba" débilmente ionizante induce en materiales TL, y permitirá así entender cuantitativamente a través del Modelo de Estructura de Trazas Modificado la eficiencia de la radiación altamente ionizante.

En la realización de este trabajo se obtuvo la curva dosis-respuesta de dosímetros TL irradiados con rayos X y rayos γ ; el estudio se realizó hasta las dosis más altas prácticamente posibles. También se estudió la posible dependencia de las curvas de brillo con el tipo de energía de la radiación, así como la evolución de las curvas de brillo con respecto a la dosis.

En esta etapa experimental se estudia la respuesta TL como función de la dosis y la determinación de regiones de linealidad, supralinealidad y sublinealidad mediante cálculos realizados de la función $f(D)$. Además se obtendrán curvas de brillo y las deconvoluciones correspondientes a dichas curvas, así como la curva dosis-respuesta para cada pico de la curva de brillo y la señal TL total.

Antes de describir el método experimental aplicado a los TLD y las fuentes que se utilizaron para irradiar, se hará una descripción breve del equipo lector termoluminiscente así como las condiciones de operación.

3.2 DESCRIPCION GENERAL DEL EQUIPO LECTOR TERMOLUMINISCENTE

Para realizar el trabajo se emplearon dos equipos lectores marca Harshaw, modelos 2000 y 3500.

El equipo lector termoluminiscente, modelo Harshaw 2000, se compone de dos unidades, una unidad es para calentar el cristal por medio de una plancheta y la otra unidad nos da la señal TL total (área bajo la curva de brillo) en nano-Coulombs (nC). Su funcionamiento es el siguiente: al calentar un cristal irradiado éste emite luz que es detectada por un tubo fotomultiplicador convirtiéndola en señal eléctrica. Posteriormente la señal se amplifica, se integra la corriente en el tiempo, y se obtiene la carga eléctrica total generada, la cual se mide (generalmente) en nC. Este equipo tiene la capacidad de generar la curva de brillo de los cristales en una graficadora X-Y o como archivo en una PC. Para esto se efectúan las conexiones correspondientes, de modo que el eje de las abscisas (eje X) corresponda a la temperatura (se conecta la unidad que calienta al cristal) y al eje de las ordenadas (eje Y) le corresponde la señal termoluminiscente (se conecta la unidad que mide la carga eléctrica), ver figura 1.2.

Las condiciones en las cuales se operó el equipo 2000 durante este trabajo fueron:

Ventana de integración: de 50 °C a 370 °C

Periodo de integración: 33 s

Tasa de calentamiento: 10 °C/s

Voltaje de operación: 750 V

Temperatura promedio del laboratorio: 15 °C

Se suministró gas nitrógeno durante la lectura de la señal TL, con el fin de evitar oxidación de la plancheta; además funciona como un gas de arrastre para evitar interacción de los fotones con alguna partícula del aire que pueda emitir luz y alterar la señal detectada.

La figura 3.1 muestra las dos unidades que componen el equipo lector termoluminiscente y la graficadora X-Y.

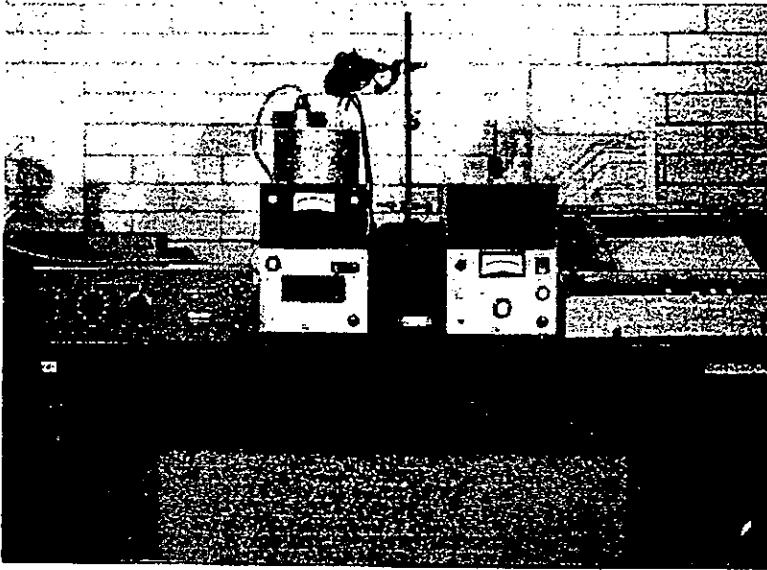


Figura 3.1 Equipo lector termoluminiscente Harshaw modelo 2000.

El equipo lector Harshaw 3500 se compone de una unidad para calentar el cristal, acoplada a un tubo fotomultiplicador que detecta la luz emitida por el cristal irradiado convirtiéndola en señal eléctrica y la envía a una computadora tipo PC donde se obtienen las curvas de brillo y la señal TL total. En esta PC se tiene la opción de guardar las curvas de brillo en un archivo generado en lenguaje ASCII.

Las condiciones de operación del equipo 3500 fueron:

Ventana de integración: de temperatura ambiente a 400 °C

Periodo de integración: 400 s

Tasa de calentamiento: 1 °C/s

Voltaje de operación: 891 V

Suministro de gas nitrógeno

Temperatura promedio del laboratorio: 15 °C

3.3 SELECCION DE LAS FUENTES DE RADIACION

El trabajo utilizó tanto rayos X de baja energía producidos en un tubo de rayos X como radiación de baja y alta energía emitida por fuentes radiactivas selladas. La primera etapa consistió en irradiar TLD con un equipo generador de rayos-X cuya energía promedio es de 9 keV [Hall, 1988]. La segunda etapa consistió en irradiar TLD con radiación proveniente de tres fuentes emisoras de radiación electromagnética. Estas fuentes son Ba-133, Co-60 y Mn-54. La composición de los dosímetros termoluminiscentes es LiF:Mg,Ti, conocido como TLD-100, fabricado por Harshaw Company. El Mg y el Ti funcionan como dopantes en la red cristalina produciendo las trampas termoluminiscentes y los centros de recombinación.

Antes de escoger las fuentes, se analizó un conjunto de fuentes radiactivas emisoras de radiación electromagnética o de electrones de baja energía existentes en el IFUNAM. El análisis consistió en primer lugar, en un estudio de los modos de decaimiento así como algunas características particulares de cada una de las fuentes radiactivas. Una vez caracterizadas las fuentes radiactivas (ver tabla 3.1) se procedió a escoger aquellas que hicieran factible la irradiación de los TLD. Esta elección se realizó tomando en cuenta el tipo de emisión y la energía; respecto del tipo de emisión se tomó en cuenta que la emisión fuera radiación electromagnética (radiación

γ o rayos-X), y que fuera de baja energía.

La tabla 3.1 presenta los datos de cada fuente, como son la constante Γ , la actividad en el momento en el que fueron calibradas (A_0), la actividad en el momento en el que se comenzó el trabajo experimental (A), así como tipo y energía de decaimiento. Todas las fuentes están contenidas en un encapsulado de lucita de, aproximadamente, 2 mm de espesor (estas fuentes forman parte del juego de fuentes calibradas marca AMERSHAM, propiedad del acelerador de 0.7 MeV del IFUNAM, adquiridas en el año de 1991).

Núcleo	Γ $\frac{\text{Rgpm}^2}{\text{mCi h}}$	A_e A μCi	β^- (%) MeV	C.E. (%) X_{L-K} keV	C.I. (%) MeV	β^+ (%) MeV	γ_1 (%) MeV $e^{-\mu x}$	γ_2 (%) MeV $e^{-\mu x}$	γ_3 (%) MeV $e^{-\mu x}$
^{22}Na	12	10.2 3.85		9.4% 0.105		90.6% 0.545	100% 1.275 0.99		
^{57}Co	0.9	10.6 0.35		99.82% 0.706 0.18% 0.132			85.6% 0.122 0.99	11% 0.136 0.99	3.4% 0.014 0.87
(*) ^{54}Mn	4.7	11.1 0.58		100% 0.106			100% 0.835 0.99		
(*) ^{60}Co	13.2	11.51 7.11	0.12% 1.48 99% 0.314				100% 1.173 0.99	100% 1.332 0.99	
^{88}Y	0.097	11.2 $1.9 \cdot 10^{-3}$		99% 0.877		0.21% 0.761	66% 0.898 0.99	99.34% 1.836 0.99	
(*) ^{133}Ba	2.4	11.9 9.39		100% 0.384			62.2% 0.356 0.99	18.4% 0.302 0.99	
^{203}Hg	1.3	25.9 $6.16 \cdot 10^{-6}$	100% 0.214				100% 0.270 0.99		
^{137}Cs	3.3	11.4 10.48	0% 1.176 94% 0.514		7.8% 31.454		85% 0.662 0.99		

Tabla 3.1 Caracterización de las fuentes radiactivas disponibles. (*) Fuentes radiactivas utilizadas en este trabajo. [Browne, 1978]

La constante Γ , así como los diferentes modos de decaimiento fueron definidos en el capítulo II.

En primer lugar, se eliminaron aquellas fuentes cuya actividad A en la fecha del trabajo era tan baja que nunca impartirían dosis apreciables (en términos prácticos). Finalmente se escogieron las fuentes de Ba-133, Co-60 y Mn-54 ya que su emisión es puramente electromagnética, como se puede observar en la tabla 3.1. En el caso del Co-60 se tiene un decaimiento β^- con energías de 1.48 y 0.314 MeV, donde, haciendo cálculos para conocer el alcance de estos electrones, se encontró que los de energía de 0.314 MeV se frenan totalmente en el encapsulado de la fuente, y los de 1.48 MeV sí alcanzan a salir de este encapsulado pero su contribución es solamente del 0.12%, por lo cual se considera despreciable y por lo tanto se hizo la suposición de que la emisión de radiación de esta fuente es puramente electromagnética.

Las fuentes que se escogieron para llevar a cabo el trabajo experimental fueron:

- Ba-133, debido a su rayo-X (0.38 keV) y las emisiones γ de baja energía (0.30 y 0.36 MeV).
- Co-60, debido a su emisión esencialmente γ de alta energía (1.2 y 1.3 MeV).
- Mn-54, debido a su rayo-X de la capa L a la capa K (0.11 keV) emitido después de la captura electrónica y su rayo γ de energía intermedia (0.84 MeV).

3.4 SELECCION DE LOS DOSIMETROS

El tratamiento térmico (TT) dado a los TLD consistió en dos hornados en aire, uno a 400 °C durante 1 hora seguido por otro a 100 °C durante 2 horas.

Los TLD que se emplearon en las irradiaciones con rayos X no fueron seleccionados al azar, sino que, obtenida la señal TL del dosímetro después de ser irradiado, se hizo el cociente de esta señal y la masa de dicho dosímetro. De esta manera se obtuvo la respuesta del TLD por unidad de masa (nC/mg).

En la selección de dosímetros que se ocuparon para las irradiaciones con las fuentes radiactivas se tomó una cantidad considerable de dosímetros termoluminiscentes TLD-100 (aproximadamente 60) y se sometieron al TT descrito anteriormente. Después se irradiaron con una fuente emisora de radiación beta (^{90}Sr - ^{90}Y) a una dosis fija conocida con el fin de exponer a una misma dosis cada TLD y obtener una lectura TL indicativa de la sensibilidad de cada dosímetro. Una vez irradiados los cristales TL se dejaron pasar 2 minutos y la señal

termoluminiscente (total) se obtuvo en el equipo lector Harshaw 2000. Obtenidas las señales TL del conjunto de dosímetros se realizó un análisis estadístico que consiste en determinar la lectura promedio (L) y la desviación estandar (σ) del conjunto. Todos los dosímetros cuya respuesta se encontró dentro de la señal $L \pm 2 \sigma$ fueron escogidos para realizar el estudio experimental. El valor de sigma es $\sigma = 0.4nC$.

3.5 IRRADIACION CON RAYOS X DE 15 kVp

Antes de realizar las irradiaciones con el tubo generador de rayos-X (mod. PW-1729, propiedad del Departamento de Estado Sólido del IFUNAM) se tuvo que comprobar el centrado del haz. Esto se realizó colocando en el porta dosímetro una película de tinte radiocrómico (FWT-60), [Far West Technology, Inc., Goleta, California, USA], la cual al incidir el haz de radiación sobre ella cambia de color de manera proporcional a la dosis recibida. Esto se realizó bajo las siguientes condiciones de operación del tubo generador de rayos-X: Tensión a 30 kVp con una corriente de 20 mA en un tiempo de 1 hora. Con esto se comprobó que el haz se encontraba centrado y el área efectiva irradiada fue de aproximadamente 6 mm por 5 mm.

A continuación se describe el procedimiento experimental en esta etapa. Un conjunto de TLD se someten al T^T descrito anteriormente (sección 3.4) para después ser irradiados con rayos-X. Las condiciones en las cuales se operó el generador son:

Corriente: 14 mA.

Voltaje de operación: 15 kVp.

Filtro: Níquel.

Estas irradiaciones se realizan en aire seleccionando siempre en el equipo generador el filtro de níquel. Los tiempos de irradiación de los TLD con el tubo generador de rayos-X fueron de: 2, 4, 7, 22, 30, 36, 60, 240, 420, 600, y 840 minutos. 24 horas después de ser irradiados se leen sus señales TL en el equipo lector Harshaw 3500.

Para un mismo TLD se registró la primera y la segunda lectura en el equipo lector, y restando la segunda de la primera se obtuvo una señal neta. Cada día de trabajo se irradió un TLD "testigo" durante un tiempo fijo de 7 minutos; estas irradiaciones se realizan con el fin de comprobar y garantizar el comportamiento reproducible tanto del equipo de rayos-X como del equipo lector.

Cada dosis (tiempo de irradiación) se aplica a dosímetros diferentes, con el fin de poder realizar una estadística sobre estas lecturas para obtener sus promedios. Cabe mencionar que los TLD son utilizados una sola vez debido a que aún no se tiene conocimiento acerca del posible daño producido por las "altas dosis" de rayos-X.

3.6 IRRADIACION CON LAS FUENTES RADIATIVAS

Cuando ya se han seleccionado los dosímetros se les aplica el TT descrito anteriormente (sección 3.4) para después irradiarlos con las fuentes emisoras de radiación electromagnética.

Una vez seleccionadas las fuentes para irradiar los TLD se determinó la distancia óptima entre fuente y dosímetro; ésta se escogió de tal manera que fuera la mínima posible con el fin de evitar atenuación de la radiación en el medio (aire), y para maximizar el flujo incidente. La distancia entre fuente y dosímetro fue de 0.5 cm. Para realizar las irradiaciones se diseñaron irradiadores de lucita, de manera que la geometría de irradiación fuera reproducible. Esto es importante ya que si varía la distancia, las dosis no dependerían solamente del tiempo de exposición.

Las fuentes y tiempos de irradiación fueron los siguientes: para Ba-133 y Mn-54 entre 1.0 y 120 horas y para Co-60, entre 0.5 y 120 horas.

El procedimiento de irradiación y lectura fue el siguiente: se somete el dosímetro al TT descrito, se irradian, y 24 horas después de ser irradiados se leen en el equipo lector. Esto se hace con el fin de permitir que los picos de baja temperatura en la curva de brillo se desvanezcan. Cada TLD es leído dos veces sin ser sacado del equipo lector, la primera lectura nos da la señal bruta y la segunda es señal de fondo, de donde la señal neta será entonces la primera menos la segunda lectura, y la unidad en la que está expresada es nC. Cabe mencionar que los dosímetros después de ser irradiados y leídos tienen que volver a ser sometidos al TT antes de volverlos a irradiar. En este caso, las dosis no fueron nunca demasiado grandes y los dosímetros son reusables.

De esta etapa obtendremos curvas de brillo de los TLD así como sus curva Dosis-Respuesta, para cada una de las fuentes emisoras de radiación.

La actividad de las fuentes radiactivas disminuye de acuerdo a su vida media, por lo que hubo que tomar en cuenta este factor. La corrección por actividad utiliza la conocida expresión

[Attix,1986]:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3.1)$$

donde A es la actividad en el momento en que se ocupa la fuente, A_0 es la actividad inicial de la fuente (este valor viene dado por la calibración de la fuente al adquirirla), t representa el tiempo transcurrido desde que se calibraron las fuentes hasta la fecha en la que se realizó cada irradiación y λ es la constante de decaimiento, una propiedad intrínseca de cada radionúclido. Esta constante está asociada a su vida media por la relación:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (3.2)$$

donde $T_{1/2}$ es la vida media del isótopo y sus unidades están expresadas en tiempo, por lo cual λ estará expresada en tiempo⁻¹. A medida que transcurra el tiempo, cada 30 días se volverá a calcular la actividad A (ver capítulo IV).

Una vez realizada esta corrección y después de analizar los resultados obtenidos de los TLD al ser irradiados con las fuentes emisoras de radiación a distintas dosis, se volvió a irradiar a un par de dosis y los TLD se leyeron en el equipo lector Harshaw 3500. Esto se hizo con la finalidad de poder realizar la deconvolución de dichas curvas de brillo y poder hacer la comparación del comportamiento de las curvas de brillo a distintas dosis; esta comparación se realiza pico por pico para cada dosímetro. Las dosis escogidas para esta finalidad fueron la dosis más baja (tiempo corto de irradiación) y la más alta (120 horas de irradiación).

3.7 DECONVOLUCION DE LAS CURVAS DE BRILLO

La deconvolución de una curva de brillo se puede ver como la separación de cada uno de los picos que dan forma a la curva de brillo. El método permite obtener información de cada uno de los picos como altura, ancho, temperatura así como la integral de su señal (área bajo la curva).

En este trabajo se separaron los picos 3-9 del TLD-100 [Horowitz, 1984] en las curvas de brillo de todas las irradiaciones con rayos-X. Para los cristales irradiados con las fuentes emisoras de radiación, debido a que un análisis preliminar no mostró cambios evidentes en sus curvas de brillo, sólo se hizo para las dosis más bajas y más altas, separando los picos 3, 4 y 5 únicamente

La deconvolución se realizó utilizando los siguientes parámetros:

PICO	FWHM	T_{max}
3	20	156
4	-9.98	186
5	14	208
6	-20.20	238
7	-20.20	270
8	-15.99	298
9	-15.99	334

Tabla 3.2 Parámetros utilizados para el desarrollo de la deconvolución., las columnas de FWHM y T_{max} están dados en grados celsius.

Los signos positivos de los parámetros sólo indican que el valor no es fijo pero fluctúa alrededor de ese valor, mientras que los que tienen signo negativo se mantienen fijos.

CAPITULO IV

ANALISIS DE DATOS Y RESULTADOS

A continuación se darán los resultados obtenidos mediante la aplicación del método experimental descrito en el capítulo anterior. Se presentan las curvas dosis-respuesta tanto para rayos X como para las fuentes radiactivas. En esta parte se explica el desarrollo matemático para obtener la dosis en cada uno de estos casos. También se presentan las curvas de brillo obtenidas mediante las irradiaciones en ambos casos así como la deconvolución realizada en estas dos etapas experimentales. Finalmente se presentan los cálculos realizados para obtener las curvas de la función $f(D)$ para las irradiaciones hechas con rayos X.

4.1 CURVAS DOSIS-RESPUESTA

Para poder irradiar con el tubo generador de rayos X se necesitó conocer la tasa de dosis; para esto se realizó una calibración, la cual se describe a continuación:

Fue necesario conocer la tasa de dosis promedio absorbida por algunos dosímetros irradiados en el Laboratorio de Dosimetría de la Universidad de Wisconsin. El valor de la calibración fue la dosis a la entrada del dosímetro y hubo que calcular la dosis promedio en el volumen del dosímetro.

La atenuación exponencial de los rayos X en el volumen irradiado tiene como consecuencia que la dosis $D(x)$, a una profundidad x , se exprese matemáticamente por:

$$D(x) = D_i e^{-\mu_{en}x}$$

donde D_i es la dosis a la entrada y μ_{en} es el coeficiente lineal de absorción de energía para los rayos X en LiF. De donde, la dosis promedio en un medio de espesor d es:

$$D(x) = \frac{\int_0^d D(x) dx}{\int_0^d dx} = \frac{D_i(1-e^{-\mu_{en}d})}{\mu_{en}d}$$

Aplicamos esta relación a la irradiación de nuestros dosímetros TLD-100 que fueron expuestos a 1 Gy de dosis de entrada. Para rayos X de 16 keV, que es aproximadamente la energía efectiva del haz de rayos X de 30 kVp que se usó durante la irradiación, en LiF se tiene un valor de $\frac{\mu_{en}}{\rho} = 1.388 \text{ cm}^2/\text{g}$; $\rho = 2.635 \text{ g/cm}^3$ y $d = 0.089 \text{ cm}$. Se encuentra entonces que la dosis promedio absorbida en los dosímetros irradiados en la UW fue de 0.854 Gy. Estos dosímetros fueron leídos en nuestro laboratorio y de la relación entre la señal TL y la dosis promedio se obtuvo la calibración.

Para la interpretación de las medidas se realizó la deconvolución de las curvas de brillo, de la cual se utilizó la señal del pico 5 para dicha calibración, con el fin de evitar diferencias debidas a la supralinealidad conocida para los picos de más alta temperatura.

Utilizando la señal promedio del pico 5 por unidad de dosis de los 10 dosímetros irradiados en la UW y la señal promedio por unidad de tiempo para los dosímetros irradiados en el Instituto de Física de la UNAM, y suponiendo que la eficiencia relativa entre las dos calidades del haz $\eta_{35,15kV} = 1$, se calculó la tasa de dosis del generador de rayos X del IFUNAM bajo nuestras propias condiciones de irradiación. Esta fue

$$\dot{D} = 2.5 \pm 0.1 \text{ Gy/min}$$

Multiplicando este valor de dosis absorbida por el tiempo de irradiación obtendremos la dosis promedio absorbida por el LiF. Se estima una incertidumbre del 4% en la determinación de la dosis.

4.1.1 Curvas Dosis-Respuesta a rayos-X de 15 kVp La siguiente expresión presenta la relación lineal entre el tiempo de irradiación y la dosis asociada a dicho tiempo. Para obtener la dosis basta multiplicar la tasa de dosis por el tiempo de irradiación,

$$D(\text{Gy}) = \dot{D} (\text{Gy/min}) t(\text{min}) \quad (4.1)$$

y con esta relación obtendremos las dosis suministradas a los TLD.

Las curvas dosis-respuesta muestran el comportamiento de los TLD a diferentes dosis, por lo cual al ir aumentando la dosis la respuesta TL varía, y en el caso de las irradiaciones hechas

con el tubo generador de rayos X a 15 kVp, la respuesta TL no tiene un comportamiento lineal, ésto se observará en las gráficas dosis-respuesta para rayos X y en los cálculos de $f(D)$. Debido a este comportamiento no lineal se tuvo que analizar la respuesta TL pico por pico para tener una idea del comportamiento de cada uno de ellos y así obtener la respuesta TL de éstos por separado, además de proporcionarnos algunas otras características como son el ancho y alto del pico, y el canal en el que se centra. Al conocer el canal central se puede saber la temperatura que le corresponde a cada pico con sólo multiplicar por un factor que depende de la tasa de calentamiento del equipo termoluminiscente. En la figura 4.1 se presenta la forma de la curva de brillo y su deconvolución.

La normalización de las medidas hechas en días diferentes se lleva a cabo de la siguiente manera: se elige un tiempo de irradiación testigo para cada día de trabajo, este tiempo de irradiación fue de 7 min es decir a una dosis de 17.5 Gy. Luego se obtiene un promedio de las respuestas TL medidas para todas las irradiaciones testigo de este trabajo; entonces se obtiene el cociente entre el promedio de la respuesta TL al tiempo testigo y la respuesta TL al tiempo testigo para cada día, el resultado de este cociente multiplica a las lecturas tomadas dicho día, y así con cada una de las respuestas TL obtenidas en los diferentes días de irradiación. Con esto quedan normalizadas nuestras señales TL.

Habiendo normalizado las señales TL se procede a realizar el promedio de estas señales. Este promedio se obtiene estadísticamente haciendo la suma algebraica de cada una de las señales TL de los picos que correspondan a la misma dosis suministrada, de aquí la importancia de la deconvolución para la separación de los picos de la curva de brillo. La incertidumbre asociada es la desviación estándar de dichos promedios. Para la obtención del promedio de la respuesta TL total se hace lo mismo descrito anteriormente.

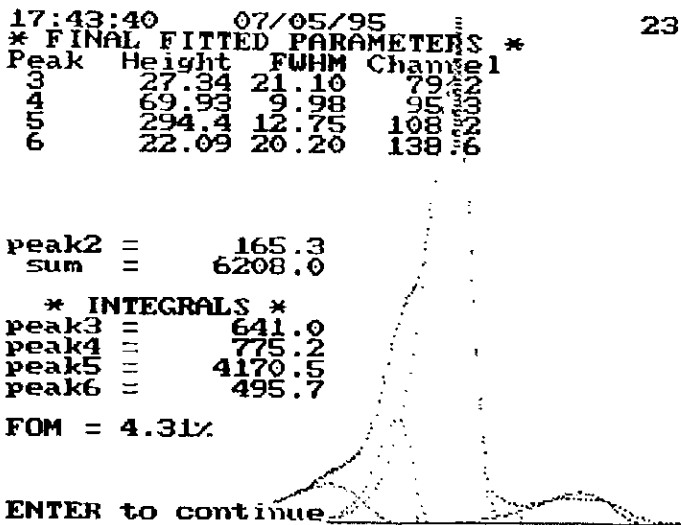


Figura 4.1 Curva de brillo para irradiación con 0.625 Gy de rayos X después de analizarla con el programa de deconvolución.

En la tabla 4.1 se presentan los resultados obtenidos de la deconvolución y la respuesta TL para los picos del 3 al 9, la última columna presenta los promedios de la respuesta TL total.

Dosis (Gy)	Pico 3 nC	Pico 4 nC	Pico 5 nC	Pico 6 nC	Pico 7 nC	Pico 8 nC	Pico 9 nC	Respuesta Total TL (nC)
0.625	0.119	0.131	0.636	0.052	0.073			1.049
5	0.91±0.10	1.35±0.07	6.32±0.48	0.4±0.04	0.97±0.18	0.28±0.03		10.43±0.43
10	1.51±0.26	2.69±0.278	13.0±0.92	0.93±0.10	2.58±0.24	0.55±0.08		21.8±1.63
17.5	2.76±0.55	4.62±0.187	23.87±0.70	2.01±0.23	5.17±0.23	1.1±0.21		41.24±0
55	9.8±1.2	16.71±0.964	90.51±5.35	10.76±1.24	23.68±0.45	5.47±1.06	3.9±0.359	163.78±8.30
75	13.91±1.43	23.99±1.16	130.17±5.72	16.97±1.21	36.46±0.215	8.8±0.93	6.39±0.7	240.79±11.63
90	16.66±3.44	27.53±0.543	155.0±7.95	21.7±1.54	44.57±2.69	10.73±1.91	7.51±1.108	294.83±17.89
150	27.74 ± 2.09	50.65 ± 1.80	285.8 ± 20	46.95 ± 1.63	81.88 ± 5.37	22.60 ± 0.55	14.2 ± 0.960	541.55 ± 32.53
600	126.15 ± 8.58	169.18 ± 7.33	994.86 ± 85.81	261.64 ± 17.07	365.57 ± 16.75	159.32 ± 11.65	87.05 ± 3.63	2224.72 ± 125.37
1,050	214.06 ± 26.07	234.38 ± 22.13	1444.78 ± 129.64	467.41 ± 54.17	642.61 ± 49.57	303.0 ± 51.43	171.36 ± 32.37	3609.75 ± 375.75
1,500	286.05	204.82	1368.57	596.89	784.79	487.54	290.7	4209.12
2,100	333.6	209.1	1571.3	698.5	954.0	555.4	338.7	4807.07

Tabla 4.1 Valores de la respuesta TL (nC) de los picos del 3 al 9 y señal total para diferentes dosis de rayos X.

Se grafican los valores de la tabla anterior en la figura 4.2, donde se muestran las curvas dosis-respuesta pico por pico, del 3 al 9, que son los puntos experimentales unidos por las líneas continuas y, figura 4.2, su comportamiento primeramente es lineal después supralineal y al final la curva tiende a caer y debido a este hecho se presume de un comportamiento sublineal, esto se observará mejor cuando se presenten las curvas de la función $f(D)$, en la sección 4.3. La línea punteada representa la curva dosis-respuesta total, esto es sin hacer la separación pico por pico. El orden que presentan los picos (3 al 9) en esta figura 4.2 es tal que conservan su crecimiento normal, esto es, si se observan los datos en la tabla 4.1 se ve que el pico 3 es el que tiene los valores de respuesta TL más pequeños y el pico 5 es el que presenta los valores de respuesta TL más altos. El pico 9 sólo se empieza a notar a dosis mayores que 55 Gy, para la dosis de 0.625 Gy sólo se tienen valores para los picos del 3 al 7.

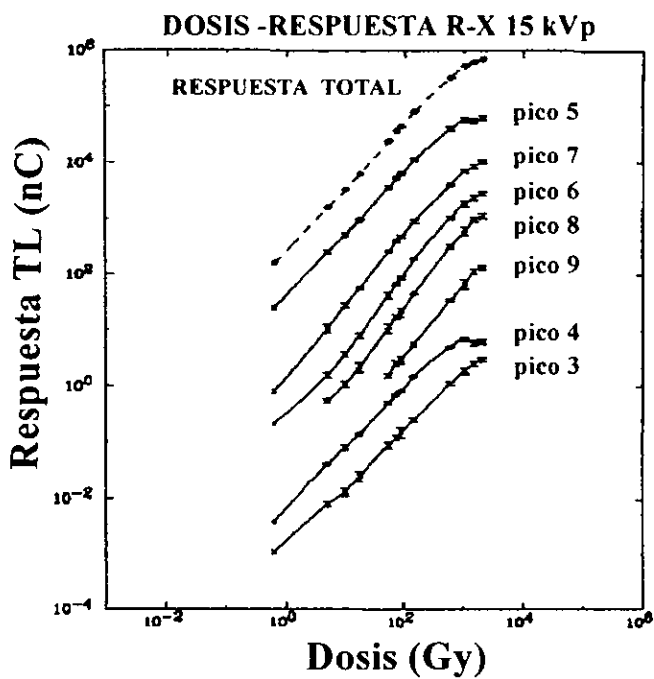


Figura 4.2 Curva dosis-respuesta correspondiente a las irradiaciones de TLD-100 hechas con rayos-X de 15 kVp.

4.1.2 Curvas Dosis-Respuesta con las fuentes radiactivas

Obtendremos curvas de brillo de los TLD así como sus curvas Dosis-Respuesta con cada una de las fuentes emisoras de radiación. La dosis se determinó a partir de la siguiente relación [Shapiro, 1990]:

$$\dot{X} = \Gamma \frac{A}{r^2} \quad (4.2)$$

donde \dot{X} es la tasa de exposición, A es la actividad de la fuente radiactiva, r es la distancia que existe entre la fuente radiactiva y el dosímetro, y Γ es la constante específica que fue definida en el capítulo II; las unidades de \dot{X} son R/h (tasa de exposición), la de A son mCi y la de r son cm.

X tiene unidades de R de modo que para obtener D en Gy utilizamos la ecuación (1.33).

Ba-133

Para este núcleo $\Gamma = 2.4 \left(\frac{\text{Rcm}^2}{\text{mCi h}} \right)$, $r = 0.5$ cm y $A_o = 11.9 \mu\text{Ci}$, donde A_o es la actividad original (ec. 3.1) y se tiene $T_{1/2} = 3905.5$ d, de donde resulta $\lambda = 1.77 \cdot 10^{-4} \text{d}^{-1}$. Como el tiempo entre la calibración de la fuente y el momento en el que se usó la fuente fue de 1335 días, entonces la actividad A en el momento en el que se ocupó la fuente es de:

$$A = 11.9 \mu\text{Ci} e^{-(1.77 \cdot 10^{-4} \text{d}^{-1})(1335 \text{d})} \quad (4.3)$$

$$A = 9.39 \mu\text{Ci}$$

por lo tanto la tasa de exposición para el primer mes en que se ocupó la fuente emisora de radiación fue de

$$\dot{X} = 2.4 \left(\frac{Rcm^2}{mCi h} \right) \frac{9.39 \mu Ci}{(0.5cm)^2}$$

$$\dot{X} = 0.090 \text{ R/h}$$

donde resulta que la tasa de dosis \dot{D} es de

$$\dot{D} = 0.78 \text{ mGy/h}$$

de aquí para obtener la dosis basta multiplicar por el tiempo de irradiación en horas. Las actividades calculadas mes tras mes durante el desarrollo de este trabajo fueron de 9.39, 9.34, 9.29 y 9.24 μCi , es decir una disminución mensual del 0.5%.

En la tabla 4.2 se presentan los promedios de la respuesta TL correspondientes a cada dosis.

Dosis (mGy)	Respuesta TL (nC)
0.78	3.71±0.12
1.56	6.67±0.60
2.34	9.57±0.17
3.12	13.63±0.40
3.9	15.17±0.63
4.68	22.02±1.03
5.46	27.85±0.78
13.26	59.94±1.13
15.6	77.2±1.67
18.72	154.0±0
34.32	194.45±0
70.98	320.5±0
93.6	465.7±0

Tabla 4.2 Dosis y promedios de la respuesta TL obtenidos por irradiación con ^{133}Ba durante el desarrollo del trabajo.

Co-60

Para estimar la dosis suministrada con esta fuente emisora de radiación γ se realiza el mismo cálculo hecho con la fuente de Ba-133, excepto que cambia el valor de $\Gamma = 13.2(\frac{Rcm^2}{mCi h})$ y $A_0 = 11.51 \mu Ci$. Con estos valores hay que calcular la tasa de dosis.

Primeramente hay que realizar la corrección por decaimiento, (ec. 3.1), donde $T_{1/2} = 1919.9$ días, resultando $\lambda = 3.61 \cdot 10^{-4} d^{-1}$. El tiempo entre la calibración de las fuentes y en el momento en el que se ocuparon fue de 1335 días, por lo cual la actividad es de

$$A = 11.51 \mu Ci e^{-(3.61 \cdot 10^{-4} d^{-1})(1335 d)}$$
$$A = 7.11 \mu Ci$$

Las distintas actividades durante el desarrollo de este trabajo fueron de 7.11, 7.03, 6.96 y 6.88 μCi , calculadas mes tras mes, es decir una disminución del 1.1%.

Con esta corrección de la actividad hecha por decaimiento se calcula ahora la tasa de exposición

$$\dot{X} = 13.2 \frac{Rcm^2}{mCi h} \frac{7.11 \mu Ci}{(0.5cm)^2}$$

entonces

$$\dot{X} = 0.37 R/h$$

pasando a tasa de dosis (mGy/h) se tiene

$$\dot{D} = 3.22 mGy/h$$

Este mismo cálculo se realizó para cada una de las diferentes actividades. En la siguiente tabla 4.3 se presentan los promedios obtenidos para la respuesta TL y la dosis.

Dosis (mGy)	Respuesta TL (nC)
1.61	6.77±0.77
3.22	12.24±1.05
4.83	18.59±1.56
6.44	23.58±0.99
8.05	31.16±3.04
9.66	37.32±1.42
11.27	54.23±3.17
293.02	1320±0
386.4	1660±0

Tabla 4.3 Dosis y promedios de la respuesta TL obtenidos por irradiación con ^{60}Co durante el desarrollo del trabajo.

Mn-54

Los cálculos para estimar la dosis suministrada a los TLD son los mismos hechos anteriormente para las otras fuentes emisoras de radiación, donde los valores para esta fuente son: $\Gamma = 4.7 \frac{\text{Rcm}^2}{\text{mCi h}}$, $A_o = 11.1 \mu\text{Ci}$. Hay que hacer la corrección por decaimiento de la actividad, para lo cual se hace uso de la expresión (3.1) donde $T_{1/2} = 313$ días, $\lambda = 2.21 \cdot 10^{-3} d^{-1}$, y entonces la actividad es

$$A = 11.1 \mu\text{Ci} e^{-(2.21 \cdot 10^{-3} d^{-1})(1335d)}$$

$$A = 0.58 \mu\text{Ci}$$

Los valores de las actividades durante el trabajo experimental fueron de 0.58, 0.54, 0.51 y 0.48 μCi , la corrección se realizó cada 30 días, y el cambio mensual fue del 6.1%.

Una vez hecha esta corrección se procede a calcular la tasa de exposición

$$\dot{X} = 4.7 \frac{\text{Rcm}^2}{\text{mCi h}} \frac{0.58 \mu\text{Ci}}{(0.5 \text{cm})^2}$$

entonces

$$\dot{X} = 0.011 \text{ R/h}$$

haciendo la conversión a mGy/h se tiene

$$\dot{D} = 0.096 \text{ mGy/h}$$

Con los demás valores de las actividades se realiza el mismo cálculo, al final se realiza un promedio tanto de la respuesta TL como de la dosis. En la tabla 4.4 se presentan los promedios obtenidos.

Dosis (mGy)	Respuesta TL (nC)
0.096	0.54±0.11
0.19	1.06±0.15
0.29	1.59±0.38
0.39	1.81±0.11
0.48	2.46±0.27
0.67	3.46±0.09
1.6	6.31±0.19
1.9	8.19±0.359
3.46	10.1±0.69
7.3	29.0±0
9.41	60.3±0

Tabla 4.4 Dosis y promedios de la respuesta TL obtenidos por irradiación con ^{54}Mn durante el desarrollo del trabajo.

En la figura 4.3 se grafican los resultados obtenidos de irradiar los TLD con las tres fuentes emisoras de radiación, lo que aquí se muestra es la curva dosis-respuesta de dichas irradiaciones. Lo que se observa de estas curvas es que la respuesta TL es lineal con respecto a la dosis suministrada, no existe otro comportamiento como en el caso de la curva dosis-respuesta de los TLD irradiados con el tubo generador de rayos-X mostrada en la figura 4.2, es decir que no existe un comportamiento supralineal ni sublineal. Además la respuesta TL es sumamente consistente para las tres fuentes radiactivas, lo que sugiere que la respuesta del TLD-100 no depende fuertemente de la energía de la radiación incidente en el intervalo estudiado.

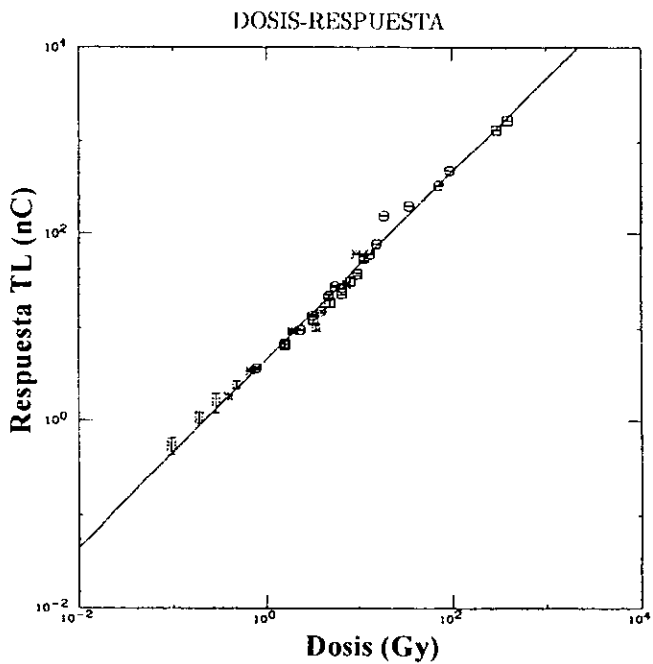


Figura 4.3 Curva dosis-respuesta de los TLD que fueron irradiados con las fuentes emisoras de radiación. \circ corresponde a ^{133}Ba , \square corresponde a ^{60}Co y * corresponde al ^{54}Mn y la recta es la regresión lineal de todos los datos obtenidos para esta curva.

4.2 CURVA DE BRILLO Y DECONVOLUCION

En esta sección se presentan las curvas de brillo obtenidas para rayos-X, también se muestra una de estas curvas de brillo con su deconvolución correspondiente. Se presentan las curvas de brillo obtenidas con las fuentes emisoras de radiación, pero sólo se presentan las de menor y mayor dosis suministrada (mínimo y máximo tiempo de irradiación) con su respectiva deconvolución.

4.2.1 Curvas de brillo para rayos-X de 15 kVp

En la figura 4.4 se presentan todas las curvas de brillo obtenidas de los TLD a diferentes dosis. Se observa en esta figura la evolución de la curva de brillo, esto es, el crecimiento de los picos así como la aparición del último pico (pico 9) a medida que la dosis suministrada va en aumento. Al normalizar estas curvas de brillo con respecto al valor máximo de su curva de brillo, figura 4.5, se observa claramente el crecimiento supralineal de los picos 6, 7, 8 y 9. Algunas curvas de brillo presentan muchos picos a lo largo de toda la curva y esto ocurre a las bajas dosis principalmente (ruido), debido a que la luz que le llega al tubo fotomultiplicador es pequeña respecto a la sensibilidad del tubo fotomultiplicador.

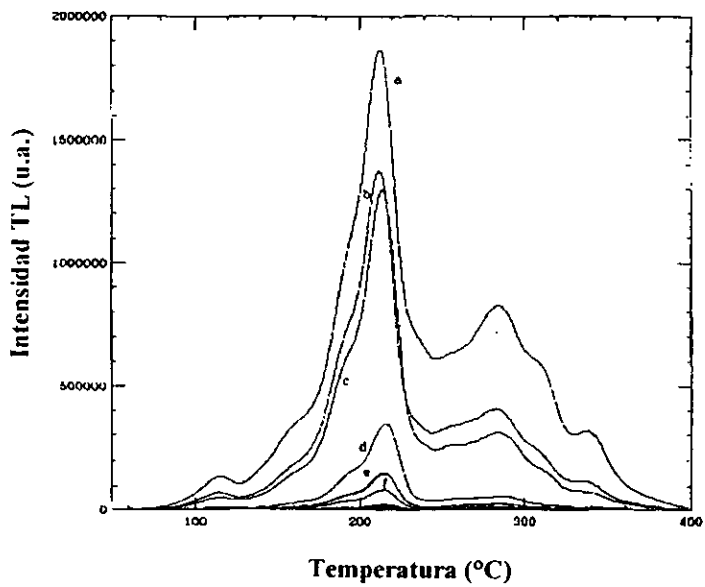


Figura 4.4 Curvas de brillo de los TLD obtenidas de las irradiaciones con rayos-X, desde (a) la curva de brillo que corresponde a la máxima dosis (2100 Gy) hasta (f) la mínima dosis (5 Gy).

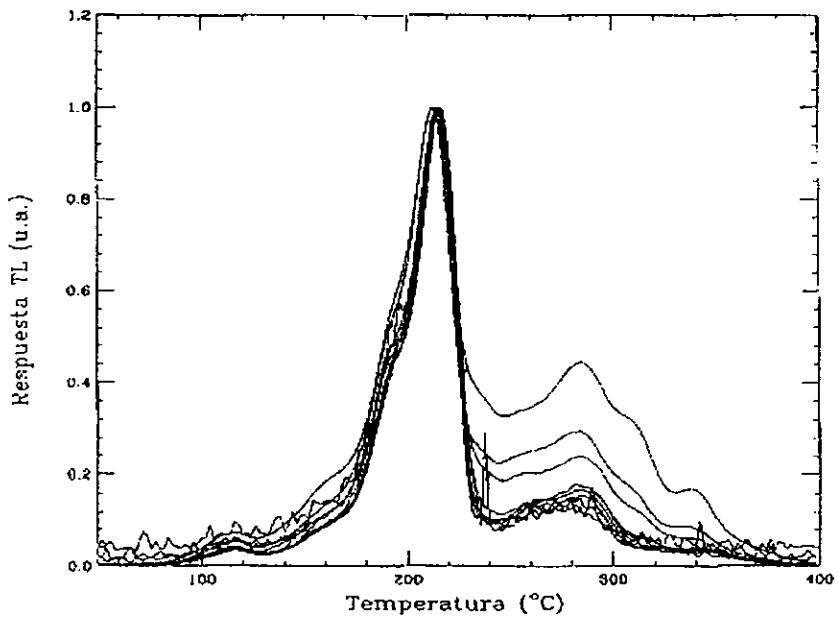


Figura 4.5 Curvas de brillo de rayos X normalizadas al máximo de cada una.

En la figura 4.6 se presenta una curva de brillo con su respectiva deconvolución, se observa la separación de cada uno de los picos. Los picos que se separan y estudian son del 3 al 9, como se verá en la sección 4.3.

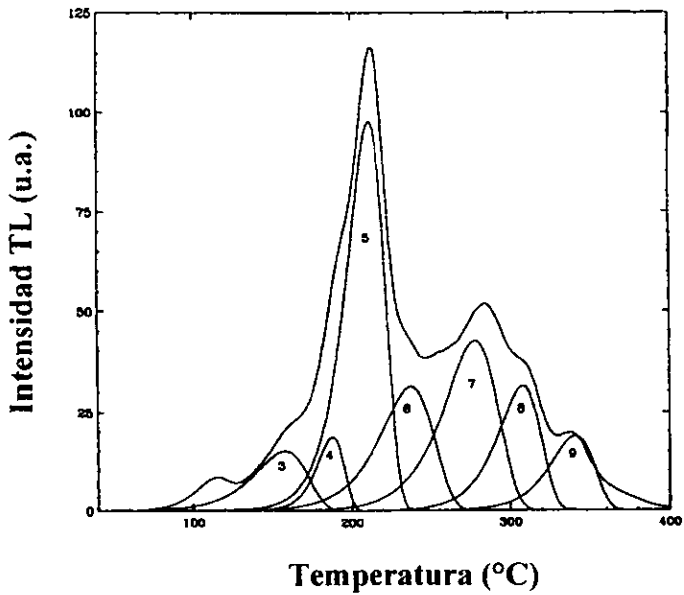


Figura 4.6 Deconvolución de la curva de brillo, rayos-X de 15 kVp, a una dosis de 1500 Gy.

4.2.2 Curvas de brillo para las fuentes emisoras de radiación γ

Ahora se muestran las curvas de brillo de los dosímetros irradiados con las fuentes radiactivas con sus respectivas deconvoluciones.

En las figuras 4.7, 4.8 y 4.9 se presentan las curvas de brillo de dosímetros irradiados con las fuentes de Ba-133, Co-60 y Mn-54 con sus respectivas deconvoluciones. Como puede observarse en las tablas 4.5, 4.6 y 4.7 respectivamente, no hay cambios fundamentales en la estructura de las curvas de brillo.

^{133}Ba

0.78 mGy		93.6 mGy	
P3/P5	P4/P5	P3/P5	P4/P5
0.081	0.274	0.086	0.261

Tabla 4.5 Contribución relativa de los picos de las curvas de brillo de esta fuente a dos dosis diferentes.

^{60}Co

1.61 mGy		386.4 mGy	
P3/P5	P4/P5	P3/P5	P4/P5
0.087	0.297	0.080	0.296

Tabla 4.6 Contribución relativa de los picos de las curvas de brillo de esta fuente a dos dosis diferentes.

^{54}Mn

0.096 mGy		9.41 mGy	
P3/P5	P4/P5	P3/P5	P4/P5
0.108	0.301	0.090	0.276

Tabla 4.7 Contribución relativa de los picos de las curvas de brillo de esta fuente a dos dosis diferentes.

En todas estas figuras (4.7 a la 4.9) la parte (a) representa la curva de brillo a la dosis más baja y la parte (b) a la dosis más alta.

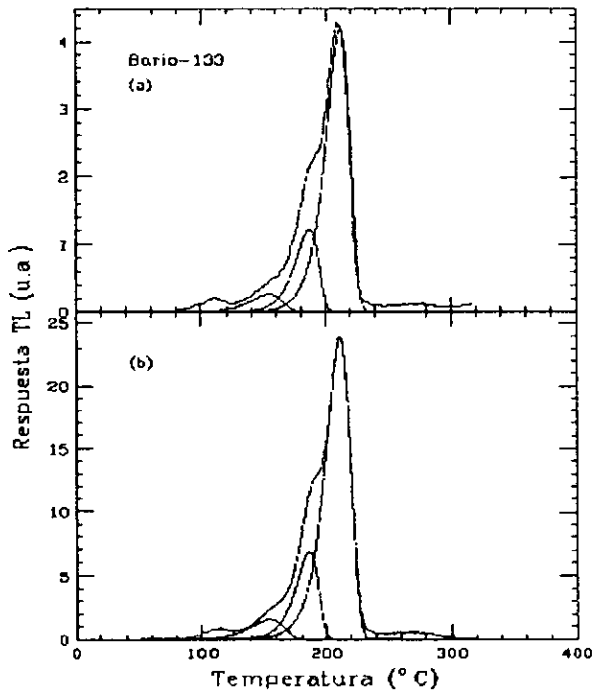


Figura 4.7 Curvas de brillo con su deconvolución en picos 3-5. TLD irradiados con Ba-133. (a) 0.78 mGy y (b) 93.6 mGy.

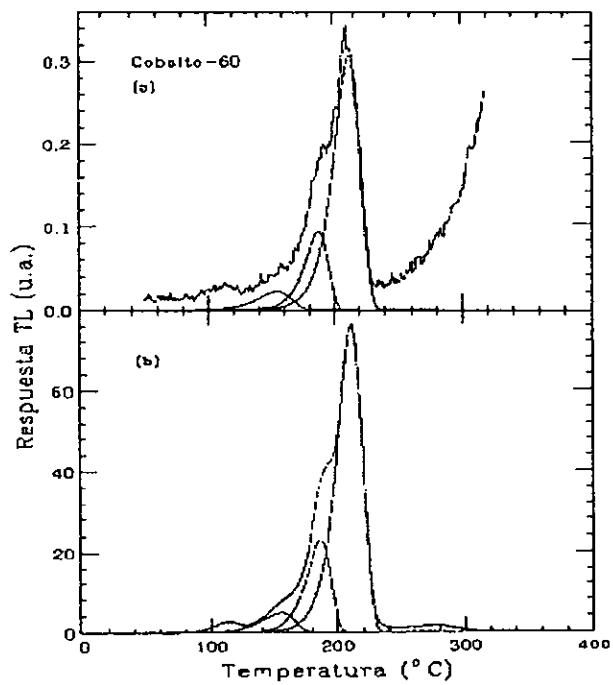


Figura 4.8 Curvas de brillo con su deconvolución en picos 3-5, TLD irradiados con la fuente de $Co-60$. (a) 1.61 mGy y (b) 386.4 mGy.

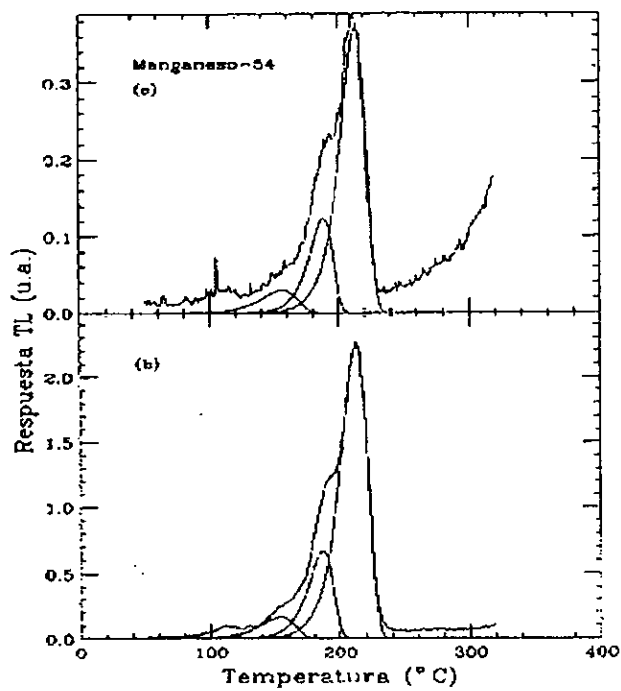


Figura 4.9 Curvas de brillo con su deconvolución en picos 3-5, TLD irradiados con la fuente de Mn-54. (a) 0.096 mGy y (b) 9.41 mGy.

4.3 FUNCION f(D) PARA IRRADIACION CON RAYOS X

Para obtener la curva f(D) se necesita realizar un cálculo haciendo uso de la siguiente expresión. [Horowitz, 1984]

$$f(D) = \frac{(F(D)/D)}{(F(D_i)/D_i)} \quad (4.4)$$

F(D) es la respuesta TL obtenida de cada una de las irradiaciones hechas y D es la dosis suministrada en dicha irradiación, F(D_i) es una lectura TL en la región lineal y D_i es la dosis suministrada en dicha región (región de baja dosis). El coeficiente F(D_i) / D_i lo fijamos, esto se obtiene haciendo el promedio de este cociente entre los valores de la respuesta TL (F(D_i)) a una dosis de 0.625, 5 y 10 Gy, este promedio se realiza para cada uno de los picos de la curva de brillo (5 al 7); y para fijar el cociente F(D_i) / D_i del pico 8 se obtiene promediando este cociente entre los valores de la respuesta TL (F(D_i)) a una dosis de 5, 10 y 17.5 Gy, el promedio para este pico 8 se realiza para estas dosis debido a que para la dosis de 0.625 Gy no se tiene respuesta TL (tabla 4.1).

El cálculo de f(D) se realizará por separado para los picos del 5 al 8, una vez fijado el cociente de F(D_i) / D_i (región lineal en cada uno de los picos), se utiliza la ecuación 4.4 y el valor que va a ir variando es el de F(D) / D. Por ejemplo para una dosis de 0.625 Gy (tiempo de exposición 15 s) y para el pico 5 (ver tabla 4.1) se tiene:

$$f(D) = \frac{0.636nC/0.625Gy}{\left[\frac{0.636nC}{0.625Gy} + \frac{0.32nC}{5Gy} + \frac{13nC}{10Gy} \right] \cdot \frac{1}{3}} = \frac{1.018nC/Gy}{1.194nC/Gy} \quad (4.5)$$

$$f(D) = 0.85 \quad (4.6)$$

Para el cálculo del resto de los valores del pico 5 se realiza la misma operación, siempre manteniendo fijo, en este caso en particular, el valor del cociente F(D_i) / D_i = 1.194 nC/Gy que corresponde a la región lineal de la curva, y para el cálculo del resto de los picos se hace

la misma operación. En la tabla 4.8 se presentan los resultados de la función $f(D)$ para la respuesta TL total así como para cada uno de los picos, del 5 al 8 $f(D)$ es adimensional.

Dosis (Gy)	Respuesta total TL ($f(D)$)	pico 5 $f(D)$	pico 6 $f(D)$	pico 7 $f(D)$	pico 8 $f(D)$
0.625	0.79±0.04	0.85±0.09	0.98±0.06	0.67±0.23	
5.0	0.99±0.05	1.05±0.11	0.94±0.06	1.11±0.39	0.97±0.06
10.0	1.03±0.05	1.08±0.11	1.09±0.07	1.47±0.51	0.95±0.06
17.5	1.12±0.05	1.13±0.12	1.35±0.08	1.69±0.59	1.09±0.07
55.0	1.41±0.07	1.37±0.14	2.29±0.14	2.46±0.86	1.72±0.10
75.0	1.52±0.08	1.44±0.15	2.65±0.17	2.77±0.97	2.03±0.12
90.0	1.55±0.08	1.43±0.15	2.83±0.99	2.83±0.99	2.07±0.12
150.0	1.71±0.09	1.59±0.17	3.67±0.23	3.12±1.09	2.62±0.16
600.0	1.76±0.09	1.38±0.15	5.11±0.32	3.48±1.22	4.60±0.27
1050.0	1.63±0.08	1.14±0.12	5.22±0.33	3.50±1.22	5.00±0.30
1500.0	1.33±0.07	0.76±0.08	4.67±0.29	2.99±1.04	5.64±0.34
2100.0	1.08±0.05	0.62±0.07	3.90±0.24	2.60±0.91	4.59±0.27

Tabla 4.8 Valores de la función de supralinealidad ($f(D)$) para la respuesta TL total y para cada uno de los picos (5 al 8).

Analizando con esto el comportamiento de la respuesta TL al aumentar la dosis, este comportamiento es lineal-supralineal-sublineal (figura 4.10), se grafican los datos correspondientes de la tabla anterior para la respuesta TL total y los picos 5 al 8. Estos resultados se comprobaron observando la curva dosis-respuesta donde se verifica que el comportamiento de las

curvas no es lineal a partir de una dosis igual a 17.5 Gy.

Para las fuentes emisoras de radiación γ no se calculó la función $f(D)$ ya que el comportamiento de los TLD-100 sometidos a las irradiaciones con estas fuentes es lineal, esto se observa en la curva dosis-respuesta, figura (4.3) por lo tanto $f(D) \approx 1$ en estos casos.

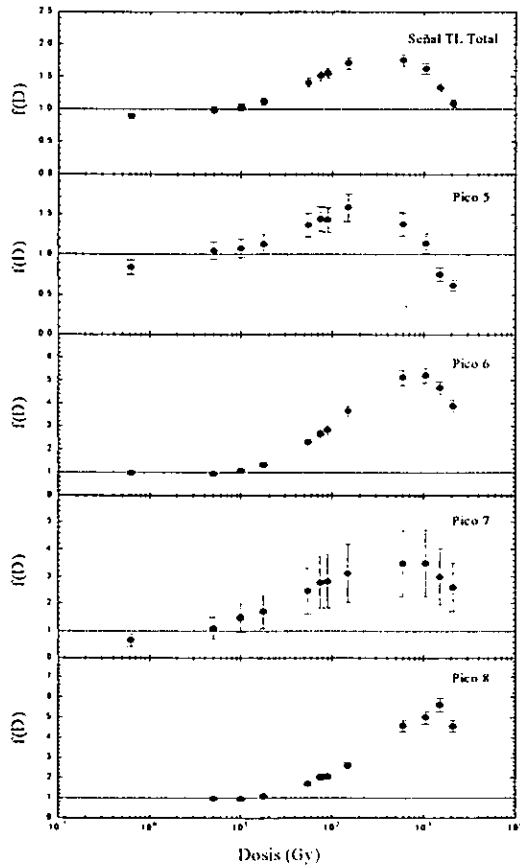


Figura 4.10 Curvas de la función $f(D)$ de la señal TL total y de los picos 5 al 8, TLD-100 irradiados con rayos X a 15 kVp.

CAPITULO V

DISCUSION Y CONCLUSIONES

5.1 DEPOSITO DE ENERGIA

En este capítulo se verá cómo es el depósito de la energía en los TLD tanto cuando son irradiados con rayos X a 15 kVp como con las fuentes emisoras de radiación γ mediante cálculos matemáticos utilizando la siguiente expresión:

$$\frac{D(z)}{D_0} = e^{-\frac{\mu_{en}}{\rho} \rho z} \quad (5.1)$$

donde $D(z)$ es la dosis depositada a lo largo de la trayectoria z , D_0 es la dosis inicial depositada ya sea por rayos X o por las fuentes emisoras de radiación, μ_{en} es el coeficiente de absorción de energía del material, éste depende tanto del material con el cual esta interaccionando el haz de radiación así como de la energía de dicho haz. Este valor se encuentra en tablas [Attix,1986] donde sólo aparece el coeficiente másico de absorción $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ donde ρ es la densidad del TLD (LiF), z representa la distancia recorrida por el haz de radiación dentro del TLD; esta distancia va desde 0 a 0.09 cm, esta última corresponde al espesor del TLD. Esta relación nos da el depósito de energía (Dosis) a lo largo de la trayectoria del haz de radiación cuando entra en el TLD. Por lo cual se graficará energía contra distancia recorrida del haz.

5.1.1 Depósito de energía en los TLD's debido a los rayos X de 15 kVp

Para realizar este cálculo se utilizó la ecuación (5.1), se tomó la energía promedio de los rayos X la cual es de 9 keV, y con este valor de la energía se obtiene de las tablas un coeficiente másico de absorción de:

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{LiF} = 11.17 \text{ cm}^2 / \text{g}$$

donde

$$\rho_{LiF} = 2.64 \text{ g/cm}^3$$

entonces, tomando $z=0$ cm se tiene $\frac{D(z)}{D_0} = 1$, y para $z=0.09$ cm se tiene que la fracción de depósito de energía es de

$$\frac{D(z)}{D_0} = 0.071$$

En la tabla 5.1 se presentan los valores correspondientes del depósito de energía para las distintas distancias recorridas por el haz.

Distancia (cm)	$\frac{D(z)}{D_0}$
0	1
0.01	0.75
0.02	0.55
0.03	0.41
0.04	0.31
0.05	0.23
0.06	0.17
0.07	0.13
0.08	0.095
0.09	0.071

Tabla 5.1 Resultados del depósito relativo de energía de los rayos X a 15 kVp en TLD-100.

5.1.2 Depósito de energía de las fuentes emisoras de radiación en TLD-100

Al igual que para los rayos X se realizan los cálculos para las fuentes, lo único que varía es la energía de radiación, por lo cual variará el coeficiente másico de absorción.

Ba-133

El coeficiente másico de absorción para una energía de 0.356 MeV es de $(\frac{\mu_{en}}{\rho})_{LiF} = 0.0265$ cm^2/g , entonces para $z=0$ cm se tiene un depósito de energía $\frac{D(z)}{D_0} = 1$, para $z=0.01$ cm se tiene

$$\frac{D(z)}{D_0} = 0.999$$

En la tabla 5.2 se presentan los valores obtenidos con esta fuente.

Distancia (cm)	$\frac{D(z)}{D_0}$
0	1
0.01	0.999
0.02	0.999
0.03	0.998
0.04	0.997
0.05	0.996
0.06	0.996
0.07	0.995
0.08	0.994
0.09	0.994

Tabla 5.2 Resultados del depósito relativo de energía debido a la emisión γ del Ba-133 a lo largo de la trayectoria dentro del TLD.

Co-60

Se hacen los mismos cálculos para el depósito de energía que los hechos para Ba-133, sólo cambia el coeficiente másico de absorción al cual para el Co-60 con una energía de 1.33 MeV le corresponde $(\frac{\mu_{en}}{\rho})_{LiF} = 0.0247$ cm^2/g , para $z=0$ cm se tiene $\frac{D(z)}{D_0} = 1$, haciendo el cálculo para $z=0.09$ cm se tiene:

$$\frac{D(z)}{D_0} = 0.994$$

En la tabla 5.3 se presentan los valores obtenidos para el resto de la trayectoria dentro del TLD.

Distancia (cm)	$\frac{D(z)}{D_0}$
0	1
0.01	0.999
0.02	0.999
0.03	0.998
0.04	0.997
0.05	0.997
0.06	0.996
0.07	0.995
0.08	0.995
0.09	0.994

Tabla 5.3 Resultados del depósito relativo de energía debido a la emisión γ del Co-60 a lo largo de la trayectoria dentro del TLD.

Mn-54

El coeficiente másico de absorción para la energía de 0.835 MeV del Mn-54 es de

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{LiF} = 0.0265 \text{ cm}^2/\text{g}$$

de donde para $z=0$ cm utilizando la ecuación 5.2 se tiene $\frac{D(z)}{D_0} = 1$, haciendo el cálculo para $z=0.09$ cm tenemos

$$\frac{D(z)}{D_0} = 0.994$$

En la tabla 5.4 se presentan los valores calculados a lo largo de la trayectoria del haz de esta fuente dentro del TLD.

Distancia (cm)	$\frac{D(z)}{D_0}$
0	1
0.01	0.999
0.02	0.999
0.03	0.998
0.04	0.997
0.05	0.997
0.06	0.996
0.07	0.995
0.08	0.994
0.09	0.994

Tabla 5.4 Resultados del depósito relativo de energía de la emisión γ del Mn-54 a lo largo de la trayectoria dentro del TLD.

En la figura 5.1 se presentan las curvas del depósito de energía $\frac{D(z)}{D_0}$ en los TLD tanto para las irradiaciones hechas con rayos X como con las fuentes emisoras de radiación, en donde se observa cómo disminuye fuertemente la intensidad del haz de rayos X conforme va penetrando el TLD. De aquí se concluye que los rayos X a medida que van penetrando van depositando más energía que las fuentes emisoras de radiación, esto es que las irradiaciones hechas con rayos X ionizan más que las fuentes emisoras de radiación.

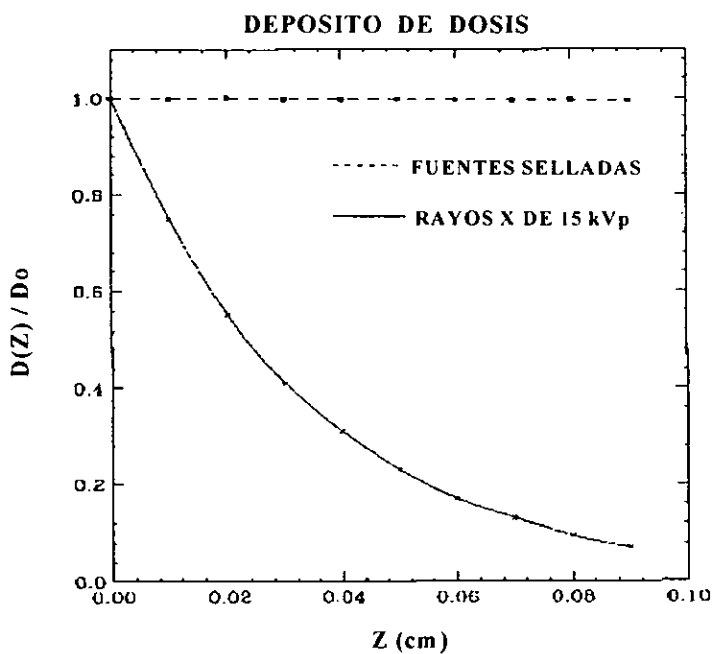


Figura 5.1 Curva del depósito de energía para rayos X a 15 kVp y las fuentes emisoras de radiación.

5.2 CONCLUSIONES

En este trabajo se realizaron medidas experimentales de la respuesta TL, como función de la dosis, de TLD-100 expuestos a rayos X de 15 kVp. Para ello se determinó la tasa de dosis del generador de rayos X para las condiciones de operación del generador y la geometría de irradiación de los dosímetros utilizados.

Se realizó la deconvolución de las curvas de brillo obtenidas con el fin de estudiar cada uno de sus picos componentes, 3 a 9, y obtener la respuesta de cada uno de ellos como función de la dosis, encontrándose que en todos los casos la respuesta es lineal-supralineal-sublineal salvo para el pico 9 que tiene una respuesta supralineal-sublineal en el intervalo de dosis estudiado, como se observa en la figura 4.2.

Para determinar de manera más precisa el comportamiento de la respuesta TL, se calculó la función de supralinealidad para la señal TL total y los picos 5 a 8 de la curva de brillo (figura 4.10), obteniéndose valores máximos de $f(D)$, tabla 5.5, respecto a las irradiaciones hechas con el generador de rayos X a 15 kVp (energía efectiva de 9 keV).

	$f(D)_{max}$
Respuesta TL total	1.76 ± 0.09
pico 5	1.59 ± 0.17
pico 6	5.22 ± 0.33
pico 7	3.50 ± 1.22
pico 8	5.64 ± 0.34

Tabla 5.5. Valores de máxima supralinealidad $f(D)_{max}$ respecto de las irradiaciones hechas con rayos X.

El trabajo experimental hecho con las fuentes radiactivas nos llevó a concluir que la respuesta del TLD-100 a la radiación es lineal ya que en la curva dosis-respuesta (figura 4.3) sólo se observa este hecho; además al ir obteniendo las curvas de brillo se ve que no hay indicios de la aparición de otros picos, al aumentar la dosis, que no sean 3, 4, y 5, los cuales aparecen en todas las curvas de brillo y sólo va cambiando su señal TL, las curvas de las tres fuentes radiactivas

utilizadas se van suavizando (figuras 4.7, 4.8 y 4.9), a medida que va en aumento la dosis. Esto, seguramente, es consecuencia de las bajas dosis que se pudieron obtener con las fuentes radiactivas disponibles en el Instituto de Física de la UNAM.

Esta conclusión nos lleva a justificar el hecho del por qué no se realizaron tanto los cálculos como las curvas de la función de supralinealidad ($f(D)$).

Los TLD-100 después de ser irradiados se vuelven a someter al TT descrito en este trabajo antes de ser reutilizados, esto es porque se tiene la experiencia de que no sufren daño alguno en su estructura cristalina. Cabe mencionar que existe un límite de las veces que se pueden utilizar los TLD-100.

Las funciones de supralinealidad medidas en este trabajo están siendo utilizadas para calcular eficiencias relativas de TLD-100 expuestos a partículas cargadas pesadas a partir de las teorías de estructura de trazas debido a que el espectro de electrones secundarios no es demasiado diferente al generado por PCP (partículas alfa y protones) de baja energía. [Gamboa de Buen, 1997]

Además de estas medidas, la Dra. Ma. Isabel Gamboa de Buen midió la $f(D)$ para rayos X emitidos por el mismo generador operado a 35 kVp. En la figura 5.2 se muestran los espectros de energía, normalizados respecto al valor máximo, para 15 kVp y 35 kVp, calculado con una simulación Monte Carlo usando el código EGS4 [Nelson, 1985]. En ambos casos la contribución dominante es la debida a la línea característica K_{α} , (la componente K_{β} es absorbida por el filtro de níquel). El espectro continuo tiene una mayor contribución para 35 kVp que para 15 kVp lo cual puede indicar que la energía efectiva es mayor a 35 kVp. Sin embargo, la energía efectiva obtenida a partir de medidas de la capa hemirreductora fue de ~ 9 keV para ambos haces.

En la figura 5.3 se muestran las medidas de $f(D)$ para 15 y 35 kVp, el ancho de las bandas corresponde a las incertidumbres estimadas a partir de varias medidas a la misma dosis. Se observa que ambos conjuntos de datos no presentan diferencias significativas excepto para el pico 8, el cual tiene un grado de supralinealidad $\sim 30\%$ menor para 15 kVp que para 35 kVp. Una posible explicación es que la respuesta del pico 8 sea más sensible, que la de los otros picos de la curva de brillo estudiados, a la irradiación con los fotones de más alta energía producidos a 35 kVp.

Este trabajo forma parte de un estudio sistemático de la respuesta TL de dosímetros TL expuestos a radiación ionizante (rayos X, gamma y partículas cargadas pesadas de baja energía) que está realizando el grupo de dosimetría del Instituto de Física, UNAM, para establecer la dependencia de la eficiencia relativa y la respuesta supralineal de los dosímetros con la transferencia lineal de energía y el tipo de partícula. A partir de estos estudios se pretende encontrar una dependencia sistemática que permita predecir la respuesta TL para cualquier tipo de radiación ionizante. Además estos resultados se compararán con predicciones de eficiencia relativa calculadas a partir de los modelos de estructura de trazas.

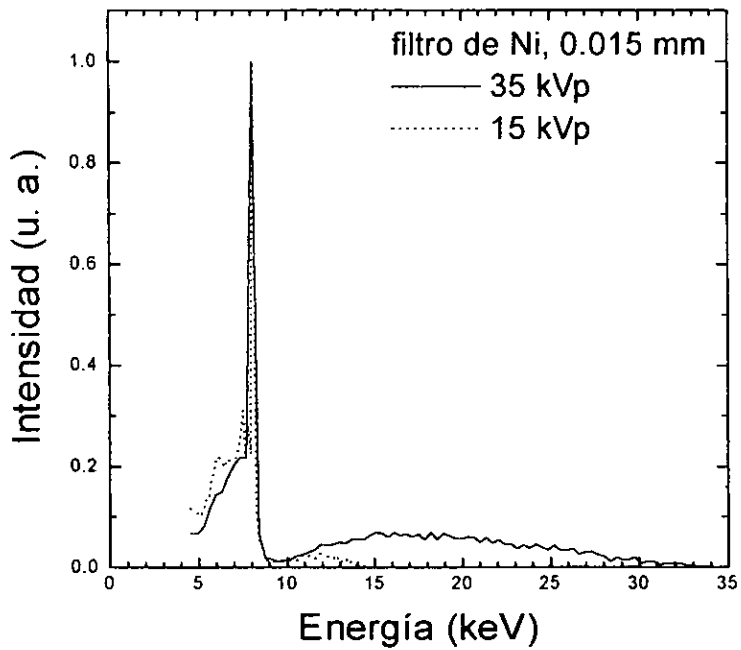


Figura 5.2 Espectro de energía del generador de rayos X a 35 kVp y 15 kVp del Instituto de Física de la UNAM.

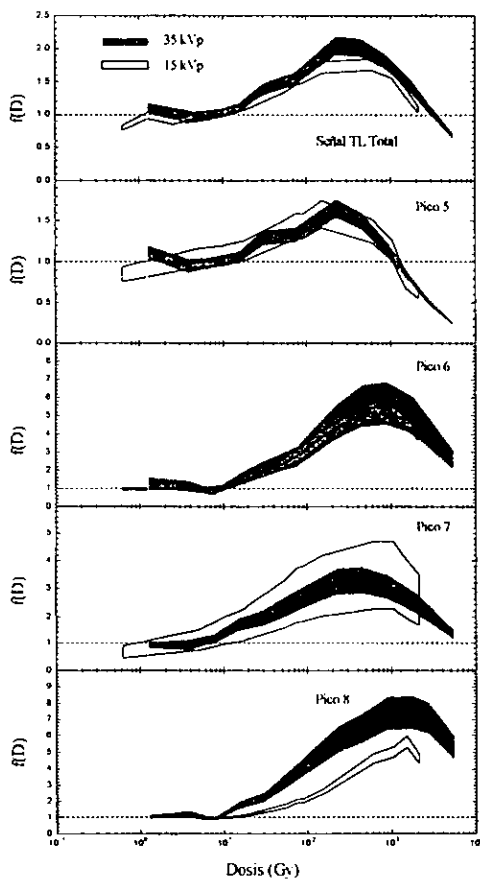


Figura 5.3 Gráfica de la función $f(D)$ de las irradiaciones hechas con el tubo generador de rayos X a 35 kVp y 15 kVp.

BIBLIOGRAFIA

- [Attix, 1968] Frank H. Attix, Radiation Dosimetry, segunda edición, Academic Press, William C. Roesch, Volumen I, 1968.
- [Attix, 1974] Attix F. H., Proc 4th, Int. Cont. on Luminescence Dosimetry, Krakow, ed. T. Niewiadomski (Krakow: Institute of Nuclear Physics) p31, 1974.
- [Attix, 1975] Attix, F. H., Further considerations of the track interaction model for thermoluminescence in LiF (TLD-100), J. Appl. Phys., 46, 81, 1975.
- [Attix, 1986] Attix F. H, Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, John Wiley and Sons, 1986.
- [Beiser, 1971] Arthur Beiser, Conceptos de Física Moderna, primera edición revisada, Libros McGraw Hill, 1971.
- [Buenfil, 1991] Buenfil A. E., Tesis Maestro en Ciencias, Facultad de Ciencias, UNAM, 1991.
- [Browne, 1978] Browne Edgardo, Dairiki Janis M. and Doebler Raymond E., Table of Isotopes, Seventh edition, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1978.
- [Claffy, 1968] Claffy, E. W., Click C. C. and Attix, F. H., Processes and colour centers in LiF: Mg, Ti, In. Proc. 2nd int. Cont. on Luminescence Dosimetry, USAEC cont. 680920, Springfield, VA. INTIS, 302, 1968.
- [Evans, 1955] Evans, R. D., The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, 1955.
- [Gamboa de Buen, 1996] Gamboa de Buen Ma. Isabel, Tesis de Doctorado en Ciencias, Facultad de Ciencias, UNAM, 1996.
- [Gamboa de Buen, 1997] Gamboa de Buen, I. Ruiz, C. Oliver, A., López, K. and Brandan, M. E., Measurement of the thermoluminescent response (supralinearity and efficiency) of LiF:Mg,Ti exposed to 0.7 MeV protons, Nucl. Instr. and Meth. 1997, en prensa.
- [Hall, 1988] Hall, E. J., Radiobiology for the radiologist, Third edition J. B. Lippincott Company, 1988.

- [*Handbook*, 1967] Kaelble, Emmett F., *Handbook of X-Rays for Diffraction, Emission, Absorption and Microscopy*, McGraw Hill, 1967.
- [*Horowitz*, 1980] Horowitz, Y. S. and Kalef-Ezra, J., Relative thermoluminescent yield of heavy charged particles: theory and experiment, *Nucl. Instr. Meth.*, 175, 29, 1980.
- [*Horowitz*, 1981] Horowitz, Y. S., The microdosimetric and theoretical basis of thermoluminescence and applications to dosimetry, *Phys. Med. Biol.*, 26, 765, 1975.
- [*Horowitz*, 1984] Horowitz, Y. S. (ed), *Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry*, Vol. II, CRC Press, Boca Raton, 1984.
- [*Horowitz*, 1990a] Horowitz, Y. S. and Rosenkrantz, M., Track interaction theory for heavy charged particle TL supralinearity, *Radiat. Prot. Dosim.* 31, 71, 1990.
- [*Horowitz*, 1990b] Horowitz, Y. S. and Stern, N., Relative thermoluminescent efficiency of LiF:Cu,Mg,P to alpha particles: theory and experiment, *Radiat. Prot. Dosim.* 33, 287, 1990.
- [*Horowitz*, 1990c] Horowitz, Y. S., Mathematical modelling of TL supralinearity for heavy charged particles, *Radiat. Prot. Dosim.* 33, 75, 1990.
- [*Horowitz*, 1996a] Horowitz, Y. S., Rosenkrantz, M., Mahajna, S. and Yossian, D., The track interaction model for alpha particle induced thermoluminescence supralinearity: dependence of the supralinearity on the vector properties of the alpha particle radiation field, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29, 205, 1996.
- [*Horowitz*, 1996b] Horowitz, Y. S., Rosenkrantz, M. and Yossian, D., Unified theory of gamma and heavy charged particle TL Supralinearity: the track/defect interaction model, *Proc. 11th. Int. Conf. Solid State Dosimetry, Budapest, Radiat. Prot. Dosim.*, 1996.
- [*Kalef - Ezra*, 1980] Kalef-Ezra, J., Study of the applicability of track structure theory to thermoluminescence. Thesis, Ben Gurion University of the Negev, Israel. 1980.
- [*Kalef - Ezra*, 1982] Kalef-Ezra, J. and Horowitz, Y. S., Heavy charged particle thermoluminescence dosimetry: track structure theory and experiments, *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, 33, 1085, 1982.
- [*Katz*, 1965] Katz, R. and Butts, J. J., Width of Ion and Monopole Tracks in Emulsions, *Phys. Rev.*, 137, 198, 1965.
- [*Kat, Pen*, 1952] L. Katz y A. S. Penfold, *Rev. Mod. Phys.*, 24, 28, 1952.

- [Lee, 1995] Lee, C. K. and Chen, R., Explanation of the Superlineal behaviour of Thermoluminescence by considering the residual holes in the recombination centres before irradiation, *J. Phys., D: Appl. Phys.*, 28, 408, 1995.
- [Mckinlay, 1981] A.F. Mckinlay, *Thermoluminescence Dosimetry*, The Adam Hilger, 1981.
- [Moscovitch, 1986] Moscovitch M. and Horowitz, Y. S., Microdosimetric track interaction model applied to alpha particle induced supralinearity and linearity in LiF:Mg,Ti, *Radiat. Prot. Dosim.*, 17, 487, 1986.
- [Moscovitch, 1988] Moscovitch M. and Horowitz, Y. S., A microdosimetric track interaction model applied to alpha-particle-induced supralinearity and linearity in thermoluminescent LiF:Mg,Ti, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 21, 804, 1988.
- [Mott, 1938] Mott N.F. and Gurney R.W., *Trans. Faraday Soc.* 35, 1938.
- [Mott, 1940] Mott N.F. and Gurney R.W., *Electronic Processes in Ionic Crystals*, Oxford Univ. Press., 1940.
- [Nelson, 1985] Nelson, W. R., Rogers, D. W. O. and Hirayama, H., *The EGS4 Code system*, Stanford, CA, Stanford Linear Accelerator Center; Report SLAC-265.
- [Rickards, 1991] Jorge Rickards Campbell y Ricardo Cameras Ross, *Las radiaciones II. El manejo de las radiaciones nucleares*, La Ciencia desde México, Fondo de Cultura Económica, 1991.
- [Rosenkrantz, 1993] Rosenkrantz, M. and Horowitz, Y. S., Alpha Particle induced TL supralinearity in TLD-100: dependence on vector properties of the radiation field, *Radiat. Prot. Dosim.*, 47, 27, 1993.
- [SCHAUM, 1980] Ronald Gautreau y William Savin, *Física Moderna, teoría y 486 Problemas resueltos*, Serie SCHAUM, 1980.
- [Shapiro, 1990] Shapiro, Jacob, *Radiation Protection*, Third Edition, Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, and London, England, 1990.