



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

MEDIDAS DE EFICIENCIA TERMOLUMINISCENTE  
DE DOSÍMETROS TLD-100 ANTE IRRADIACIÓN  
CON IONES DE NITRÓGENO

**T E S I S**  
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
**F Í S I C A**  
P R E S E N T A:  
**KARINA CONCHA SANTOS**

Directora de Tesis: Dra. Olga Leticia Ávila Aguirre



2004



FACULTAD DE CIENCIAS  
SECCION ESCOLAR

---

---



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



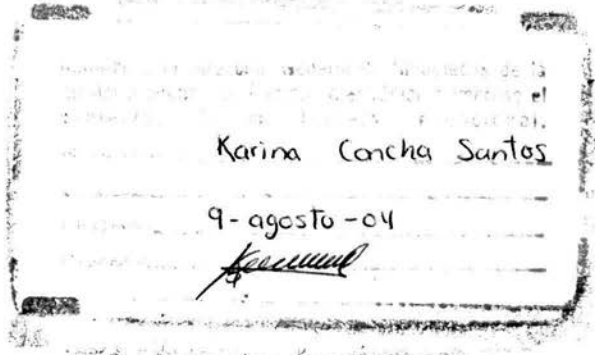
**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

ESTA TESIS NO SALE  
DE LA BIBLIOTECA



**ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ**  
**Jefe de la División de Estudios Profesionales de la**  
**Facultad de Ciencias**  
**Presente**

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:

"Medidas de eficiencia termoluminiscente de dosímetros TLD-100 ante irradiación con iones de nitrógeno"

realizado por Concha Santos Karina

con número de cuenta 09434847-5 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis  
 Propietario

Propietario Dra. Olga Leticia Avila Aguirre

M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos

Propietario Dra. María Isabel Gamboa de Buen

Suplente M. en C. Patricia Raquel Avilés Mandujano

Suplente Dr. Epifanio Cruz Zaragoza

*Olivia*  
*Olivia E. B...*  
*gpl*  
*Patricia R. M.*

Consejo Departamental de Física

*Patricia Goldspetn Menache*  
 DRA. PATRICIA GOLDSPEIN MENACHE  
 Coordinadora de Licenciatura en Física  
 DEPARTAMENTO DE FÍSICA

*A mis padres:*

*Flor de María y Antonio*

*A mis hermanas:*

*Sibila y Elizabeth*

## **Agradecimientos:**

A mis padres y a mis hermanas por todo su apoyo, cariño y comprensión que siempre me han dado.

A la Dra. Olga Ávila Aguirre por la dirección de este trabajo, sus conocimientos para la elaboración de la tesis su tiempo, amistad y su apoyo.

A la Dra. Isabel Gamboa de Buen por su ayuda para la irradiación de los dosímetros en el Gammacell y sus comentarios para mejorar la tesis.

A la M. en C. Ana Elena Buenfil por su amistad, su ayuda y comentarios en la revisión de la tesis.

A la M. en C. Patricia Raquel Avilés Mandujano, por sus sugerencias para realizar el análisis de las curvas de brillo, el cálculo de las incertidumbres, la revisión de la tesis y sus comentarios.

Al Dr. Epifanio Cruz Zaragoza por la revisión de la tesis y sus comentarios.

A la Dra. María Ester Brandan por su constante apoyo en todos los momentos para la elaboración de la tesis y sus siempre enriquecedores comentarios.

Al M. en C. César Ruíz Trejo, por su apoyo durante las irradiaciones en el Peletrón, su ayuda en la conexión y su uso de la electrónica asociada.

A la Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte y a la M. en C. Guerda Masillon por su amistad y ayuda durante las irradiaciones en el peletron.

A Karim López y Fis. Francisco Javier Jaimes por la operación del Peletrón y ayuda durante las irradiaciones.

A mis compañeros de la licenciatura Adriana, Benjamín, Margarita, Israel, Verónica, Miguel Ángel, Nadia, etc. por su amistad y los inolvidables momentos que compartimos juntos.

A mis compañeros del grupo de dosimetría: Flavio, Héctor Galván, Héctor Alva, Karla Paola, Marvin,.. etc. por su amistad.

A mis compañeros de UNIVERSUM, Nalleli, Maribel, Alejandra García, Ady, Otto, Noel, Jesús, Lu, Fabián, Mónica, Rene,...etc. por su amistad.

A toda la familia Concha Aragón y Santos Santiago que siempre me han apoyado.

A mi tío José Domingo, Kika, mis primos Jack, Max y a mi sobrinita Jaqueline, que estuvieron conmigo en la última etapa de mi licenciatura.

Al Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM por concederme todas las facilidades para las irradiaciones en el Gammacell.

Al Instituto de Física de la UNAM por el uso de sus instalaciones y equipo.

A la Facultad de Ciencias y a la Universidad Nacional Autónoma de México

A DGAPA-UNAM proyecto IN-109302.

# Índice general

Introducción	1
1 Interacción de la radiación con la materia	
1.1 Interacción de las partículas cargadas pesadas (PCP) con la materia	5
1.2 Interacción de los electrones con materia	8
1.3 Interacción de los fotones con la materia	9
1.4 Dosimetría	11
1.5 Termoluminiscencia	12
1.6 Dispersión de Rutherford	16
1.7 Eficiencia	18
1.8 Función de Supralinealidad	19
1.9 Modelo de estructura de trazas modificado (MTST)	19
2 Desarrollo Experimental	
2.1 Experimento 1	22
2.1.1 Medición del espesor del blanco	22
2.1.2 Medidas de distribución angular en el acelerador Peletrón	24
2.1.3 Cálculos de la pérdida de energía	26
2.2 Experimento 2	28
2.2.1 Irradiación de dosímetros con iones de nitrógeno	28
2.2.2 Irradiación con rayos gamma	31
2.2.3 Equipo lector	32
2.2.4 Deconvolución de las curvas de brillo	33



3 Resultados	
3.1.1 Espesor del blanco	36
3.1.2 Experimento 1. Medidas de distribución angular en el acelerador Peletrón	37
3.2.1 Medidas de eficiencia relativa termoluminiscente	41
3.2.2 Eficiencia	48
4 Conclusión	56
Bibliografía	58

# INTRODUCCIÓN

La termoluminiscencia (TL) se observa cuando un material emite luz al ser calentado como consecuencia de una irradiación previa. Esta característica permite que algunos materiales con propiedades termoluminiscentes sean utilizados en dosimetría de la radiación.

Debido a la importancia y utilidad de la TL se han fabricado y estudiado diversos materiales termoluminiscentes, entre ellos minerales que pueden ser cristales inorgánicos, materiales cerámicos y vidrios, así como compuestos orgánicos tales como polímeros y materiales biológicos. Uno de los materiales termoluminiscentes más usados en la dosimetría es el fluoruro de litio con impurezas de magnesio y titanio (LiF:Mg,Ti), debido a que presenta varias ventajas, como son: su intervalo de dosis ( $10 \mu\text{Gy} - 10^4 \text{Gy}$ ), tamaño diminuto, disponibilidad comercial en una amplia variedad de tipos, facilidad de lectura y reutilización. Su utilización se ha difundido significativamente y, por otro lado, ha sido objeto de numerosos estudios que han permitido ir entendiendo cada vez más el fenómeno de la termoluminiscencia inducida por distintos tipos de radiación.

Los materiales termoluminiscentes han cobrado especial interés en últimas fechas sobre todo en aplicaciones del área médica, tanto para fines diagnósticos como terapéuticos; también se le dan otras aplicaciones en la arqueología, la geología, la física del estado sólido, entre otras.

El interés en conocer eficiencias termoluminiscentes de LiF:Mg,Ti se asocia con las recientes aplicaciones en terapia médica con partículas cargadas pesadas así como con la dosimetría espacial.

El interés de este trabajo se centra en la medición de eficiencias termoluminiscentes relativas de LiF irradiado con iones de nitrógeno con respecto de LiF expuesto a radiación gamma. La eficiencia termoluminiscente absoluta indica la cantidad de luz que es emitida por un material con respecto a la energía inicial que le fue impartida por la radiación. Debido a que existen mecanismos intermedios complejos entre la absorción inicial de la energía en el medio irradiado y la posterior emisión de luz, los estudios se han enfocado hacia la medición de propiedades relativas. La eficiencia TL relativa,  $\eta_{k,\gamma}$ , indica la cantidad de luz que es emitida por un material irradiado con la radiación de interés (k),

con respecto de la luz emitida por el mismo material sometido a una radiación de referencia (usualmente radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$ ).

La motivación de este trabajo surgió a partir de la recopilación de medidas de eficiencias TL relativas de LiF irradiado con partículas cargadas pesadas (PCP) con respecto de radiación gamma (Figura 1) [Ho 01] [Ho 84]. Se observa que, para el mismo valor del poder de frenado, hay una gran dispersión en las medidas.

El objetivo principal de la tesis consiste en medir la eficiencia termoluminiscente relativa de los dosímetros TLD-100 irradiados con iones de nitrógeno con respecto a la radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$ , en función de la transferencia lineal de energía (LET). Se seleccionaron dos energías de iones de nitrógeno tales que tuviesen el mismo valor de LET ( $7.2 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ ) al incidir en los dosímetros pero con energías  $E_1$  (4.8 MeV) y  $E_2$  (9.95 MeV) menor y mayor, respectivamente, que la energía del pico de Bragg (Figura 2). Este trabajo es parte de un proyecto amplio que investiga el comportamiento de la eficiencia TL relativa del LiF ante irradiación con distintas partículas cargadas pesadas en función de la LET y de la energía.

Para la comprensión del fenómeno termoluminiscente se han desarrollado teorías como el modelo de estructura de trazas modificado (MTST por sus siglas en inglés Modified Track Structure Theory). Este modelo fue propuesto por Kalef-Ezra y Horowitz [Ka 82], tomando como base al Modelo de Estructura de Trazas (TST) [Bu 67]. Estos modelos suponen que la respuesta de un medio físico, químico o biológico a la irradiación con partículas cargadas pesadas (PCP) proviene principalmente de la contribución de los electrones secundarios, y de mayor orden, generados por la radiación incidente. Usando el modelo MTST es posible calcular valores teóricos de eficiencia TL usando curvas de distribución de dosis radial obtenidas mediante simulación Monte Carlo en LiF [Av 99] [Av 00].

Los valores experimentales de eficiencia relativa del LiF se compararon con cálculos teóricos obtenidos utilizando el modelo de estructura de trazas modificado.

La organización de la tesis se describe a continuación:

En el capítulo 1, se ofrece una introducción sobre la interacción de la radiación con la materia, se mencionan conceptos básicos de dosimetría, se habla sobre el fenómeno de termoluminiscencia. Se

define el concepto de eficiencia TL relativa y se describe la manera de calcular eficiencias TL relativas mediante el modelo de estructura de trazas modificado a las energías empleadas.

En el capítulo 2 se describen los dos experimentos realizados: el primero se hizo para confirmar que el haz proveniente de un cátodo molecular de  $CN^-$  fuese nitrógeno y en el segundo se irradiaron dosímetros TLD-100 con nitrógeno y con rayos gamma de  $^{60}Co$ . También se describe el análisis de las curvas de brillo obtenidas y la descomposición de éstas en sus picos componentes (deconvolución).

En el capítulo 3 se presentan los resultados de los dos experimentos y los valores de eficiencia obtenidos tanto experimentalmente como con el modelo MTST, para las dos energías estudiadas. Finalmente se presentan las conclusiones de este trabajo.

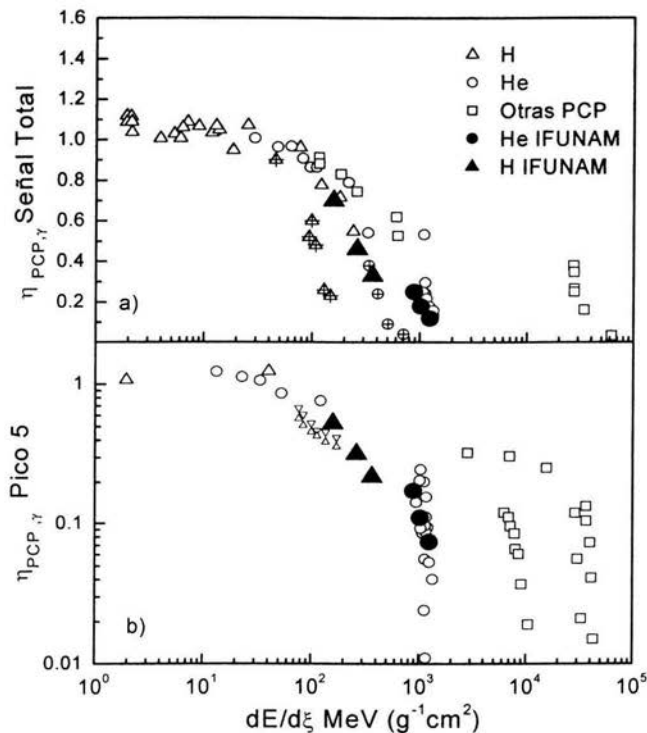


Figura 1. Eficiencia relativa termoluminiscente  $\eta$  de dosímetros TLD-100 para partículas cargadas pesadas (PCP), respecto de radiación gamma de  $^{60}Co$  [Ho 84] como función del poder de frenado en agua.

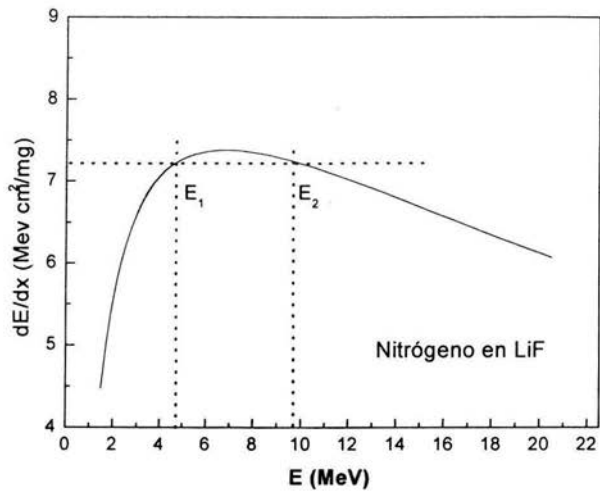


Figura 2. Poder de frenado vs. la energía en LiF irradiados con iones de nitrógeno. Se indican dos energías,  $E_1$  (4.83 MeV) menor que y  $E_2$  (9.95 MeV) mayor que la energía del pico de Bragg y para las cuales el valor de entrada de LET es el mismo.

# CAPÍTULO 1

## Interacción de la radiación con la materia

### 1.1 Interacción de las partículas cargadas pesadas (PCP) con la materia

Al interaccionar la radiación ionizante con la materia se producen efectos que van a depender tanto del tipo de radiación como de las características de la materia irradiada y de los átomos que la constituyen [At 86] [Tu 95] [Ri 01].

Las partículas cargadas pesadas (PCP) son las que tienen una masa superior a la del electrón (protones, partículas alfas, iones de átomos, etc.). Las partículas cargadas, al estar rodeadas de un campo eléctrico de fuerza coulombiana, interaccionan con los electrones o con el núcleo y prácticamente con todos los átomos cercanos por los que pasan. En la mayoría de estas interacciones individuales, las partículas transfieren solamente una pequeña fracción de su energía cinética incidente y es probable que la partícula pierda su energía gradualmente en un proceso de fricción, también conocido como “aproximación de frenado continuo”, que ocurre principalmente con los electrones del medio produciendo ionizaciones y excitaciones que son los principales mecanismos para la pérdida de energía de iones a altas velocidades y que constituye la llamada pérdida de energía electrónica. Durante este proceso mientras atraviesan el material, van cediendo energía cinética a los electrones del medio y su velocidad disminuye gradualmente, sin sufrir desviaciones importantes de su trayectoria rectilínea.

El poder lineal de frenado se define como la energía perdida por la partícula por unidad de longitud recorrida en el medio [At 86]. Este concepto es similar a la transferencia lineal de energía (LET por sus siglas en inglés “linear energy transfer”). La transferencia lineal de energía es la tasa lineal promedio de depósito de energía en un medio irradiado por una partícula cargada y su valor es prácticamente igual al poder de frenado.

El poder de frenado depende de las propiedades del medio y de la partícula y se expresa matemáticamente como:

$$\left(\frac{dE_c}{dx}\right)_{\gamma, e, Z} \quad [\text{MeV cm}^{-1} \text{ o Jm}^{-1}] \quad (1.1)$$

donde  $E_c$  es la energía cinética de la partícula,  $x$  es la longitud de la trayectoria,  $Y$  es el tipo de PC y  $Z$  es el número atómico del medio [At 86][Tu 95].

El poder de frenado total es el resultado de la suma de la pérdida de energía por las interacciones con los electrones y la pérdida de energía ocasionada por las interacciones con los núcleos [At 86][Tu 95].

$$\left(-\frac{dE_c}{dx}\right)_t = \left(-\frac{dE_c}{dx}\right)_e + \left(-\frac{dE_c}{dx}\right)_n \quad (1.2)$$

donde los subíndices  $t$ ,  $e$  y  $n$  indican el frenado total, electrónico y nuclear respectivamente. Dividiendo el poder de frenado por la densidad  $\rho$  del medio absorbente se obtiene el poder másico de frenado ( $dE/\rho dx$ ) que está dado en [ $\text{MeVcm}^2/\text{g}$ ] [At 86].

Cuando la partícula incidente con carga eléctrica, que llamaremos proyectil, avanza dentro del material, va perdiendo energía cinética gradualmente debido a que sufre interacciones con el gran número de partículas cargadas que va encontrando, principalmente electrones. Esto provoca un frenado gradual del proyectil, que va depositando energía a lo largo de su trayectoria, hasta que se frena totalmente.

En la figura 1.1 se muestra el poder de frenado de nitrógeno en LiF (fluoruro de litio), en función de su energía cinética; puede notarse que la pérdida de energía por unidad de longitud para una PCP va aumentando conforme disminuye su velocidad y es máxima cuando está cercana de detenerse (al máximo de la curva se le denomina pico de Bragg). Durante su trayectoria la PCP sufre intercambio de carga, mediante la pérdida y captura de electrones hasta que se frena totalmente.

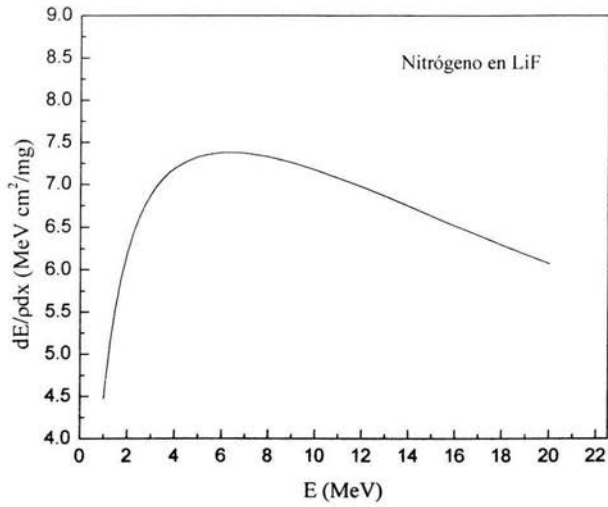


Figura 1.1. Poder de frenado de iones de nitrógeno en LiF.

A la distancia total recorrida por la partícula en el medio se le denomina alcance  $R$ , y se calcula a partir del poder de frenado:

$$R_L(E_0) = \int_{E_0}^0 \left( -\frac{dE_1}{dx} \right)^{-1} dE_1 \quad (1.3)$$

donde  $E_0$  es la energía inicial del proyectil.



El alcance proyectado  $R_p$  es el valor esperado de la máxima penetración de la partícula en la dirección original; el alcance transversal  $R_T$  es la proyección de  $R_L$  en la dirección perpendicular (ver Figura 1.2) [At 86].

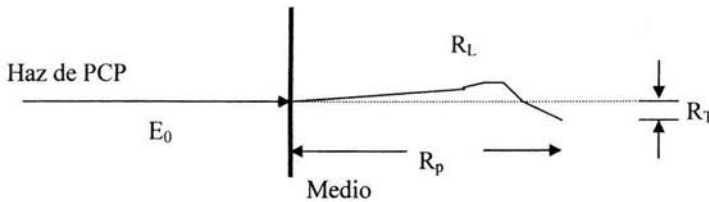


Figura 1.2 Trayectoria de un ion pesado en un material.

## 1.2 Interacción de los electrones con la materia

Los electrones tienen carga eléctrica y su masa es la misma que la de los electrones atómicos que se encuentran a su paso. Los electrones tienen una masa pequeña ( $9.11 \times 10^{-31}$  kg) e interactúan con otros electrones de la materia y con menor frecuencia con sus núcleos; al interactuar con la materia producen principalmente ionizaciones y excitaciones [Tu 95] [At 86] [Av 00]. Las interacciones de electrones con materia se clasifican en:

- interacciones inelásticas. Estas son interacciones electrón-electrón, es decir, un electrón proyectil (o un electrón secundario generado por la PCP) interactúa con un electrón del medio produciendo ionizaciones y/o excitaciones. Después de la interacción no es posible distinguirlos y se considera que el electrón primario es el que tiene mayor energía y cambios de dirección en su trayectoria.
- interacciones elásticas. Estas son interacciones electrón-núcleo, es decir, un electrón interactúa con un núcleo del medio. En este caso, debido a la gran diferencia de masas la pérdida de energía asociada es despreciable pero el electrón puede sufrir desviaciones importantes en su trayectoria.

Conforme los electrones interactúan con el medio sufren pérdidas de energía y son desviados de su trayectoria y su alcance no está bien definido como para las PCP (ver Figura 1.3).

El alcance de electrones de energía del orden de MeV en sólidos, es típicamente de unos milímetros, y en aire es de unas decenas de centímetros.

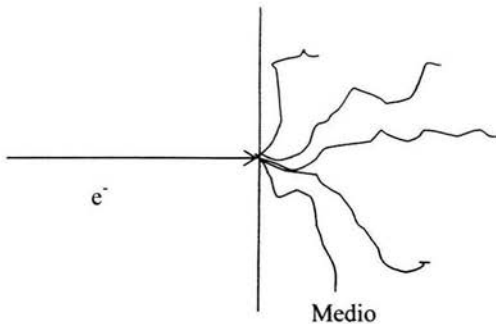


Figura 1.3. Trayectorias de electrones en un material.

### 1.3 Interacción de los fotones con la materia

Los fotones (rayos X y gammas) transfieren energía a la materia que atraviesan mediante varios procesos de interacción, pero los más importantes son tres procesos conocidos como [At 86]:

Efecto fotoeléctrico

Efecto Compton

Producción de pares

La probabilidad de que suceda cualquiera de estos efectos va a depender de la energía  $E$  del fotón y del número atómico  $Z$ , del material que atraviesa. En la figura 1.4 se muestran las regiones en las cuales predomina cada uno de los tres tipos de interacción. Las curvas representan la combinación de valores de  $E$  y  $Z$  para los que la probabilidad de que ocurran dos tipos de interacción es la misma.

El efecto fotoeléctrico es un tipo de interacción en la que el fotón cede toda su energía ( $h\nu$ ) a un electrón; el fotón es absorbido y el electrón sale expulsado con una energía cinética ( $E_c$ ), que es la diferencia entre la energía del fotón y la energía de amarre ( $E_a$ ), que es la energía necesaria para que un electrón escape del átomo  $E_c = h\nu - E_a$ . Esta interacción es con el átomo y no puede ocurrir con electrones libres. Se cumple la conservación de la energía y del momento.

El efecto Compton es la interacción entre un fotón con energía  $E_i$  y un electrón orbital. En este caso parte de la energía del fotón se transfiere al electrón y el resto sale en forma de otro fotón (fotón Compton). De acuerdo con las leyes de conservación de la energía y del momento lineal se obtiene para la energía del fotón Compton  $E_c$ :

$$E_c = \frac{E_i}{1 + E_i (1 - \cos \phi) / m_0 c^2} \quad (1.4)$$

Con:

$E_i$  = energía del fotón incidente

$E_c$  = energía del electrón expulsado

$\theta$  = ángulo con el que sale el electrón

$\phi$  = ángulo con el que sale el fotón

La energía del electrón expulsado es:  $E_c = E_i - E_{\gamma}$ . Cuando la energía  $E_c \cong E_i$  y  $E_{\gamma} \cong 0$ ,  $\theta \cong 90^\circ$  y  $\phi \cong 0$ , que sería cuando el fotón apenas toca al electrón y sigue su camino prácticamente sin interactuar. Cuando  $\theta \cong 0$  y  $\phi \cong 180^\circ$  el fotón le cede la máxima energía al electrón. El espectro de los fotones es continuo desde cero hasta un máximo.

La producción de pares, ocurre en las cercanías del núcleo, en este tipo de interacción el fotón desaparece y se producen un electrón y un positrón. El núcleo participa en el proceso para la conservación del momento. Las dos partículas salen en direcciones distintas, su energía cinética sumada es igual a la diferencia entre la energía inicial del fotón y la energía necesaria para crear las dos masas ( $1.022 \text{ MeV} = 2 \times 0.511 \text{ MeV}$ ), esto es:  $E_{e^-} + E_{e^+} = E_i - 1.022$ .

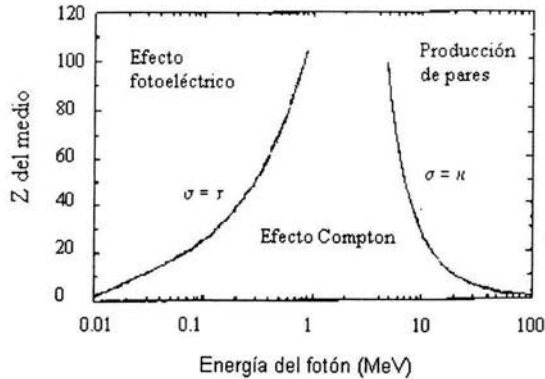


Figura 1.4 Regiones en las cuales predomina cada uno de los tres tipos de interacción (Efecto fotoeléctrico, Efecto Compton y producción de pares) [At 86]. Las curvas representan la combinación de valores de E y Z para las que la probabilidad de que ocurran dos tipos de interacción es la misma.

## 1.4 Dosimetría

La dosimetría de la radiación se refiere a la medida de dosis absorbida como resultado de la interacción de la radiación ionizante con la materia [At 86].

La dosis absorbida es la cantidad de energía que la radiación deposita en el material irradiado por unidad de masa del mismo y se expresa matemáticamente como:

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad [\text{Jkg}^{-1}] \quad (1.5)$$

donde  $d\varepsilon$  es la energía promedio depositada por la radiación ionizante en una porción de material con masa  $dm$ . La unidad en el sistema internacional es el Gray [ $1\text{Gy} = 1 \text{ Joule} / \text{kg}$ ].

La fluencia  $n$  es el valor esperado del número de partículas  $N_e$  que atraviesan una esfera de radio  $r$  con centro en un punto dado  $P$  sobre el volumen del material en un intervalo de tiempo.

Si la esfera es reducida a un punto infinitesimal de área  $da$ , entonces la fluencia está dada por:

$$n = \frac{dN_e}{da} \quad [\text{cm}^{-2} \text{ o } \text{m}^{-2}] \quad (1.6)$$

Para calcular la dosis absorbida debida a partículas cargadas, se considera un haz de partículas monoenergético cuya fluencia es igual a  $n$  (partículas/cm<sup>2</sup>) de energía cinética  $E_0$  que incide perpendicularmente en una rebanada de material de número atómico  $Z$  y se considera que la retrodispersión es despreciable, ya que es insignificante para partículas cargadas pesadas. Entonces, la energía impartida en la rebanada del material por cm<sup>2</sup> es igual a la fluencia por la energía de las partículas.

$$E = nE_0 \quad [\text{MeV/cm}^2] \quad (1.7)$$

La dosis promedio absorbida en la zona irradiada está dada por [Mo 86]:

$$D[\text{Gy}] = \frac{1.6 \times 10^{-10} E n}{\rho R} \quad (1.8)$$

con  $R$  el alcance [cm] de las partículas en el medio absorbente de densidad  $\rho$  [kg/cm<sup>3</sup>], menor que el espesor del medio.

## 1.5 Termoluminiscencia

La termoluminiscencia es una propiedad de algunos materiales para emitir luz cuando son excitados térmicamente después de haber sido previamente irradiados. En algunos casos la luz emitida es proporcional a la dosis absorbida [Ca 68] [Ho 84] [Mc 88].

Existen varios materiales termoluminiscentes. Entre ellos puede mencionarse algunos minerales que pueden ser cristales inorgánicos, materiales cerámicos y vidrios, así como compuestos orgánicos, tales como polímeros y materiales biológicos. El volumen sensible de un dosímetro

termoluminiscente (TLD, por sus siglas en inglés, Thermoluminescent dosimeter), consiste en una masa pequeña (~ 1-100 mg) de cristal dieléctrico que generalmente contiene activadores (iones activos o impurezas) adecuados que están asociados a la emisión termoluminiscente.

Diversos materiales con impurezas han sido estudiados desde el punto de vista de la dosimetría termoluminiscente. Entre ellos el fluoruro de litio con impurezas de magnesio y titanio. LiF:Mg,Ti (TLD-100), fabricado por la compañía Harshaw - Bicron. Las concentraciones de Mg y Ti son de aproximadamente 300 y 15 partes por millón, respectivamente. Los TLD-100 se encuentran disponibles comercialmente en varias formas, entre ellas, 'pastillas' (3.175 x 3.175 x 0.89 mm<sup>3</sup>) y 'microcubos' (de 1 mm de lado). Su intervalo útil de dosis respuesta va de 10 µGy hasta 10<sup>4</sup> Gy. El LiF tiene una densidad de 2.635 g cm<sup>-3</sup> y número atómico efectivo de 8.2, similar al del tejido humano.

Muchas de las propiedades eléctricas de los sólidos se explican usando la teoría de bandas. La separación entre las bandas y el llenado total o parcial de éstas por electrones, están determinados por los elementos constituyentes del sólido. La banda de energía más alta llena de electrones se llama banda de valencia; la banda de energía más alta parcialmente llena (o vacía) de electrones se llama banda de conducción. Estas bandas de energía de electrones permitidas se alternan con bandas de energía prohibida. Cuando los sólidos contienen impurezas, éstas pueden producir niveles de energía intermedios dentro de la banda prohibida, facilitando así el paso de electrones entre bandas. Esto se puede observar en la (Figura 1.5).

Cuando la radiación ionizante incide en el cristal produce ionizaciones que llevan a los electrones de la banda de valencia a la banda de conducción, dejando un agujero en la banda de valencia, ambos portadores de carga pueden emigrar a través del cristal y caer en las "trampas" respectivas, aportadas por las impurezas y ubicadas en la región prohibida, para permanecer atrapadas por un tiempo que puede ser prolongado. Cuando el cristal se calienta el electrón (o agujero) puede adquirir suficiente energía para salir de la trampa, migrar y recombinarse con un agujero (o electrón), emitiendo entonces un fotón luminoso ver (Figura 1.5).

Conforme la temperatura se va elevando, los electrones adquieren la suficiente energía para liberarse de la trampa, entonces se empieza a emitir una cantidad de luz que va aumentando hasta un valor

máximo y después disminuye, por el agotamiento de los electrones que ocupaban las trampas de esa profundidad. Como en realidad hay varias trampas a distintas profundidades la emisión total de luz se observa como una curva que consiste de varios máximos a la que se le llama curva de brillo y es característica de cada material.

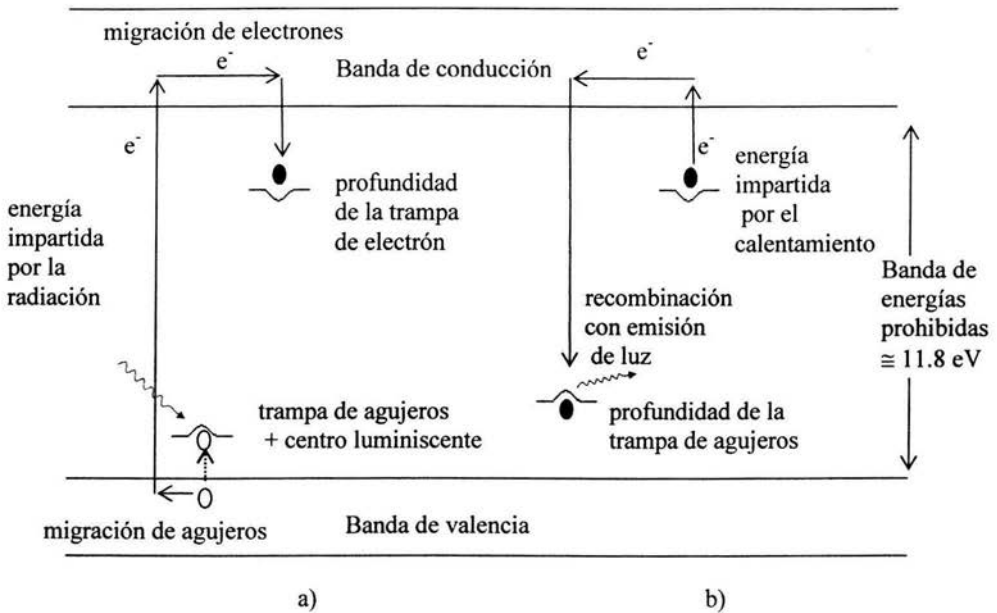


Figura 1.5 Esquema simple para los modelos termoluminiscentes.

- a) Esquema del mecanismo de excitación de electrones y agujeros en un cristal.  
 b) Esquema de mecanismo de recombinación de los electrones y agujeros excitados en un cristal.

En 1945 Randall y Wilkins [Ra 45] propusieron un modelo para describir la termoluminiscencia. Estos autores explican la liberación térmica de los electrones de las trampas con profundidad  $E$  por debajo de la banda de conducción considerando que una vez que el electrón es liberado de la trampa no puede caer nuevamente en ella. Suponiendo que los electrones atrapados tienen una distribución Maxwelliana de energía, la tasa de liberación de los electrones está dada por:

$$\frac{dn}{dt} = -ns \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad (1.9)$$

donde  $n$  es el número de electrones atrapados,  $s$  es el factor de frecuencia de vibración del electrón en la trampa,  $k$  es la constante de Boltzman y  $T$  es la temperatura absoluta del material en el instante  $t$ . Si suponemos que la rapidez de calentamiento  $\beta$  es constante:

$$\beta = \frac{dT}{dt}$$

entonces

$$-\frac{dn}{dt} = -\beta \frac{dn}{dT} = ns \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad (1.10)$$

De la ecuación (1.10), se tiene que el número de electrones atrapados en un instante  $t$  a una temperatura  $T$  está dado por la siguiente ecuación:

$$n = n_0 \exp\left[-\int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} \exp\left(\frac{-E}{kT'}\right) dT'\right] \quad (1.11)$$

donde  $T_0$  es la temperatura inicial del calentamiento y  $n_0$  es el número de electrones atrapados inicialmente.

Si el tiempo que permanece el electrón en la banda de conducción es muy corto, la intensidad luminosa  $I$  es proporcional a la velocidad de liberación de los electrones de sus trampas. Por lo tanto sustituyendo la ecuación (1.11) en (1.9) se obtiene una descripción para un pico de brillo.

$$I = -\frac{dn}{dt} = n_0 s \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \exp\left[\frac{-s}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(\frac{-E}{kT'}\right) dT'\right] \quad (1.12)$$

Analizando la ecuación (1.10) podemos observar que cuando se incrementa la temperatura de manera lineal en función del tiempo, desde la temperatura ambiente, aumenta la rapidez de liberación de los electrones, hasta una temperatura máxima  $T_m$  dada por la siguiente ecuación:



$$\left( \frac{E}{kT_m} \right) = \frac{ns}{\beta} \exp\left( \frac{-E}{kT_m} \right) \quad (1.13)$$

Al observar la ecuación anterior se deduce que al incrementar la rapidez de calentamiento  $\beta$ , la posición de la máxima intensidad  $T_m$  de los picos de brillo se desplaza a mayores temperaturas.

## 1.6 Dispersión de Rutherford

La dispersión de Rutherford sucede cuando una partícula cargada incidente interactúa con un núcleo atómico [Ri 01]. Supongamos que el proyectil tiene carga  $Z_1e$  y masa  $m_1$ , y el blanco  $Z_2e$  y  $m_2$ . Entonces el potencial Coulombiano es:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} = \frac{C_1}{r} \quad (1.14)$$

donde  $C_1 = Z_1 Z_2 e^2$  y  $r$  es la separación entre el proyectil y el blanco. El potencial es repulsivo para partículas con carga del mismo signo y atractivo si los signos son distintos.

La sección diferencial de dispersión en el sistema centro de masa es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left( \frac{1}{4E} \right)^2 \left( \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right) \quad (1.15)$$

donde:

$e$  = la carga del electrón ( $1.602 \times 10^{-19}$  C)

$Z_1$  = el número atómico del proyectil

$Z_2$  = el número atómico del blanco

$E$  = la energía de la partícula incidente

$\theta$  = el ángulo de dispersión del proyectil

$\epsilon_0$  = la permisividad del espacio vacío =  $8.85 \times 10^{-12}$  C<sup>2</sup>/Nm<sup>2</sup>

En el sistema de referencia del laboratorio, la sección de Rutherford está dada por [Ri 01]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_1} \right)^2 \frac{1}{A} \frac{\left( A \cos\theta + \sqrt{A^2 - \text{sen}^2\theta} \right)}{\text{sen}^4\theta \sqrt{A^2 - \text{sen}^2\theta}} \quad (1.16)$$

donde  $\theta$ ,  $E_1$  son medidas en el sistema de laboratorio y  $A = m_2/m_1$ .

El número de iones que llegan al detector de barrera superficial entre el número de iones incidente está dado por la siguiente expresión:

$$\frac{n_e}{n_o} = \frac{N_A}{A_b} (\rho t) \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \quad (1.17)$$

donde:

$N_A$  = número de Avogadro  $N_A = 6.022 \times 10^{23}$  [moléculas/mol]

$\rho t$  = espesor másico del blanco

$A_b$  = número másico del blanco

$n_o$  = número de partículas incidentes

$n_e$  = número de partículas cargadas pesadas dispersadas elásticamente y detectadas en el detector

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$  = sección eficaz de Rutherford

$\Delta\Omega$  = ángulo sólido del detector que se define como:

$$\Delta\Omega = \frac{A'}{R^2}$$

$A'$  = área ( $\pi r^2$  para un colimador circular)

$r$  = radio del colimador

$R$  = distancia del blanco al detector

La fluencia en los dosímetros está dada por el número de iones que inciden en cada dosímetro dividido por el área del dosímetros y se obtiene a partir de la detección de las partículas incidentes

en un detector de barrera superficial que sufrieron dispersión de Rutherford a un ángulo  $\theta_{\text{DBS}}$  y del conocimiento de los ángulos sólidos sustentados por el detector y el dosímetro, respectivamente. Una descripción más detallada se encuentra en [Av 98]. La expresión para calcular la fluencia en los dosímetros está dada entonces por:

$$n(\text{TLD}) = \frac{N(\theta_{\text{TLD}})}{A_{\text{TLD}}} = \frac{N_{\text{DBS}} \text{sen}^4(\theta_{\text{DBS}}/2) R_{\text{DBS}}^2}{A_{\text{DBS}} \text{sen}^4(\theta_{\text{TLD}}/2) R_{\text{TLD}}^2} \quad (1.18)$$

## 1.7 Eficiencia

El valor de la eficiencia relativa termoluminiscente indica cuánta luz emite un material al ser expuesto a una cierta radiación  $k$  con respecto a la que emite al ser expuesto a una misma dosis de una radiación de referencia, que usualmente es radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$  [Ho 01].

La eficiencia TL relativa está dada por:

$$\eta_{k,\gamma} = \frac{\left( \frac{\left( \frac{\text{STL}}{\text{D}} \right)_k}{m_k} \right)}{\left( \frac{\left( \frac{\text{STL}}{\text{D}} \right)_\gamma}{m_\gamma} \right)}, \quad (1.19)$$

donde STL es la señal termoluminiscente, D es la dosis absorbida y m es la masa irradiada. Generalmente la respuesta de un material termoluminiscente graficada como función de la dosis presenta una zona de respuesta lineal a dosis bajas, seguida de otra con respuesta supralineal (mayor que lineal) y una tercera zona de saturación (sublineal). Las medidas de eficiencia TL deben realizarse a dosis bajas donde la respuesta es lineal.

## 1.8 Función de supralinealidad

La respuesta de dosímetros TL a PCP se expresa como función de la fluencia. La función de supralinealidad es útil para describir la respuesta de un material termoluminiscente indicando la desviación de un comportamiento lineal y está dada por [Ro 99]:

$$f(n) = \frac{\frac{STL(n)}{n}}{\frac{STL(n_0)}{n_0}}, \quad (1.20)$$

donde  $f(n)$  es la función de supralinealidad,  $n$  es la fluencia de las partículas incidentes en  $\text{cm}^{-2}$ ,  $STL$  es la señal o respuesta TL obtenida a una fluencia  $n$ , y  $STL(n_0)$  es la señal o respuesta TL obtenida a una fluencia baja  $n_0$  donde la respuesta es lineal. Cuando  $f(n)$  es igual a la unidad, la respuesta TL es lineal en función de la fluencia, cuando  $f(n)$  es mayor a la unidad, la respuesta es supralineal hasta alcanzar un máximo a partir del cual disminuye debido a saturación y daño.

## 1.9 Modelo de estructura de trazas modificado (MTST).

En este trabajo se comparan las eficiencias termoluminiscentes relativas de TLD-100 expuestos a iones de nitrógeno con respecto de radiación gamma medidas experimentalmente con las predicciones teóricas obtenidas aplicando el modelo MTST. Este modelo fue propuesto por Kalef-Ezra y Horowitz [Ka 82] tomando como base al Modelo de Estructura de Trazas (TST) [Bu 67]. Estos modelos suponen que la respuesta de un medio físico, químico o biológico irradiado con PCP resulta principalmente de la contribución de los electrones secundarios, y de mayor orden, generados por la radiación incidente. El modelo TST supone que las diferencias en la respuesta de un medio irradiado con PCP con respecto de la respuesta a irradiación gamma provienen de diferencias en la distribución espacial de dosis y propone que es posible conocer la respuesta a PCP si se conoce la respuesta a radiación gamma y se determinan ciertos parámetros [Wa 80]. El modelo MTST enfatiza las diferencias que se observan en el espectro de energías y la distribución espacial de los electrones

secundarios generados por PCP y por radiación gamma. Para una PCP de unos cuantos MeV/A (energía cinética por nucleón), los electrones secundarios tienen energía promedio del orden de 500eV, mientras que para rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  los electrones producidos tienen en promedio una energía de 0.588 MeV [At 86]. Dadas estas diferencias tan grandes en energía, el MTST asevera que no es posible encontrar directamente la respuesta a PCP a partir del conocimiento de la respuesta a radiación gamma por lo que introduce una radiación de prueba que simule, lo mejor posible, tanto el espectro de energías como la distribución espacial producida por los electrones secundarios liberados por la PCP, y propone que la eficiencia relativa  $\eta_{PCP,\gamma}$  se obtiene evaluando la siguiente expresión [Ka 82]:

$$\eta_{PCP,\gamma} = \eta_{\delta,\gamma} \frac{\bar{W}_{\gamma} \int_0^{R_{max}} \int_0^{r_{max}} f_{\delta}(D) D(r,l,E) 2\pi r dr dl}{\bar{W}_{PCP} \int_0^{R_{max}} \int_0^{r_{max}} D(r,l,E) 2\pi r dr dl} \quad (1.21)$$

donde  $\eta_{\delta,\gamma}$  es la respuesta TL relativa de los electrones secundarios de las PCP con respecto de la obtenida con rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ ,  $\bar{W}_{\gamma}$  y  $\bar{W}_{PCP}$  son las energías medias requeridas para producir un par electrón-agujero en el medio con radiación gamma y PCP, respectivamente,  $D(r,l,E)$  es la distribución radial de dosis microscópica alrededor de la trayectoria del ion,  $R_{max}$  y  $r_{max}$  son las máximas distancias axial y lateral alcanzadas por los portadores de carga emitidos por las PCP y  $f_{\delta}(D)$  es la “función de dosis respuesta TL” o función de supralinealidad, medida usando una radiación de prueba adecuada y que está dada por:

$$f_{\delta}(D) = \frac{F(D)/D}{F(D_0)/D_0} \quad (1.22)$$

Aquí,  $F(D)$  es la repuesta TL obtenida a una dosis  $D$  y  $F(D_0)$  es la respuesta TL obtenida a una dosis baja  $D_0$  donde la respuesta es lineal.

Para encontrar los valores de eficiencia usando este modelo es necesario evaluar la expresión (1.21). Para ello se usan curvas de distribución de dosis radial obtenidas mediante simulación Monte Carlo en LiF considerando su naturaleza sólida de acuerdo con el método descrito en [Av 99] [Av 00] y la función supralinealidad proveniente de rayos-X de 8.1 keV [Ga 98] como radiación de prueba (ver Figura 1.6).

En este caso  $\eta_{\delta,\gamma}$  está dado por  $\eta_{x,\gamma}$  que tiene un valor consistente con la unidad [Ga 98], y los valores de  $\bar{W}_\gamma$  [At 86] y  $\bar{W}_{PCP}$  [Fa 74] se consideraron iguales a 33.97 eV/p.i. y 36 eV/p.i. (p.i. = par por ion), respectivamente.

Una descripción detallada de este método se puede ver en las referencias [Av 99] [Av 00]. En el capítulo 3 se muestran las curvas de distribución radial calculadas con este método para iones de nitrógeno con las energías incidentes en los dosímetros irradiados en este trabajo.

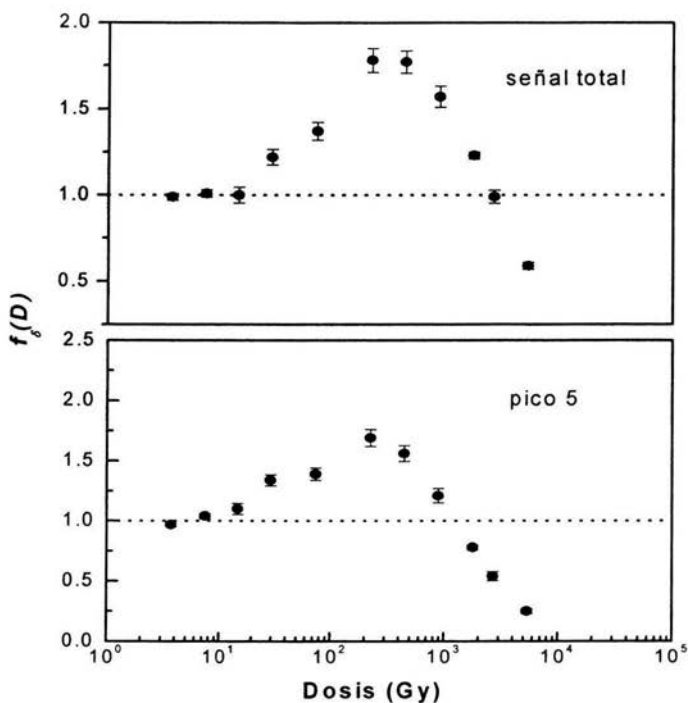


Figura 1.6 Función supra-linealidad  $f_\delta(D)$  medida para rayos-X de 8.1 keV que se introduce como radiación de prueba en el cálculo de eficiencia [Ga 98].

# CAPÍTULO 2

## Desarrollo Experimental

En este capítulo se describen los dos experimentos realizados en este trabajo. El primer experimento consistió en verificar que el haz proveniente de un cátodo molecular de  $CN^+$  y desviado en dirección a la cámara de irradiación, es un haz de nitrógeno.

El segundo experimento consistió en la irradiación de los dosímetros TLD-100 con iones de nitrógeno a fluencias bajas con el objetivo de medir y comparar eficiencias termoluminiscentes relativas de TLD-100 expuestos a iones nitrógeno con respecto de radiación gamma a dos energías, una menor que y otra mayor que la energía del pico de Bragg, pero incidentes en los dosímetros con el mismo valor de la transferencia lineal de energía (LET).

En los dos experimentos es necesario utilizar un blanco de oro de espesor conocido para dispersar el haz. En la sección 2.1.1 se describe la medición del espesor del blanco utilizado.

### 2.1 Experimento 1

#### 2.1.1 Medición del espesor del blanco

Medir el espesor del blanco es importante para calcular las pérdidas de energía que sufre un haz al atravesarlo. También permite verificar que las energías esperadas coincidan con las medidas.

Para medir el espesor se utilizó una cámara de vacío, un detector de barrera superficial y una fuente triple que emite partículas alfa de tres diferentes energías correspondientes a  $^{241}Am$  (5.49 MeV),  $^{239}Pu$  (5.16 MeV) y  $^{244}Cm$  (5.81 MeV).

Para la determinación del espesor del blanco es necesario realizar dos medidas, una que permite medir el espectro de emisión de la fuente triple de partículas alfas y otra en la que se coloca el blanco de oro entre la fuente y el detector de modo que las partículas alfa atraviesen el blanco y se

pueda deducir su espesor midiendo la pérdida de energía de las partículas alfa. La figura 2.1 muestra el arreglo experimental.

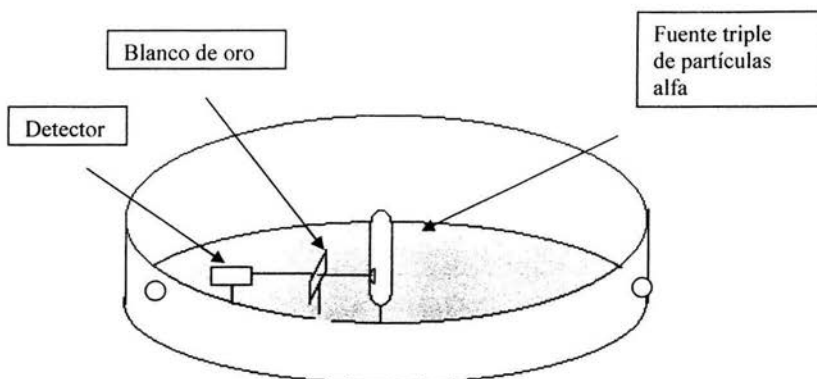


Figura 2.1 Dispositivo experimental para la medición del espesor del blanco.

Para la segunda medida se colocó el blanco de oro entre el detector y la fuente triple a una distancia de 3.0 y 2.0 cm, respectivamente. Las medidas se realizaron una vez que la cámara alcanzó un vacío de aproximadamente  $10^{-3}$  mm de Hg. El detector de barrera superficial se conecta a una fuente de voltaje a 20 V y a un amplificador. La señal de salida del amplificador se transmite a una computadora en la que se visualizan los espectros.

Con la primera medida se calibra el eje x del multicanal ya que conocemos las energías de las partículas alfa. Posteriormente se midió el segundo espectro en el que los tres picos correspondientes a las partículas alfa se desplazaron hacia la izquierda debido a la pérdida de energía al atravesar el blanco.

Ambos espectros se graficaron utilizando el programa Origin 6.0, se ajustaron los picos a una curva Gaussiana y se encontraron las nuevas energías que permiten conocer cuanta energía perdieron las partículas. Conociendo el poder de frenado de las partículas alfa en oro (programa SRIM, versión 2003), se obtuvo el espesor del blanco que fue de  $\rho t = 0.465 \pm 0.008$  g/cm<sup>2</sup>. Tanto los espectros como la tabla de valores de energía y espesores medidos se muestran en el capítulo 3.



## 2.1.2 Medidas de distribución angular en el acelerador Peletrón.

Ya medido el espesor del blanco se procedió a planear el experimento 1 que consistió en verificar que el haz proveniente de un cátodo molecular de  $CN^-$  desviado hacia la cámara de irradiación fuera de nitrógeno. Para ello se llevaron a cabo medidas de la distribución angular de las partículas dispersadas por un blanco de oro usando un detector de barrera superficial que se fue colocando a ángulos entre  $50$  y  $80^\circ$ , en pasos de  $5^\circ$ . Con estas medidas se pretende confirmar que la energía encontrada para las partículas dispersadas en función del ángulo es la que corresponde a iones de nitrógeno del haz incidente; esto se explicará con más detalle en la sección 2.1.3.

Para la realización de este experimento se utilizó el acelerador Peletrón del Instituto de Física de la UNAM que es un acelerador tipo tandem electrostático, capaz de acelerar iones una vez que llegan a la terminal de alto voltaje. En la referencia [Ga 03] se describen con mayor detalle los aspectos relacionados con el funcionamiento del acelerador Peletrón.

La molécula  $CN^-$  utilizada tiene iones de carbón y nitrógeno por lo que para obtener nitrógeno en la cámara de irradiación es necesario aplicar el campo magnético adecuado:

$$B = k \frac{\sqrt{M_i E}}{q} \quad (2.1)$$

y una tensión (diferencia de potencial) en la terminal del acelerador dada por:

$$T = \left[ \frac{\frac{M_i}{M_m} + q}{E} \right]^{-1} \quad (2.2)$$

donde  $M_i$  es la masa del ion acelerado,  $M_m$  es la masa de la molécula,  $q$  es la carga del ión,  $T$  es la tensión,  $k = 0.07686$  es una constante asociada al radio de curvatura de la línea a la que se desvía el haz de nitrógeno y  $E$  es la energía del haz, que en este caso fue de  $7$  MeV.

La figura 2.2 muestra la electrónica asociada a la detección del haz y partículas dispersadas por el blanco de oro. La electrónica asociada consta de un preamplificador, una fuente de alto voltaje, generador de pulsos, un amplificador, un analizador de pulsos monocanal (timing SCA), una compuerta lineal de pulsos (linear gate), un osciloscopio y un detector de barrera superficial (DBS). El DBS se coloca a una distancia  $R_{det}$  fija, del centro del blanco y, como se mencionó anteriormente, se varió su posición entre 50 y 80°. Antes de hacer incidir el haz sobre el blanco es necesario realizar algunas pruebas, haciendo pasar pulsos electrónicos que, por un lado permiten verificar la linealidad en el espectro de energías y por otro que el número de pulsos a la entrada y a la salida (de su paso a través de la electrónica) sean iguales.

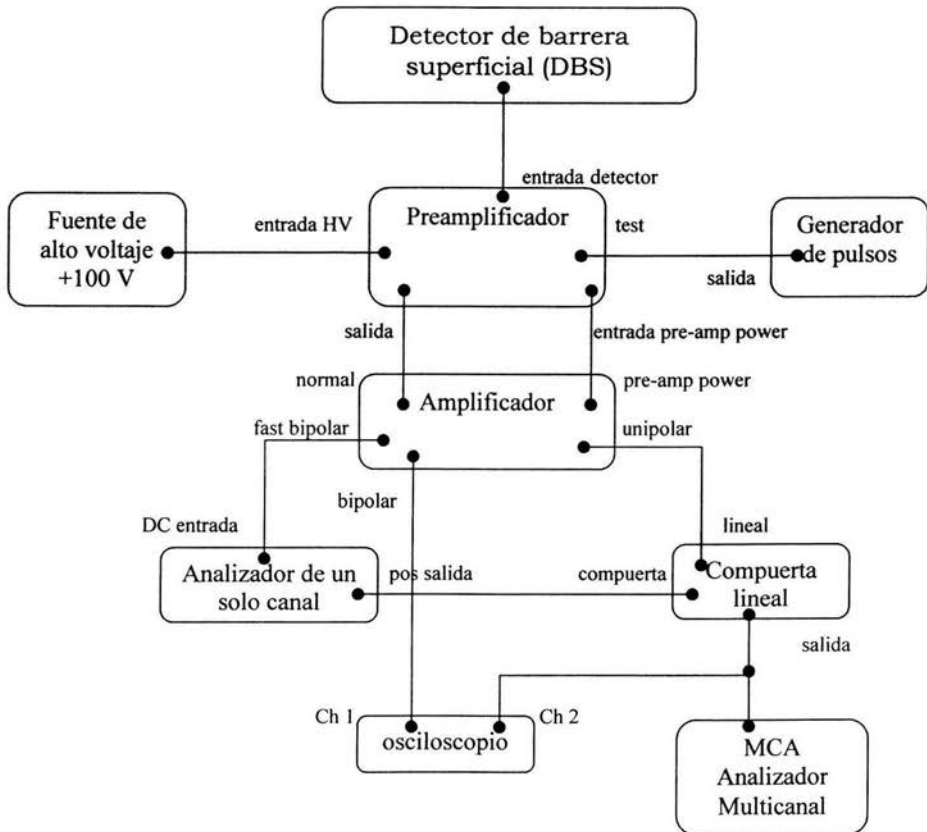


Figura 2.2 Equipo electrónico asociado a las medidas en el acelerador Peletrón.

### 2.1.3 Cálculos de la pérdida de energía

Cuando el haz atraviesa el blanco de oro pierde energía, lo que significa que la energía de las partículas que llegan al detector de barrera superficial es menor que la energía nominal.

Como se muestra en la figura 2.3 suponemos que la dispersión del haz incidente ocurre en el centro del blanco, posición a la cual se le asocia una energía  $E_1$  dada por:

$$E_1 = E_0 - \left( \frac{dE}{dx} \right) \frac{x}{2} \quad (2.3)$$

Donde  $E_0$  es la energía inicial del ión incidente y  $x/2$  es la distancia al centro del blanco que está dada por:

$$\frac{x}{2} = \frac{t}{2 \cos \theta_b} \quad (2.4)$$

siendo  $t$  el espesor del blanco y  $\theta_b$  el ángulo de inclinación del blanco, el cual, en el experimento 1, se giró a un valor igual a la mitad del ángulo del detector para minimizar las pérdidas de energía en el blanco. Para el experimento 2, que se describe en la sección 2.2,  $\theta_b$  se dejó fijo a  $20^\circ$ .

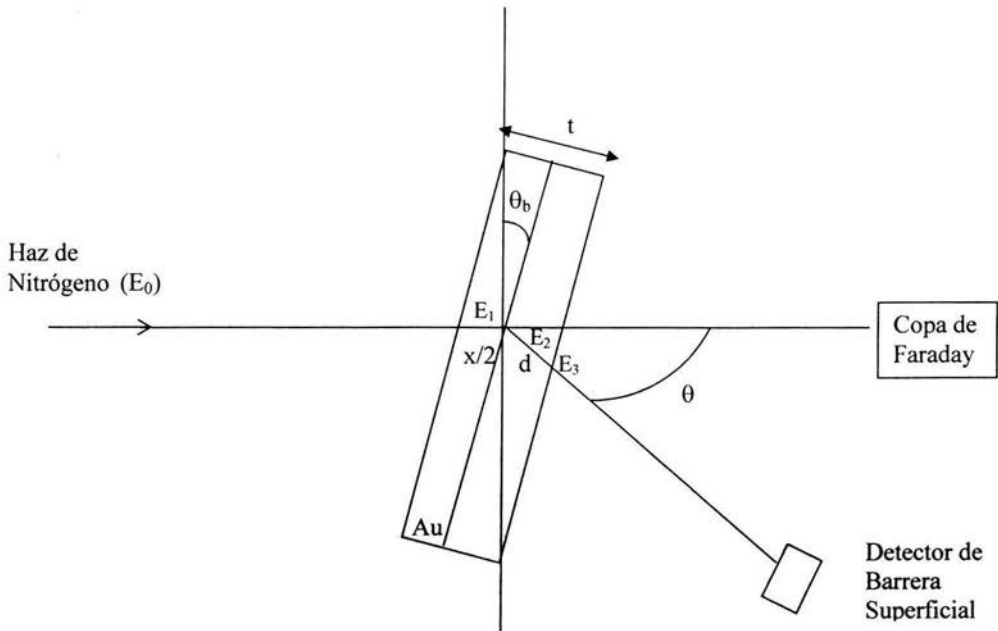


Figura 2.3 Esquema del arreglo experimental en el que un haz de nitrógeno incide sobre un blanco de oro de espesor  $t$ , inclinado a un ángulo igual a la mitad del ángulo del detector que se varió entre  $50^\circ$  y  $80^\circ$ .

Si consideramos que los iones sufren dispersión en el centro del blanco, éstos cambian su energía debido al factor cinemático, teniendo  $E_2 = E_1 * K$

El factor cinemático (conservación del momento lineal) está dado por:

$$K = \left\{ \frac{\left( M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} + M_1 \cos \theta}{M_2 + M_1} \right\}^2 \quad (2.5)$$

en que:  $M_1$  es la masa del ion incidente  $M_2$  es la masa del blanco y  $\theta$  es el ángulo de dispersión al cual se quiere medir. Este factor cinemático relaciona la energía  $E_1$  del ion con la energía final del mismo  $E_2$  después de haber sufrido una colisión elástica con un núcleo del blanco.

Después de la dispersión los iones recorren una distancia  $d(\theta)$  dentro del blanco y salen del mismo con una energía  $E_3$ , dada por:

$$E_3 = E_2 - \left( \frac{dE}{dx} \right)_{E_2} d(\theta) \quad (2.6)$$

con:

$$d(\theta) = \frac{t}{2 \cos(\theta_b - \theta)} \quad (2.7)$$

Para el experimento 1 se realizaron estos cálculos y se obtuvieron los valores esperados de las energías medias en el detector, para cada ángulo. Teniendo estos valores se procedió a realizar el experimento 1, donde se hizo incidir el haz de nitrógeno con energía nominal igual a 7 MeV sobre un blanco de oro de espesor  $t = 0.465 \pm 0.008 \text{ mg/cm}^2$ , para producir dispersión de Rutherford, y se colocó el detector de barrera superficial a diferentes ángulos de modo que pudiésemos confirmar que la energía de las partículas dispersadas a cada ángulo correspondiera con la esperada.

## 2.2 Experimento 2

### 2.2.1 Irradiación de dosímetros con iones de nitrógeno.

El experimento 2 es el principal de ésta tesis, que tiene el propósito de medir eficiencias TL relativas de TLD-100 expuesto a iones de nitrógeno con respecto de radiación gamma

En este experimento se usaron 28 dosímetros TLD-100 de LiF:Mg,Ti, (Harshaw-Bicron) en la presentación de pastillas con dimensiones  $3.175 \times 3.175 \times 0.89 \text{ mm}^3$ .

Se sigue un protocolo experimental consistente de tratamientos térmicos, irradiaciones y lecturas de los dosímetros TL en el equipo lector. Entre cada etapa del protocolo se espera entre 24 horas y 48 horas.

Se sigue un protocolo experimental consistente de tratamientos térmicos, irradiaciones y lecturas de los dosímetros TL en el equipo lector. Entre cada etapa del protocolo se espera entre 24 horas y 48 horas.

El tratamiento térmico al que se someten los dosímetros se conoce como “horneado completo” y consiste de:

- 1) Hornear durante una hora los dosímetros en aire a 400° C
- 2) Enfriar por 5 min. a temperatura ambiente
- 3) Hornear en aire durante dos horas a 100° C
- 4) Enfriar a temperatura ambiente

El horneado a 400° C se llevó a cabo en un horno programable marca Thermolyne, modelo 47900 y el horneado a 100° C en un horno de vacío, marca Thelco, modelo 19, del laboratorio de dosimetría del IFUNAM

Los dosímetros son sometidos a tratamiento térmico para que las impurezas del dosímetro regresen a su configuración inicial y se elimine la señal acumulada debido al almacenamiento.

La irradiación de los dosímetros TLD-100 se realizó en el acelerador Peletrón usando un arreglo experimental similar al utilizado en el experimento 1 pero en esta ocasión el detector de barrera superficial se colocó a un ángulo de 135°, con respecto a la dirección original del haz (ver figura 2.4). El DBS permite, haciendo uso de la fórmula de dispersión de Rutherford determinar la fluencia recibida en los dosímetros a partir del conocimiento del número de cuentas detectadas en el detector. Hacia adelante se colocó un portadosímetros con 9 pares de nichos, separados por 1 cm, que permite abarcar varias posiciones correspondientes a distintos ángulos y por lo tanto, permite que los dosímetros sean irradiados a distintas fluencias. Se emplearon 2 energías del haz incidente siendo éstas de 8.1 MeV y 13.3 MeV y para cada energía se utilizaron 14 dosímetros. Se colocaron dosímetros en 7 posiciones entre 20.2 y 64.1°; a cada ángulo se colocó un par de dosímetros que se irradió a la misma fluencia. Los dosímetros se marcaron ligeramente con lápiz para identificar su parte irradiada. Éstos se colocaron en el portadosímetro cubiertos con una película de mylar para evitar que se cayeran y por último se colocaron dos películas de tinte radiocrómico (PTR) GafChromic HD-810 y MD55-2 en la parte inferior y media del portadosímetro con el fin de

verificar la uniformidad del haz y, en caso necesario, confirmar los valores de fluencia. El ángulo correspondiente a cada nicho del portadosímetro está dado por la siguiente fórmula:

$$\theta^{\circ} = 35^{\circ} + \frac{360^{\circ} x}{2\pi R} \quad (2.8)$$

donde R es el radio de curvatura del portadosímetro y x es distancia entre cada posición a la que se desea medir y la posición del ángulo de referencia (35°). Es decir, posiciones a la izquierda de 35° corresponde a distancias negativas y ángulos menores a 35° mientras que posiciones a la derecha a 35° corresponde a distancias positivas y ángulos mayores que 35°. La figura 2.5 muestra una proyección del portadosímetro e indica los nichos en que se colocaron dosímetros y los espacios cubiertos por películas de tinte radiocrómico.

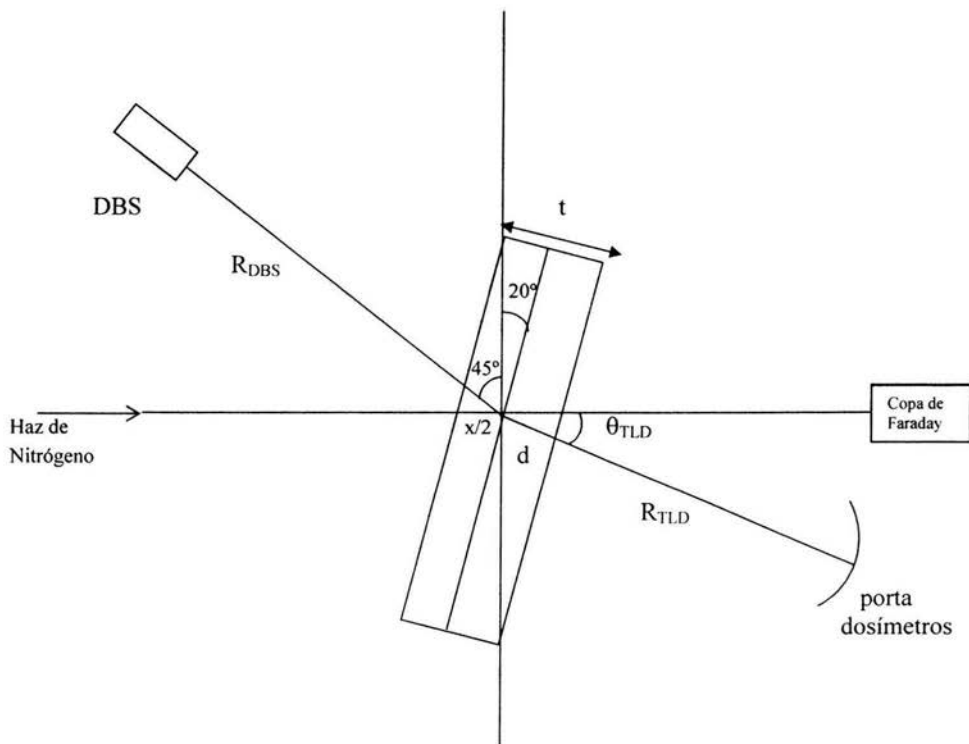


Figura 2.4 Esquema experimental del haz de nitrógeno que incide sobre un blanco de oro de espesor t e inclinado a 20° del detector.

Para el experimento 2 también se realizaron cálculos de pérdida de energía para conocer la energía esperada de las partículas que llegan al detector colocado a  $135^\circ$  y adicionalmente encontrar los valores de las energías de las partículas que llegan a los dosímetros después de atravesar la película de mylar. Las energías de las partículas que inciden en los dosímetros tendrán un valor  $E_4$  dado por:

$$E_4 = E_3 - \left( \frac{dE}{dx} \right)_{E_3} \rho x \quad (2.9)$$

Donde  $\rho x$  es el espesor del mylar, que es igual a  $0.2096 \text{ mg/cm}^2$ .

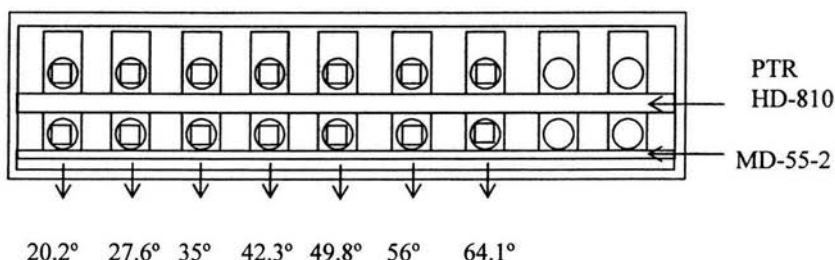


Figura 2.5 Proyección del portadosímetro usado para la irradiación con nitrógeno. Se colocaron 14 dosímetros para cada energía de irradiación y 1 tira de PTR de HD-810 y otra de MD 55-2.

## 2.2.2 Irradiación con rayos gamma

Los dosímetros se expusieron a radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$  en el Gammacell 200 del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM (ICN). Se irradiaron 6 dosímetros, 2 a una dosis de 2 Gy, 2 a una dosis de 1 Gy y otros dos dosímetros se irradiaron durante el tiempo que toma subir y bajar los dosímetros al punto en el que se encuentran las fuentes y poder corregir posteriormente la señal termoluminiscente de los dosímetros seleccionados irradiados a 1 y 2 Gy. La tasa de dosis para el día de la irradiación (11-junio-03) fue  $\dot{D} = 0.73 \text{ Gy/min}$ , por lo que el tiempo de irradiación para obtener dosis de 2 Gy y de 1 Gy fue de 2 min 44 s y 1 min 22 s, respectivamente.



Para obtener la tasa de dosis en el Gammacell se usa dosimetría Fricke [Fr 66]. El cambio en el número de iones férricos entre una solución irradiada y una no irradiada induce un cambio en la densidad óptica  $\Delta(\text{OD})$  de las mismas que, en el intervalo de dosis de 40 a 400 Gy, es proporcional a la dosis absorbida [At 86].

Cuando se mide  $\Delta(\text{OD})$  para la longitud de onda de 304 nm, con una longitud de trayectoria de 1 cm y a 25 °C, se cumple que:

$$\bar{D} = 278 \Delta(\text{OD}) \text{ Gy en H}_2\text{O} \quad (2.10)$$

donde  $\bar{D}$  es la dosis promedio absorbida en la Solución Fricke (esencialmente agua).

Para calcular la dosis absorbida en LiF a partir de la dosis en H<sub>2</sub>O, ecuación (2.10), se usa la siguiente relación [At 86].

$$D_{\text{LiF}}^{\text{CPE}} = D_{\text{H}_2\text{O}} \left[ \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{LiF}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{H}_2\text{O}}} \right]_{\text{Co}} \quad (2.11)$$

donde  $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{LiF}} = 0.0247 \text{ cm}^2/\text{g}$  y  $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{H}_2\text{O}} = 0.0297 \text{ cm}^2/\text{g}$  son los coeficientes másicos de absorción de energía en LiF y H<sub>2</sub>O, respectivamente, para rayos  $\gamma$  de 1.25 MeV, CPE significa que debe haber equilibrio de partícula cargada durante la irradiación, para esto se requiere que el volumen de medición esté rodeado de suficiente material para que el número de electrones en movimiento producidos fuera del volumen de interés compensen a los que escapan de éste [At 86].

### 2.2.3 Equipo lector

Los dosímetros se leyeron utilizando un equipo lector termoluminiscente Harshaw modelo 3500 figura 2.6. El protocolo consistió de esperar entre 24 y 48 horas después de la irradiación. Se leyó de temperatura ambiente a 400 °C a una tasa de calentamiento de 1 °C/s en una atmósfera de nitrógeno. Las lecturas se realizaron en el laboratorio de termoluminiscencia del IFUNAM a una temperatura de 19 °C.

El equipo lector termoluminiscente tiene una plancheta en la cual se calientan los dosímetros. Se emiten fotones que son detectados por el tubo fotomultiplicador (TFM), que convierte la señal luminosa en carga eléctrica y muestra la señal en una computadora asociada. De este modo se obtienen curvas de brillo para cada uno de los 28 dosímetros irradiados con nitrógeno y cada uno de los 6 dosímetros irradiados con rayos gamma.



Figura 2.6 Equipo lector termoluminiscente Harshaw 3500 del Laboratorio de Dosimetría del IFUNAM.

## 2.2.4 Deconvolución de las curvas de brillo

Para realizar la deconvolución de las curvas de brillo se utilizó el programa “Computerized Glow Curve Deconvolution” (CGCD), el cual usa la aproximación de Podgorsak [Po 71] para una forma de la curva de brillo dada por la cinética de primer orden de Randall y Wilkins [Ra 45]. Este programa permite separar la curva de brillo en sus picos componentes. Primero se resta el fondo producido por la emisión térmica de la plancheta, y tiene una opción que permite eliminar el pico 2.

La deconvolución de los picos de las curvas de brillo se realizó en dos pasos debido a que el programa sólo permite separar 8 picos. Primero se consideraron los picos 3, 4, 5, 6a, 6b, 7, 8, 9. Se propusieron los parámetros iniciales de ancho y posición con un signo menos, que permite buscar un buen ajuste alrededor del valor inicial, y se dio libertad al programa de encontrar la altura.

Una vez que se obtiene un buen ajuste para esta primera etapa se pasa a la segunda parte del proceso de deconvolución en el que se consideran los picos 4, 5, 6a, 6b, 7, 8, 9 y 10. Se introducen los

parámetros de altura, ancho y posición encontrados para los picos 4 y 5 (con valores positivos lo que le indica al programa que deben permanecer fijos) y se propusieron los parámetros del pico 6a hasta el pico 10.

La tabla 2.1 enlista los parámetros finales para cada pico y las dos etapas del proceso de deconvolución se muestran en la figura 2.7.

pico	anchura °C	T <sub>m</sub> °C
3	36	160
4	32	186
5	26	208
6a	30	226
6b	30	248
7	36	272
8	36	300
9	36	334
10	36	356

Tabla 2.1 Valores de los parámetros usados para las deconvoluciones.

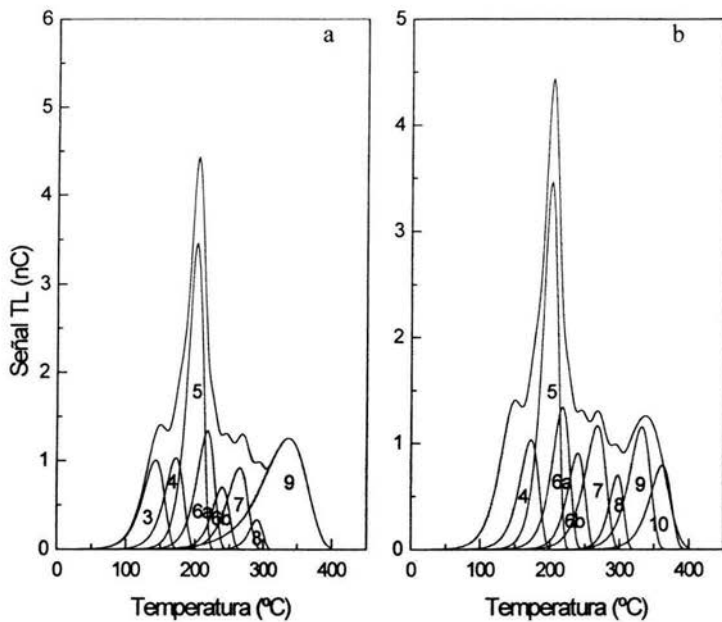


Figura 2.7 Deconvolución de las curvas de brillo usando el programa CGDC en sus dos etapas  
 (a) Ajuste para picos de baja temperatura (b) Ajuste para picos de alta temperatura.

# CAPÍTULO 3

## Resultados

### 3.1.1 Espesor del blanco

La figura 3.1 muestra los espectros de la fuente triple de partículas alfa provenientes de  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  y  $^{244}\text{Cm}$ , obtenidos colocando y sin colocar el blanco de oro entre la fuente y el detector. Las partículas alfa pierden energía al atravesar el blanco lo que se observa como un desplazamiento de los picos hacia menores energías. En la tabla 3.1 se indican las energías de las partículas  $\alpha$  emitidas por la fuente, las energías medidas de las partículas después de atravesar el blanco de oro (Au), la pérdida de energía, el poder de frenado correspondiente a las energías iniciales y el espesor obtenido para el blanco. Promediando los tres valores encontrados se tiene que el espesor del blanco está dado por  $t = 0.465 \pm 0.008 \text{ mg/cm}^2$ .

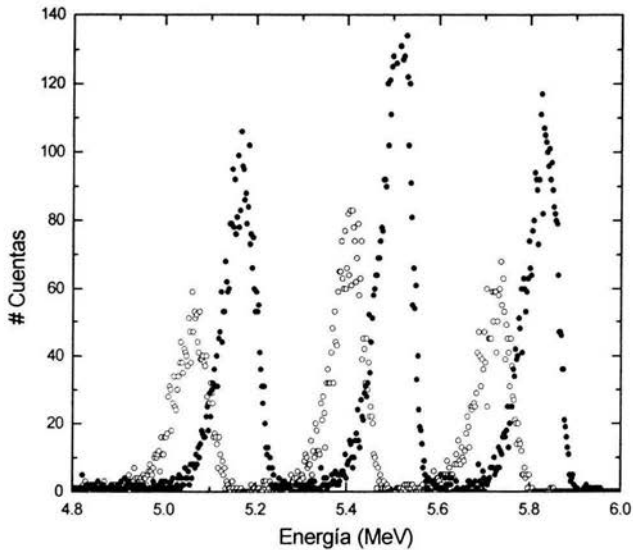


Figura 3.1 Espectro de energías de la fuente triple de partículas alfa. Sin blanco de oro (●) y después de atravesar el blanco de oro (○).

Energía de las partículas $\alpha$ emitidas por los tres núclidos (MeV)	Energía de las partículas $\alpha$ después de atravesar el blanco de oro (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	Poder de frenado $dE/dx$ (MeV/mg/cm <sup>2</sup> )	Espesor $\Delta x$ (mg/cm <sup>2</sup> )
5.15	5.04	0.11	0.232	0.47
5.48	5.38	0.10	0.225	0.44
5.81	5.71	0.10	0.220	0.45

Tabla 3.1 Energías de las partículas alfa de la fuente triple, energías de las partículas alfa después de atravesar el blanco de oro, pérdida de energía medida, poder de frenado correspondiente a cada energía inicial y espesor del blanco medido para cada energía.

### 3.1.2 Experimento 1. Medidas de distribución angular en el acelerador Peletrón

Se presentan los resultados del experimento 1 descrito en la sección 2.1.2. La energía nominal del haz proveniente del cátodo molecular CN<sup>-</sup> fue de 7 MeV, se aplicó un campo magnético de 0.253 T y un voltaje de operación igual a 1.97 V.

Se tomaron medidas de la distribución angular colocando el detector de barrera superficial a ángulos entre 50° y 80°, en pasos de 5°. El blanco de oro colocado al centro de la cámara de dispersión se inclinó a un ángulo igual a la mitad del ángulo del detector. La figura 3.2 muestra los espectros obtenidos. A partir de ellos se obtienen los valores medios de la energía para cada ángulo, los que se comparan con los calculados previamente considerando tanto la pérdida de energía en el blanco como la cinemática. La figura 3.3 muestra la energía en función del ángulo de laboratorio. Se comparan las energías medidas ( $\blacktriangle$ ) con las energías calculadas ( $\blacksquare$ ) para nitrógeno y para carbono ( $\bullet$ ). Se observa una buena concordancia entre los valores calculados y los experimentales para iones

de nitrógeno. Las máximas diferencias son menores que 1%. Los valores de éstas energías también se enlistan en la tabla 3.2.

Adicionalmente a los valores de energía, se consideró el cociente de número de cuentas en el canal elástico (medido con el detector) con respecto del número de iones incidentes (medidos con la copa de Faraday),  $n_e/n_0$ . La tabla 3.3 muestra los valores de  $n_e/n_0$  determinados aplicando la ecuación 1.17 (la sección diferencial se calculó mediante la fórmula de dispersión de Rutherford en el centro de masa y en el laboratorio), así como usando los valores obtenidos experimentalmente. Se observa que las diferencias máximas entre los valores calculados en el sistema del centro de masa y en el del laboratorio son menores que 2%. Entre los valores calculados y los experimentales las máximas diferencias observadas son de 17%. La figura 3.4 muestra tanto los valores medidos como los calculados (sección de laboratorio) mediante la formula 1.16 (sección 1.6).

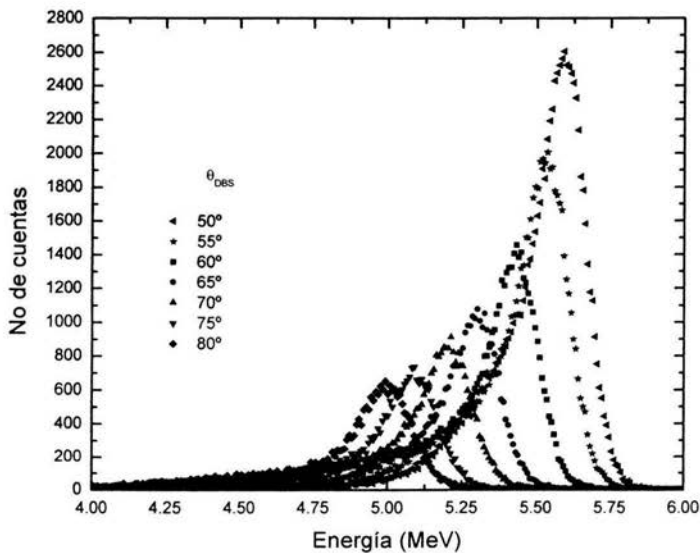


Figura 3.2 Espectros del haz de nitrógeno dispersado por un blanco de oro a ángulos entre 50 y 80°.

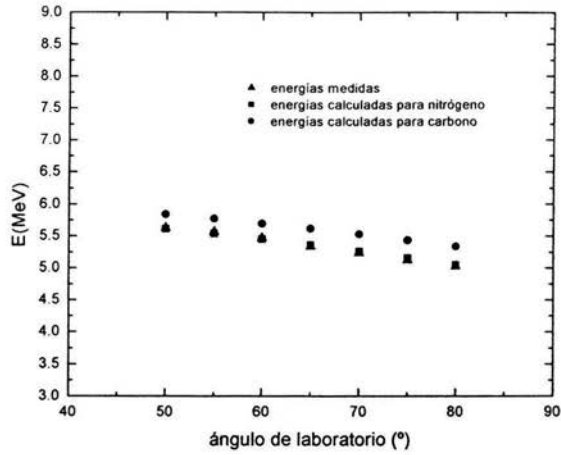


Figura 3.3 Energías medidas y calculadas de partículas dispersadas por el blanco de oro a diferentes ángulos; experimental (▲), calculadas para nitrógeno (■) y para carbón (●).

ángulo del detector (°)	ángulo del blanco (°)	Energía Experimental (MeV)	Energía calculada para iones de nitrógeno (MeV)
50	25.0	5.627	5.617
55	27.5	5.570	5.54
60	30.0	5.472	5.457
65	32.5	5.341	5.363
70	35.0	5.244	5.263
75	37.5	5.126	5.159
80	40.0	5.035	5.049

Tabla 3.2 Energías experimentales y calculadas para iones de nitrógeno dispersados por el blanco de oro a distintos ángulos.



ángulo (°)	$n_e/n_0$ calculado sistema CM	$n_e/n_0$ calculado sistema laboratorio	$n_e/n_0$ experimental
50	$3.644 \times 10^{-7}$	$3.68 \times 10^{-7}$	$3.63 \times 10^{-7}$
55	$2.61 \times 10^{-7}$	$2.64 \times 10^{-7}$	$2.83 \times 10^{-7}$
60	$1.95 \times 10^{-7}$	$1.97 \times 10^{-7}$	$2.01 \times 10^{-7}$
65	$1.50 \times 10^{-7}$	$1.52 \times 10^{-7}$	$1.53 \times 10^{-7}$
70	$1.19 \times 10^{-7}$	$1.20 \times 10^{-7}$	$1.31 \times 10^{-7}$
75	$9.7 \times 10^{-8}$	$9.8 \times 10^{-8}$	$1.08 \times 10^{-7}$
80	$8.1 \times 10^{-8}$	$8.1 \times 10^{-8}$	$9.8 \times 10^{-8}$

Tabla 3.3 Valores para  $n_e/n_0$ . La segunda y tercera columna muestran los valores calculados con la fórmula de dispersión de Rutherford en el sistema del centro de masa y en el de laboratorio, respectivamente. La cuarta columna muestra los valores medidos experimentalmente.

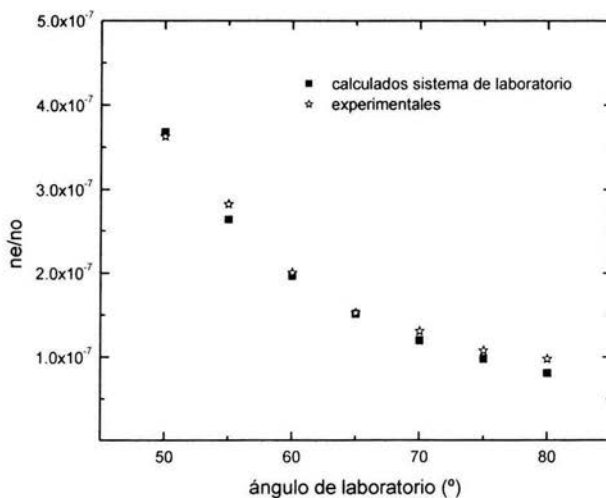


Figura 3.4 Valores de  $n_e/n_0$  como función del ángulo de laboratorio.

De los resultados presentados en esta sección se concluye que el haz extraído del cátodo molecular  $CN^+$  y desviado a la cámara de experimentación corresponde a iones de nitrógeno.

### 3.2.1 Medidas de eficiencia relativa termoluminiscente

En esta sección se muestran los resultados del experimento 2 descrito en la sección 2.2. Se irradiaron dosímetros TLD-100 con iones de nitrógeno con energías nominales de 8.1 y 13.3 MeV. Mediante los cálculos de pérdida de energía en un blanco de oro, cinemática y pérdida de energía en el mylar, sabemos que los iones inciden en los dosímetros con energía promedio de 4.83 y 9.95 MeV que corresponde al mismo valor de LET en LiF, igual a  $7.2 \text{ MeV}/(\text{cm}^2/\text{mg})$ , al incidir el haz en los dosímetros.

Las figuras 3.5 y 3.6 muestran los espectros obtenidos a energías nominales de 8.1 y 13.3 MeV, respectivamente. El detector de barrera superficial se colocó a  $135^\circ$ .

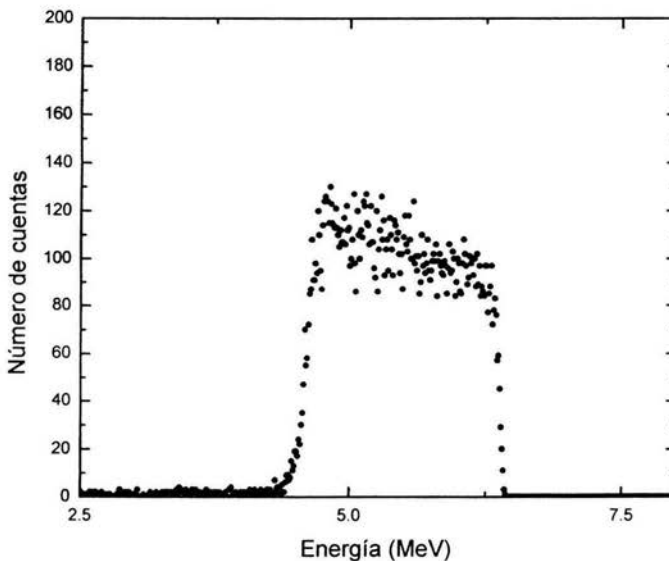


Figura 3.5 Espectro de iones de nitrógeno de energía nominal igual a 8.1 MeV que inciden en el detector a  $135^\circ$  con energías entre 4.41 y 6.4 MeV.

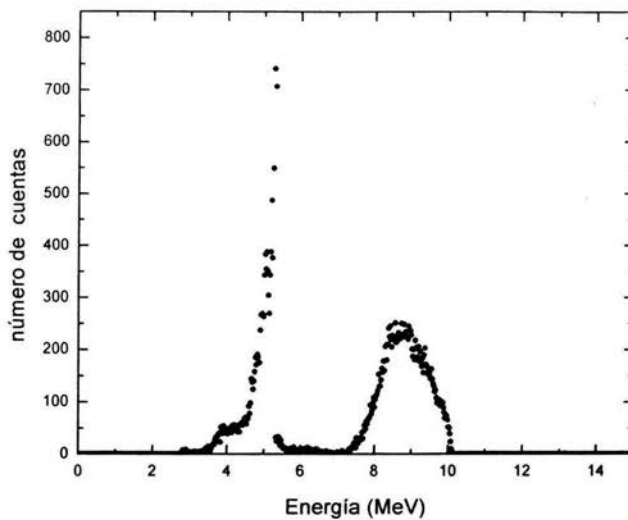


Figura 3.6 Espectro de los iones de nitrógeno dispersados de energía nominal igual a 13.3 MeV. Los iones de nitrógeno inciden en el detector a 135° con energías entre 7.6 y 10 MeV. El pico de 5.48 MeV corresponde a partículas  $\alpha$  de una fuente de  $^{241}\text{Am}$ .

Los dosímetros irradiados a diferentes ángulos fueron leídos 24 horas después en el equipo lector termoluminiscente Harshaw 3500. La figura 3.7 muestra una curva de brillo de un dosímetro irradiado a 35° y al cual llegó una fluencia de  $9.10 \times 10^7$  partículas/cm<sup>2</sup>. Se muestra la deconvolución de la curva de brillo en sus picos componentes.

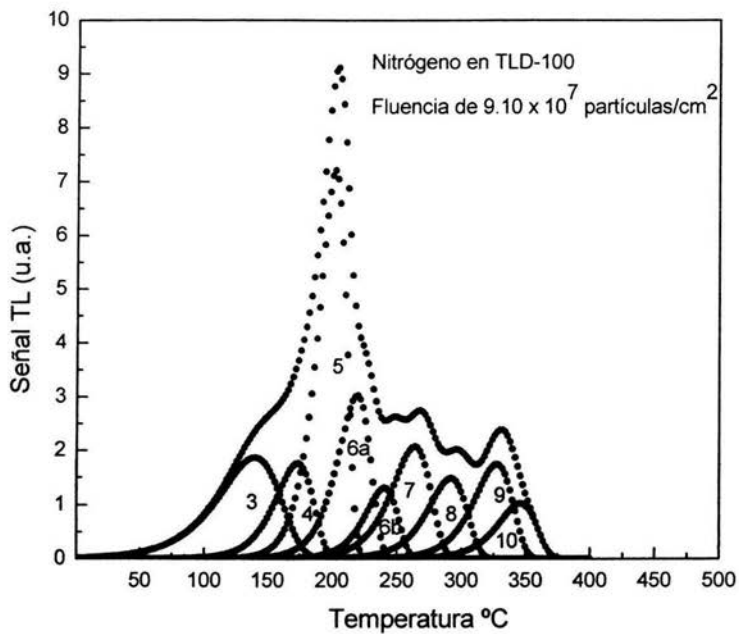


Figura 3.7 Curva de brillo de un TLD-100 irradiado con iones de nitrógeno a una energía de 9.95 MeV.

Para la medición de la eficiencia TL es necesario medir también la respuesta de los TLD-100 a la radiación de referencia. La figura 3.8 muestra una curva de brillo de un TLD-100 expuesto a rayos gamma de <sup>60</sup>Co, que recibió una dosis en LiF de 1.66 Gy.

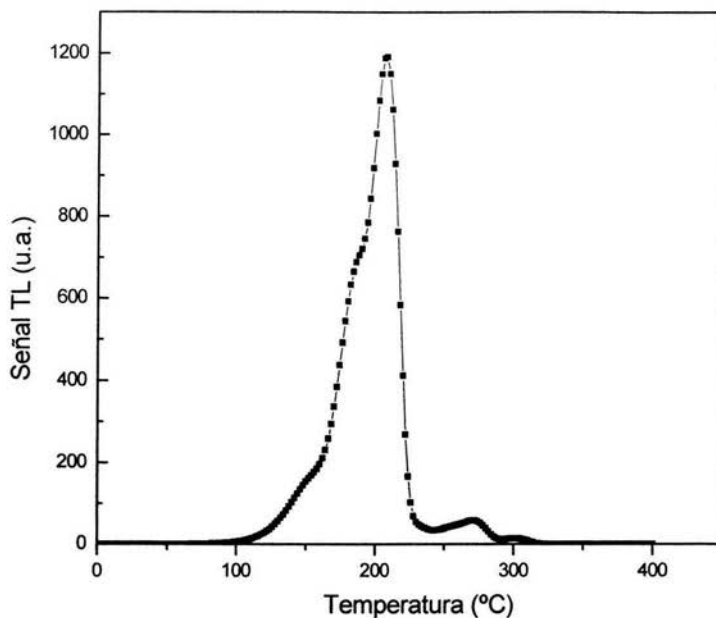


Figura 3.8 Curva de Brillo de TLD-100 expuesto a una dosis de 1.66 Gy de radiación  $\gamma$  ( $^{60}\text{Co}$ ).

Las tablas 3.4 y 3.5 muestran los valores de la fluencia y de la señal termoluminiscente obtenidos para el pico 5 y la señal total de TLD-100 irradiado con iones de nitrógeno de energías nominales iguales a 8.1 y 13.3 MeV, respectivamente. Los valores mostrados de señal TL se obtienen al promediar los obtenidos para cada uno de los dos dosímetros irradiados a la misma fluencia. La tabla 3.6 muestra los valores de la dosis y la señal TL para el pico 5 y la señal total de TLD-100 expuesto a radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$ .

ángulo (°)	n (cm <sup>-2</sup> )	STL (nC) señal total	STL (nC) pico5
20.2	$7.8 \times 10^8 \pm 5 \times 10^7$	1250 ± 50	220 ± 10
27.6	$2.3 \times 10^8 \pm 1 \times 10^7$	358 ± 9	100 ± 3
35.0	$9.1 \times 10^7 \pm 5 \times 10^6$	140 ± 10	34 ± 6
42.3	$4.4 \times 10^7 \pm 3 \times 10^6$	67 ± 10	17.3 ± 0.3
49.8	$2.4 \times 10^7 \pm 1 \times 10^6$	37 ± 1	8 ± 2
56.0	$1.5 \times 10^7 \pm 7 \times 10^5$	25 ± 1	6.2 ± 0.5
64.1	$9.36 \times 10^7 \pm 0.04 \times 10^7$	16 ± 1	3.51 ± 0.05

Tabla 3.4 Señal TL total y señal TL del pico 5 para cada fluencia de iones de nitrógeno de energía nominal igual a 8.1 MeV. La incertidumbre en STL es la desviación estándar de cada par de dosímetro.

ángulo (°)	n (cm <sup>-2</sup> )	STL (nC) señal total	STL (nC) pico5
20.2	$7.8 \times 10^8 \pm 5 \times 10^7$	3450 ± 80	570 ± 40
27.6	$2.3 \times 10^8 \pm 1 \times 10^7$	1100 ± 200	208 ± 7
35.0	$9.1 \times 10^7 \pm 5 \times 10^6$	396 ± 2	100 ± 5
42.3	$4.4 \times 10^7 \pm 2 \times 10^6$	210 ± 10	56 ± 9
49.8	$2.4 \times 10^7 \pm 2 \times 10^6$	104.8 ± 0.9	27.30 ± 0.04
56.0	$1.53 \times 10^7 \pm 7 \times 10^5$	65 ± 4	18 ± 1
64.1	$9.38 \times 10^6 \pm 4.2 \times 10^5$	42.2 ± 0.9	12 ± 1

Tabla 3.5 Señal TL total y señal TL del pico 5 para cada fluencia de iones de nitrógeno de energía nominal igual a 13.3 MeV. La incertidumbre en STL es la desviación estándar de cada par de dosímetro.

Dosis (Gy)	STL (nC)	STL(nC) Pico 5
1.66	24100 ± 500	16300 ± 300
0.832	11000 ± 200	7540 ± 70

Tabla 3.6 Valores de la dosis, de la señal TL para pico 5 y de la señal TL total de TLD-100 expuesto a radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$ . La incertidumbre en STL es la desviación estándar de cada par de dosímetro.

Como la eficiencia termoluminiscente debe medirse en la zona lineal de respuesta TL, es importante conocer en qué zona de fluencia se presenta la linealidad. La figura 3.9 muestra la respuesta TL en función de la fluencia para la señal total y la señal del pico 5 correspondientes a las dos energías del nitrógeno estudiadas.

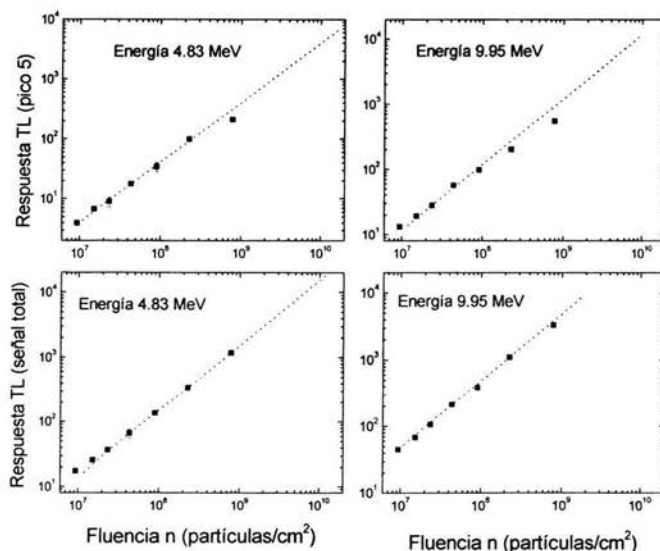


Figura 3.9. Respuesta TL del pico 5 y de la señal total, en función de la fluencia, para los dosímetros irradiados con iones de nitrógeno de energías incidentes en los dosímetros iguales a 4.83 y 9.95 MeV. Las líneas punteadas se agregan para ilustrar visualmente un comportamiento lineal.

La figura 3.10 muestra la función  $f(n)$  (ecuación 1.20), en función de la fluencia, para la señal total y la del pico 5 correspondiente a las dos energías estudiadas. La función  $f(n)$  muestra respuesta lineal ( $f(n)=1$ ) en la región de bajas fluencias y desviación de la linealidad a mayores fluencias. La eficiencia TL debe evaluarse en la zona en que  $f(n)=1$ .

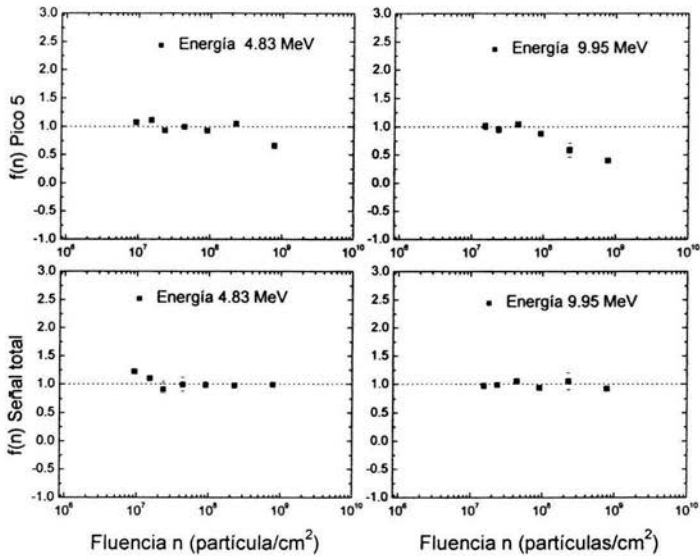


Figura 3.10 Función de supralinealidad  $f(n)$  en función de la fluencia  $n$ , para la señal total y la señal del pico 5, correspondientes a las dos energías estudiadas



### 3.2.2 Eficiencia

De acuerdo con la ecuación 1.19 la eficiencia TL relativa experimental de TLD-100 para iones de nitrógeno con respecto de radiación gamma,  $\eta_{N,\gamma}$  está dada por el cociente de la señal TL por unidad de dosis por unidad de masa irradiada por iones de nitrógeno con respecto de la señal TL por unidad de dosis y por unidad de masa irradiada con rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ . Para evaluar la eficiencia es necesario calcular las dosis y masas irradiadas con nitrógeno y con radiación gamma.

Para iones de nitrógeno, la dosis se obtiene a partir de la fluencia evaluando la ecuación (1.8), en donde E es la energía promedio (4.83 MeV y 9.95 MeV) de los iones de nitrógeno al incidir en el dosímetro, R es el alcance de los iones de nitrógeno en LiF ( $3.79 \times 10^{-4}$  y  $6.44 \times 10^{-4}$  cm, respectivamente) y  $\rho$  es la densidad del LiF ( $2.635 \text{ g/cm}^3$ ).

Las dosis calculadas para cada par de dosímetros irradiados al mismo ángulo y fluencia se muestran en la tabla 3.7 para las dos energías investigadas

ángulo (°)	Fluencia ( $\text{cm}^{-2}$ ) E=4.83MeV	Dosis (Gy) E=4.83MeV	Fluencia ( $\text{cm}^{-2}$ ) E=9.95MeV	Dosis (Gy) E=9.95MeV
$\pm 1^\circ$				
20.2	$7.8 \times 10^8$	608	$7.9 \times 10^8$	739
27.6°	$2.3 \times 10^8$	118	$2.3 \times 10^8$	216
35.0°	$9.1 \times 10^8$	70	$9.1 \times 10^7$	85
42.3°	$4.4 \times 10^7$	34	$4.4 \times 10^7$	41
49.8°	$2.4 \times 10^7$	18	$2.4 \times 10^7$	22
56.0°	$1.5 \times 10^7$	12	$1.5 \times 10^7$	14
64.1°	$9.4 \times 10^6$	7	$9.4 \times 10^6$	9

Tabla 3.7. Valores de la fluencia y las dosis absorbida en los dosímetros.

Para iones de nitrógeno, la masa irradiada está dada por:  $M_{i,N} = R\rho A$ , donde  $R\rho$  es el alcance másico de los nitrógeno y  $A$  es el área de exposición a la radiación de los dosímetros.  $M_{i,N}$ , para las energías promedio de 4.83 MeV y 9.95 MeV, es 0.09 mg y 0.153 mg, respectivamente.

Como se mencionó en la sección 2.2.2 la dosis en LiF para las irradiaciones gamma de los dosímetros está dada por la ecuación (2.11). La tabla 3.6 indica las dosis utilizadas. Dado que la radiación gamma irradia los dosímetros de manera uniforme, en este caso, la masa irradiada corresponde al volumen total del dosímetro y está dada por  $M_{i,\gamma} = 21.10$  mg.

Finalmente, para evaluar las eficiencias TL relativas se procede del siguiente modo:

1.- Se obtiene un promedio del numerador de la ecuación 1.19 usando los valores correspondientes de la función  $f(n)$ , de TLD-100 irradiada con iones de nitrógeno que se encuentran en la zona lineal (ver figura 3.10).

2.- Se obtiene un promedio de los valores del denominador de la ecuación 1.19 correspondiente a los valores de señal TL y dosis en la región lineal para los TLD-100 expuesto a radiación gamma. (tabla 3.6)

3. Con el numerador y denominador promedio se evalúa el cociente de la ecuación 1.19 y se obtienen los valores experimentales de la eficiencia TL relativa para la señal total y la del pico 5, correspondientes a las dos energías investigadas.

Por otro lado se calculan las eficiencias TL relativas utilizando el modelo MTST a partir de las distribuciones radiales de dosis, obtenidas mediante simulación Monte Carlo en LiF, a las energías de interés, mostradas en las figuras 3.11 y 3.12 (cálculos realizados por la Dra. Olga Ávila), la función  $f_{\delta}(D)$  correspondiente a rayos X de 8.1 keV (Figura 1.6) y se aplica la ecuación 1.21.

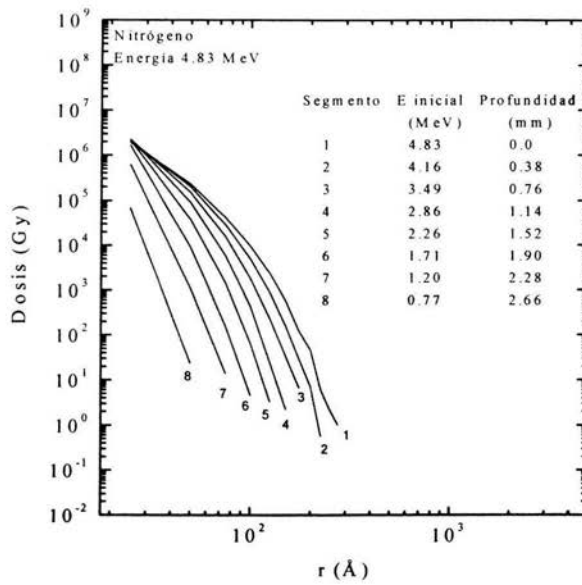


Figura 3.11 Curvas de distribución radial de dosis impartida por iones de nitrógenos de 4.83 MeV en LiF (cálculos realizados por la Dra. Olga Ávila). El conjunto de curvas constituyen un cálculo de traza completa. La longitud de la trayectoria se divide en 8 segmentos transversales como se muestra. Se indica la energía de los iones de nitrógeno conforme entran a cada sección a distinta profundidad en LiF. El alcance proyectado es de  $3.79 \times 10^{-4}$  cm.

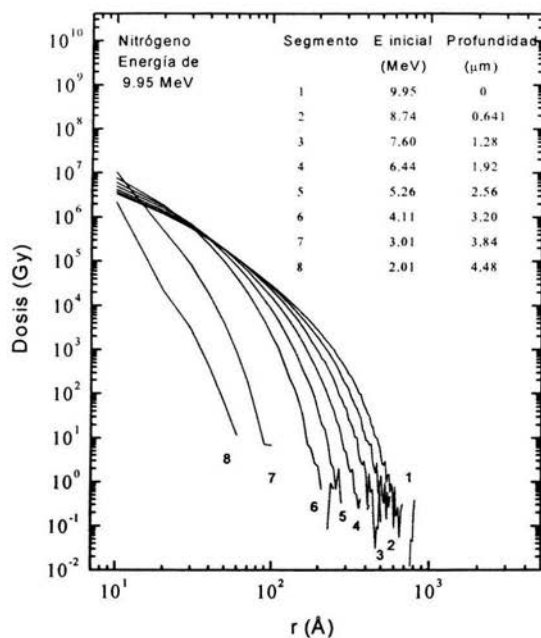


Figura 3.12 Curvas de distribución radial de dosis impartida por iones de nitrógenos de 9.95 MeV en LiF (cálculos realizados por la Dra. Olga Ávila). El conjunto de curvas constituyen un cálculo de traza completa. La longitud de la trayectoria se divide en 8 segmentos transversales como se muestra. Se indica la energía de los iones de nitrógeno conforme entran a cada sección a distinta profundidad en LiF. El alcance proyectado es de  $6.44 \times 10^{-4}$  cm.

Al evaluar la ecuación 1.21, el valor final de la eficiencia se obtiene mediante un balance entre el numerador y denominador. Cuando la dosis es mayor que un valor de aproximadamente  $1 \times 10^4$  Gy el numerador no contribuye al valor de la eficiencia ya que en ese caso la función  $f_{\delta}(D)$  (Figura 1.6) tiende a cero, mientras que la mayor contribución al valor de la eficiencia MTST proviene de regiones en que la dosis tiene valores entre 14 y  $2.6 \times 10^3$  Gy (para la señal total), ya que el numerador se multiplica por un factor mayor que uno.

La tabla 3.11 y la figura 3.13 muestran los resultados finales de la eficiencia TL relativa de TLD-100 irradiado con iones de nitrógeno de 4.8 y 9.95 MeV con respecto de radiación gamma,  $\eta_{N,\gamma}$

Energía (MeV)	LET de entrada y en LiF (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Eficiencias exp. $\eta_{N/\gamma}$ Señal Total	Eficiencias MTST $\eta_{N/\gamma}$ Señal Total	Eficiencias exp. $\eta_{N/\gamma}$ Pico 5	Eficiencias MTST $\eta_{N/\gamma}$ Pico 5
4.83	7.31	0.033±0.005	0.010	0.013±0.002	0.007
9.95	7.18	0.048±0.007	0.032	0.019±0.004	0.023

Tabla 3.11 Eficiencias termoluminiscentes relativas de TLD-100 irradiado con nitrógeno con respecto de radiación gamma para la señal total y la del pico 5 para las dos energías investigadas.

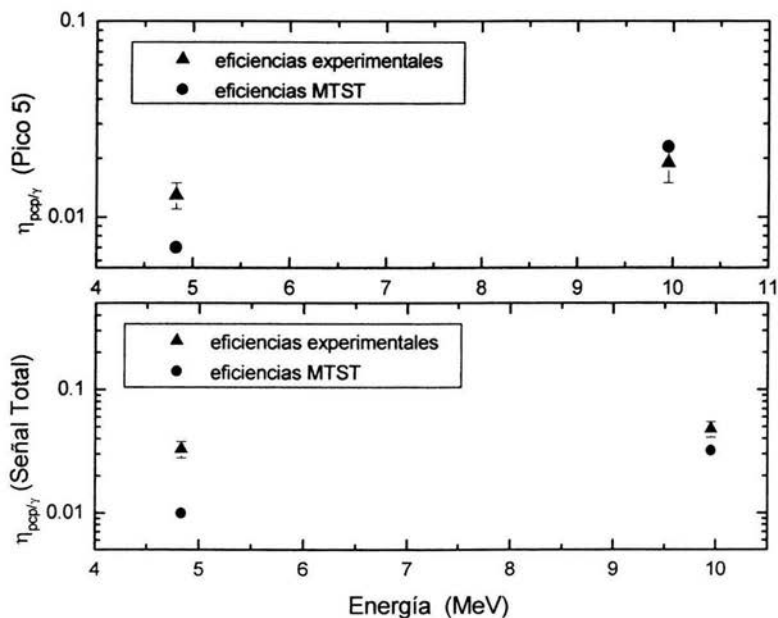


Figura 3.13 Valores teóricos y experimentales de la eficiencia TL relativa de TLD-100 irradiado con iones de nitrógeno con respecto del mismo expuesto a radiación gamma para la señal del pico 5 y la señal total, en función de la energía.

La figura 3.14 muestra los valores de la eficiencia TL relativa de TLD-100 para varios iones en función de LET en agua. Las estrellas representan los valores reportados en este trabajo. Las líneas sólidas representan predicciones teóricas basadas en el modelo de estructura de trazas modificado para energías mayores que la energía del pico de Bragg. Las líneas punteadas representan cálculos MTST para los que la energía es menor que la energía del pico de Bragg. La figura 3.15 amplifica la región de interés. Como la LET de entrada para energías mayores y menores que la energía del pico de Bragg, esto da lugar al "regreso" de la curva punteada hacia valores menores de LET. En la figura 3.16 se muestran los valores de eficiencia TL en función de la energía observándose, un comportamiento monótonico que indica que la eficiencia aumenta en función de la energía y es dependiente de la carga del ion.

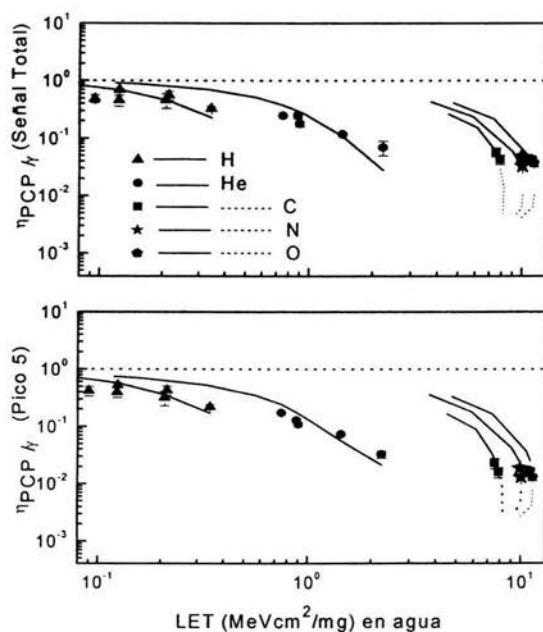


Figura 3.14 Valores de la eficiencia TL relativa de TLD-100 para varios iones en función del LET en agua. Los símbolos representan valores experimentales [Av 04]. Las líneas sólidas y punteadas representan predicciones realizadas aplicando el modelo MTST para energías mayores y menores que la energía del pico de Bragg, respectivamente.

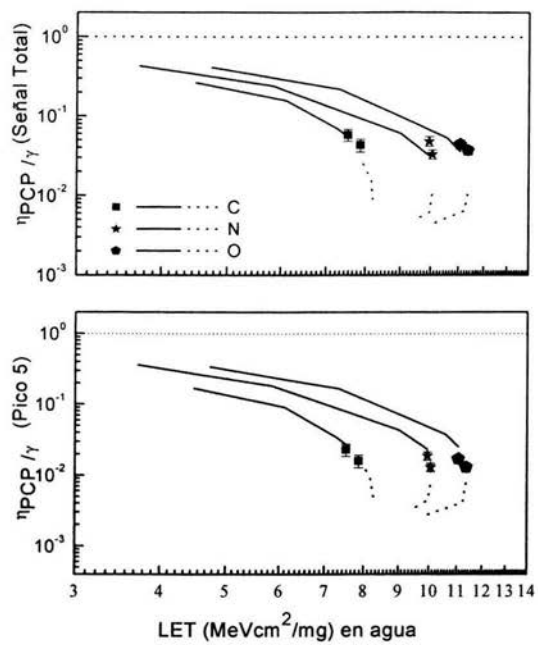


Figura 3.15 Valores de la eficiencia TL relativa para varios iones en función del LET en agua. Los símbolos representan valores experimentales [Av 04]. Las líneas sólidas y punteadas representan predicciones realizadas aplicando el modelo MTST para energías mayores y menores que la energía del pico de Bragg, respectivamente.

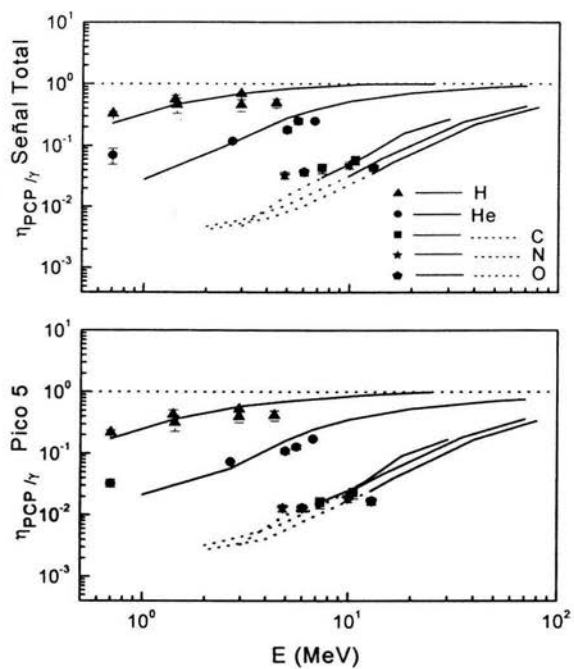


Figura 3.16 Valores de la eficiencia TL relativa para varios iones en función de la Energía. Los símbolos representan valores experimentales [Av 04]. Las líneas sólidas y punteadas representan predicciones realizadas aplicando el modelo MTST para energías mayores y menores que la energía del pico de Bragg, respectivamente.



# CONCLUSIONES

Las medidas realizadas en este trabajo muestran que la eficiencia TL relativa de TLD-100 irradiado con iones de nitrógeno con respecto de rayos gamma es mayor para 9.95 MeV que para 4.83 MeV a pesar de que los iones de nitrógeno inciden en los dosímetros con el mismo valor de la LET. Este resultado se explica con base en el comportamiento del poder de frenado en todo el trayecto de los iones hasta su frenado ya que éste es distinto para las dos energías estudiadas. Cuando la energía es mayor que la energía del pico de Bragg (9.95 MeV), el poder de frenado aumenta hasta llegar al máximo para después disminuir; mientras que, cuando la energía es igual a 4.83 MeV, el poder de frenado va disminuyendo hasta que se detiene.

Al comparar las medidas con las predicciones teóricas del modelo MTST se observa que para 4.83 MeV la diferencia entre los valores calculados mediante el modelo MTST es de 70% y 50 % menor que las medidas experimentales de la señal total y del pico 5, respectivamente. Para 9.95 MeV se observa una buena concordancia, dentro de la incertidumbre, para el pico 5 y una diferencia entre el valor MTST de 30% menor que el valor experimental para la señal total.

La transferencia lineal de energía no es un parámetro que unifica la eficiencia TL relativa de dosímetros TLD-100 ya que la LET no es una función univaluada y se observan curvas distintas para cada tipo de ion teniendo distintos valores de eficiencia para distintos iones con el mismo valor de la LET de entrada.

Al mostrar los resultados en función de la energía se observa que la eficiencia TL relativa de TLD-100 irradiado con PCP con respecto de radiación gamma es una función monótonica de la energía. La eficiencia disminuye cuando la energía disminuye y depende de la carga del ion.

Las predicciones teóricas MTST describen la tendencia de las medidas para energías altas (mayores que la del pico de Bragg) pero subestiman los valores experimentales de eficiencia para energías menores que la energía del pico de Bragg.

El modelo MTST no describe las medidas con energías menores que la energía del pico de Bragg lo que conduce a cuestionar si las hipótesis del modelo son apropiadas o si la función  $f_{\delta}(D)$  es la adecuada en esta zona.

Medir valores a energías aún mas bajas permitirá entender mejor el comportamiento de la eficiencia TL de TLD-100.

# Bibliografía

- [At 86] Attix F. H., "Introduction to radiological physics and radiation dosimetry", John Wiley & Sons, Inc. (1986).
- [Av 98] Avilés M. R. P., "Respuesta termoluminiscente de LiF:Ti,Mg irradiado con protones de 1.5 y 3 MeV", Tesis de Maestría, Facultad de Química, Estudios de Posgrado, UNAM (1998).
- [Av 99] Avila O., Gamboa-de Buen, I., Brandan M.E., "Study of the energy deposition in LiF by heavy charged particle irradiation and its relation to the thermoluminescence efficiency of the material", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 32, 1175-1181 (1999).
- [Av 00] Avila, O., "Depósito de energía en LiF ante irradiación con partículas cargadas pesadas y su relación con la respuesta termoluminiscente del material", Tesis Doctoral, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (2000).
- [Av 04] Avila O., Rodríguez-Villafuerte M., Avilés P., Gamboa de Buen I., Concha K, Buenfil A.E., Ruiz Trejo C, y Brandan M.E., Trabajo en elaboración (2004).
- [Bu 67] Butts J.J., Katz, R., "Theory of RBE for heavy ion bombardment of dry enzymes and viruses", *Radiat. Res.*, 30,855-871 (1967).
- [Ca 68] Cameron J.R., Suntharalingam N. and Kenney G.N., "Thermoluminescent Dosimetry", University of Wisconsin Press (1968).
- [Fa 74] Fain J., Monnin M. and Montret M., "Spatial energy distribution around heavy ion path", *Radiat. Res.* 57, 379-389 (1974).
- [Fr 66] Fricke H. and Hart E.J., "Chemical dosimetry, in Radiation dosimetry", Vol.II (F. H. Attix and W. C. Roesch, eds.), *Appl. Radiat. Isot.* 47, 111 (1966).

- [Ga 98] Gamboa-deBuen I., Buenfil A.E., Ruiz C.G., Rodríguez-Villafuerte M., Flores A. and Brandan M.E., "Termoluminescent response and relative efficiency of TLD-100 exposed to low energy X-rays", *Phys. Med. Biol.*, 43, 2073-2083 (1998).
- [Ga 03] Galván, H. A., "Respuesta de dosímetro termoluminiscentes TLD-300 (CaF<sub>2</sub>:Tm) a un campo mixto de iones de helio y protones", Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM (2003).
- [Ho 84] Horowitz, Y.S., "Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry", Vol I, II y III., Boca Raton, CRC Press (1984).
- [Ho 01] Horowitz, Y.S., Avila O. and Rodríguez-Villafuerte M. "Theory of heavy charged particle response (efficiency and supralinearity) in TL Materials", *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 184, 85-112 (2001).
- [Ka 82] Kalef-Ezra J. Horowitz Y.S., "Heavy charged particles thermoluminescence dosimetry: track structure theory and experiments", *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* 33, 1085-1100 (1982).
- [Mc 88] McKeever S.W.S., "Thermoluminescence of Solids", Cambridge University Press (1988).
- [Mo 86] Moscovitch M., Horowitz Y.S. "Microdosimetric track interaction model applied to alpha particle induced supralinearity and linearity in thermoluminescent LiF:Mg,Ti", *Rad. Prot. Dosim.*, 17 (1-4), 487-491 (1986).
- [Po 71] Podgorsak E.B., Moran P.R. and Cameron J.R., "Interpretation of resolved glow curve shapes in LiF:Mg,Ti (TLD-100) from 100 K to 500 K", *Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Conf. On Luminescence Dosimetry*, Riso Report 249, AEC, Riso, Denmark. 1 (1971).
- [Ra 45] Randall, J.T., Wilkins M.H.F., "Phosphorescence and electron traps, the study of trap distributions", *Proc. Roy. Soc. A*, 184, 366 (1945).

- [Ri 01] Rickards-Campbell, J., "La física de radiaciones en materia", UNAM (2001).
- [Ro 99] Rodríguez-Villafuerte M., "A Monte Carlo approach to the track interaction model to explain supralinearity in the thermoluminescence response", Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. B. 152, 105-144 (1999).
- [Tu 95] Turner J.E. "Atoms, radiation and radiation protection" John Wiley & Sons, Inc. (1995).
- [Wa 80] Waligórski, M.P.R. and Katz, R., "Supralinearity of peak 5 and peak 6 in TLD-700", Nucl. Instr. and Meth., 172, 463-470 (1980).