

00576

1
Jef



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE QUÍMICA

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

RESPUESTA TERMOLUMINISCENTE DE
LiF:Ti,Mg
IRRADIADO CON PROTONES DE 1.5 Y 3 MeV

TESIS
QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE
MAESTRA EN CIENCIAS NUCLEARES
PRESENTA

FIS. PATRICIA RAQUEL AVILÉS MANDUJANO

DIRECTORA DE TESIS:
DRA. MARÍA ESTER BRANDAN SIQUÉS.

México, D. F.

1998.

264826

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE QUÍMICA
DIRECCIÓN

ING. LEOPOLDO SILVA GUTIÉRREZ
Director General de la Administración Escolar
Presente.

AT'N: Lic. Antonio Diaz Garcia
Jefe de la Unidad de Administración del Posgrado.

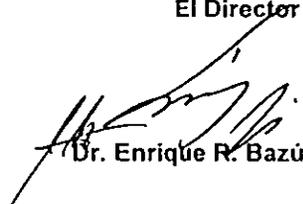
Me es grato informarle que la alumna FIS. PATRICIA RAQUEL AVILÉS MANDUJANO presentará próximamente su examen para obtener el grado de Maestría en Ciencias Nucleares ante el siguiente jurado:

Presidente:	Dr. Manuel Navarrete Tejero
Primer Vocal	Dr. Eugenio Ley Koo (IF)
Secretario:	Dra. Isabel Gamboa de Buen
Primer Suplente:	Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte (IQ)
Segundo Suplente:	M. en C. Trinidad Martínez Castillo

Sin otro particular de momento, aprovecho la ocasión para enviarle un cordial saludo.

Atentamente
"POR MI RAZA HABLARÁ EL ESPÍRITU"
Ciudad Universitaria, D. F., 9 de julio de 1998.

El Director


Dr. Enrique R. Bazúa Rueda

AGRADECIMIENTOS.

El trabajo experimental no puede ser bien concluido sin la colaboración de un equipo de trabajo capacitado y dispuesto a realizar sus tareas con entusiasmo, por tal motivo deseo dejar expresado mi más profundo agradecimiento:

- A la Dra. María Ester Brandan por la dirección de esta tesis y por todo el apoyo proporcionado.
- A quienes integran el grupo de trabajo de "dosimetría": Dra. Isabel Gamboa de Buen, Dra. Mercedes Rodríguez, M. en C. Ana Elena Buenfil, Fis. Cesar Ruiz, por todo el tiempo que emplearon al asesorar mi trabajo.
- Al Tec. Karim López por la operación del acelerador.
- Al Ing. Marco Antonio Veytia y a los Srs. Carlos Sánchez y Ricardo Ramírez por la construcción de los dispositivos empleados en el acelerador.
- Al Sr. Melitón Galindo por la evaporación del blanco de oro.
- A FCUNAM, FQUNAM y IFUNAM.
- A DGAPA-UNAM, proyecto IN100396.
- A CONACYT por los proyectos: 0077P-E, F 036-E9109, G 0010-E.

También deseo agradecer a los miembros del jurado: Dr. Manuel Navarrete Tejero, Dr. Eugenio Ley Koo, Dra. Isabel Gamboa de Buen, Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte, y M en C. Trinidad Martínez Castillo, por la revisión y correcciones sugeridas al presente trabajo. Y a todas aquellas de personas que con su amabilidad hicieron agradable mi estancia en el Instituto.

1. INTRODUCCIÓN.	1
2. TERMOLUMINISCENCIA Y SUS PROPIEDADES	3
2.1. Termoluminiscencia.	3
2.2. Termoluminiscencia del LiF:Mg,Ti	8
2.3. TLD-100	10
2.4. Curvas de brillo.	11
3. DESARROLLO EXPERIMENTAL	17
3.1.- La Irradiación .	17
a) Medida de fluencia.	18
b) Arreglo experimental.	20
c) Las irradiaciones.	23
3.2. La respuesta termoluminiscente	24
a) Tratamiento térmico.	24
b) Señal termoluminiscente.	25
3.3. La deconvolución de las curvas de brillo.	25
4. RESULTADOS.	43
4.1. Curvas de la respuesta TL como función de la fluencia.	43
4.2. La función de respuesta $f(n)$.	45
4.3. La eficiencia a protones respecto de la eficiencia a rayos gamma de ^{60}Co .	48
5. DISCUSIÓN E INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS.	69
5.1. Modelo de interacción de trazas y supralinealidad.	70
5.2. Modelo de Katz y eficiencia relativa.	74
6. CONCLUSIONES.	81
APÉNDICES.	
A. Cálculo de incertidumbres.	83
A.1 La fluencia.	83
A.2 La señal termoluminiscente.	89
A.3 La función de supralinealidad.	89
B. Cálculo de la pérdida de energía del haz en el blanco.	90
REFERENCIAS.	95

RESUMEN

En el presente trabajo se midió la respuesta termoluminiscente (TL) de dosímetros de LiF:Ti,Mg (TLD-100, Harshaw Bicron de $(1 \times 1 \times 1) \text{ mm}^3$) irradiados con protones de 1.5 y 3.0 MeV como función de la fluencia, se obtuvo la función de supralinealidad y la eficiencia relativa de la señal TL del TLD irradiado con protones respecto a la irradiación con rayos γ de ^{60}Co y se compararon: el Modelo de Interacción de Trazas (TIM), el Modelo Unificado de Interacción de Trazas (UNIM) y el Modelo de Estructura de Trazas (Modelo de Katz) con los resultados experimentales. La irradiación fue realizada en el acelerador Pelletron de Instituto de Física de la U.N.A.M., con protones dispersados elásticamente por una película de oro de 0.366 mg/cm^2 de espesor. La medición de la fluencia de los protones que irradiaron los dosímetros TL se realizó empleando la dispersión de Rutherford, contando los protones dispersados por el blanco de oro a un ángulo fijo (55° y 135° respecto a la dirección del haz primario) con un detector de barrera superficial; midiendo la posición en ángulo y distancia de los dosímetros TL y midiendo el espesor del blanco dispersor. La medición de la respuesta TL de los TLD-100 se realizó con un lector TL Harshaw 3500, a 1° C/s desde temperatura ambiente hasta 400° C . El tratamiento térmico empleado fue: horneado de 1h a 400° C + 2 h a 100° C , irradiación y lectura. Las curvas de señal TL-fluencia para la señal total y para la descomposición por pico fueron, lineal-supralineal-sublineal. Se comprobó la dependencia que tiene el factor de supralinealidad máximo de la señal total y de la señal por pico, con la energía del haz de protones de irradiación es pequeña para la señal total (2 y 2.3 para 1.5 y 3 MeV, respectivamente) y para el pico 5 (1.3 y 1.4), y mayor para los picos de alta temperatura (4.6 y 7.9 para el pico 8). Se comprobó que el modelo de TIM y el modelo UNIM no predice el comportamiento observado experimentalmente. La eficiencia relativa para la señal total de TLD-100 irradiado con protones respecto de irradiación con rayos γ de ^{60}Co , disminuye fuertemente como función del poder de frenado, resultado que se encuentra de acuerdo con el modelo de Katz.

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN.

Existen materiales que emiten luz cuando son calentados, si es que anteriormente han sido expuestos a radiación ionizante. Este proceso es conocido como termoluminiscencia (TL).

Siempre han existido materiales termoluminiscentes naturales, pero es hasta este siglo en que, con el incremento del conocimiento de las aplicaciones de las radiaciones ionizantes y por tanto la implementación de métodos dosimétricos, se requiere un conocimiento formal y sistemático de las propiedades termoluminiscentes para los diferentes tipos de radiación, y la dependencia con la dosis para radiación electromagnética o con la fluencia para el caso de partículas cargadas pesadas.

El uso de los dosímetros termoluminiscentes para dosimetría de rayos X y rayos γ , ha sido amplio y, aún cuando todavía existen discrepancias entre los investigadores sobre la física fundamental de estos procesos, hay avances significativos. Para el caso de partículas cargadas pesadas los estudios son escasos (aislados) y no sistemáticos, aún cuando ya existen aplicaciones en la física médica y en dosimetría espacial.

En el presente trabajo, conscientes de la magnitud de una investigación completa, se pretendió cubrir algunos pasos en el estudio formal y paulatino de las propiedades termoluminiscentes del LiF:Mg,Ti en el tipo comercial TLD-100 y se plantearon los objetivos siguientes: el estudio de la respuesta termoluminiscente del TLD-100 en

función de la fluencia de protones de baja energía (1.5 y 3.0 MeV); la obtención de la función de supralinealidad como función de la fluencia; y la medición de la eficiencia relativa experimental del TLD-100 a la irradiación con protones de 1.5 y 3.0 MeV respecto de la respuesta del TLD-100 a los rayos gamma de ^{60}Co , como radiación de referencia. También se comparan los resultados experimentales de este trabajo con los modelos de interacción de trazas (TIM), modelo unificado de interacción de trazas (UNIM) y modelo de estructura de traza (Modelo de Katz).

En el capítulo 2 se presentan de manera muy general las características de la termoluminiscencia, y en particular las propiedades del LiF:Mg,Ti.

En el capítulo 3 se describe en detalle el experimento realizado para medir la señal termoluminiscente y la fluencia en el intervalo de 10^7 a 10^{12} p/cm² y las condiciones en que se realizaron las mediciones, así como los procedimientos utilizados para la lectura de la señal TL, el análisis de las curvas de brillo obtenidas y su descomposición en picos componentes (o picos de brillo).

En el capítulo 4 se presentan los resultados, como son curvas de respuesta TL como función de la fluencia, función de supralinealidad experimental en función de la fluencia y la eficiencia relativa del TLD-100 a la radiación estudiada respecto de rayos γ de ^{60}Co .

En el capítulo 5 se discuten e interpretan los resultados haciendo énfasis en su dependencia con la energía del haz de protones de irradiación. También se comparan los modelos teóricos TIM, UNIM y de Katz con los resultados experimentales.

Finalmente en el capítulo 6 se presentan las conclusiones del presente trabajo, así como sus implicaciones.

CAPÍTULO 2

TERMOLUMINISCENCIA Y SUS PROPIEDADES

La figura 2.1 muestra varios de los efectos producidos en un material sólido al ser irradiado y sus aplicaciones en la detección de la radiación. Dentro de estos efectos se encuentra la termoluminiscencia.

La termoluminiscencia es la emisión de luz estimulada térmicamente que presentan algunos materiales después de ser irradiados con radiación ionizante. El fenómeno de termoluminiscencia (TL) fue primero descubierto con la emisión de luz en sólidos en el siglo XVII por Boyle [MK81]. Se ha reportado en la literatura [BJ81] que Hoffman [HF897] aplicó este fenómeno en 1897 en mediciones de rayos catódicos, rayos X y radiación ultravioleta usando $\text{CaSO}_4:\text{Mn}$ como material termoluminiscente. Pero no fue sino hasta la década de 1940, en que realmente se desarrollaron los primeros trabajos con materiales termoluminiscentes aplicados a la dosimetría [PU49], [DA49], [GI57] y [DA53].

2.1. Termoluminiscencia

La termoluminiscencia puede dividirse en dos etapas: la irradiación y el calentamiento. Durante la irradiación se produce un proceso de transporte de iones o portadores de carga, que son generados precisamente por la radiación ionizante. En este proceso, los portadores de carga son transportados a la banda de conducción del material hasta que son atrapados en alguna imperfección del sólido tal como una impureza, un átomo activador o un defecto del cristal. Esto ocurre a la temperatura

de irradiación, que puede ser a temperatura ambiente. Estas trampas deben ser lo suficientemente profundas en términos de energía para evitar el escape de los portadores de carga (electrones y hoyos) por extensos periodos de tiempo.

Durante el calentamiento del material termoluminiscente se produce la emisión de luz. Con la energía del calentamiento se liberan los portadores de carga de las trampas donde se encontraban, emigrando de nuevo a la banda de conducción hasta que se encuentran con un centro luminiscente de carga opuesta a la suya y se recombinan emitiendo luz. Según el tipo de material y sus imperfecciones, tendrá trampas a diferentes niveles de energía, por lo, que libera a los portadores de carga a diferentes temperaturas. Existen otros centros de recombinación en el cristal termoluminiscente de diferente naturaleza, que actúan como centros de competencia con los centros luminiscentes. En la figura 2.2 se muestra un esquema para ilustrar los procesos descritos anteriormente.

Los TLDs consisten de un material cristalino que contiene uno o más activadores que pueden estar asociados con las trampas, con los centros luminiscentes o ambos. La cantidad de activadores se encuentra en el intervalo de algunas partes por millón a unos cuantos por ciento para diferentes dosímetros. El material base del cristal determina completamente la interacción con la radiación, ya que los activadores están en el dosímetro en cantidades muy pequeñas.

El fenómeno de termoluminiscencia es ampliamente usado en el campo de la dosimetría de la radiación, aún cuando presenta muchos problemas referentes a la sensibilidad. Por ejemplo, ha sido observado que la sensibilidad o respuesta de dosímetros TL por unidad de dosis se incrementa de manera no lineal con la dosis absorbida.

Aunque ha sido considerado que los niveles de energías de las trampas son imperfecciones en el cristal, todavía no se entiende claramente cómo tales niveles corresponden a los diferentes picos de brillo. El proceso de transporte-captura durante la irradiación es considerado fenomenológicamente desde el punto de vista de la cinética de la reacción química. Se supone que los procesos de reacción de transporte-captura entre los portadores de carga producidos y las trampas en el cristal son interpretados como reacciones irreversibles entre dos átomos y se encuentran relacionados con cinética de primer orden, en primera instancia. Se supone que el número de elementos portadores de carga en el sólido es proporcional a la energía absorbida en el sólido irradiado (dosis).

Los dosímetros termoluminiscentes pueden presentar de manera general las siguientes características:

Después de irradiar un dosímetro TL, al calentar el cristal, la intensidad de luz producida por el cristal calentado puede ser graficada en función de la temperatura de calentamiento dando como resultado una curva, la cual es definida como curva de brillo.

Hay dos métodos de evaluación de la dosis depositada en el TLD irradiado. La primera es el uso de la altura del pico dosimétrico (pico 5 para el caso del TLD-100) y otra es el área total bajo la curva de brillo en la región de temperatura de calentamiento. La forma de la curva de brillo varía según el material, la naturaleza y cantidad de las impurezas, el tipo de radiación a la que es sometido el cristal y el tratamiento térmico anterior al que es sometido el dosímetro [HO84].

Una de las características deseables de un dosímetro termoluminiscente es que pueda ser reusable. Para poder reusar un dosímetro TL debe emplearse el mismo

tratamiento térmico, esto es, los mismos periodos de calentamiento a la misma temperatura y en atmósferas de aire o gas iguales y los mismos procesos de enfriamiento. Estas condiciones, principalmente el tiempo de horneado y la temperatura a la que se realiza éste, son los principales factores para conseguir una buena reproducibilidad y rehabilitación de las propiedades termoluminiscentes. Si un dosímetro no es tratado térmicamente de manera adecuada los portadores de carga remanentes en niveles de energías profundas pueden afectar la sensibilidad en los subsecuentes usos.

Todos los dosímetros TL comerciales del mismo tipo son activados con el mismo elemento y con la misma cantidad de éste, para obtener la misma sensibilidad, desvanecimiento y estabilidad. A pesar de esto, cuando un dosímetro es reusado muchas veces, se producen pequeñas variaciones en su contenido químico lo que afectará su respuesta.

Después de la irradiación el número de portadores de carga atrapados en los niveles de energía de las trampas desciende al aumentar el periodo de almacenamiento antes de ser leído (permaneciendo el cristal a una temperatura fija durante el almacenamiento). Este fenómeno se conoce como desvanecimiento y es causado por la combinación estimulada térmica, óptica y mecánica de los portadores de carga atrapados.

Randall y Wilkins (1945) [RA45] describieron un modelo simple de cinética de primer orden para el escape de electrones atrapados a una temperatura $T(K)$, dado por la ecuación:

$$p = (1/\tau) = \alpha \exp(-E/kT) \quad (2.1)$$

donde p es la probabilidad de escape por unidad de tiempo (s^{-1}), τ es la vida media

en la trampa, α es el llamado factor de frecuencia, E es la profundidad en energía de la trampa (eV), y k es la constante de Boltzman ($k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} = 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$).

Con k , E y α constantes, el crecimiento de la temperatura T , provoca que p se incremente o que τ decrezca. Cuando se incrementa la temperatura de manera lineal en función del tiempo, desde la temperatura ambiente, los electrones escapan de sus trampas aumentando su tasa de escape, hasta una temperatura máxima T_m , después de la cual la tasa de crecimiento disminuye gradualmente.

Suponiendo que la intensidad de la emisión de luz es proporcional a la tasa de escape de los electrones, le corresponde un máximo termoluminiscente en T_m . Este máximo es llamado pico de brillo. La presencia de más de una trampa de profundidad E da varios picos que pueden ser irresolubles o resolverse sólo parcialmente.

El valor de T_m está relacionado con la tasa de calentamiento lineal q (K/s) por la siguiente relación de la teoría de Randall-Wilkins:

$$(E/kT_m^2) = (\alpha/q) \exp(-E/kT_m) \quad (2.2)$$

La sensibilidad de los dosímetros TL es fuertemente dependiente de la densidad de trampas y depende del número de impurezas o defectos que posea el cristal.

Se ha observado que la respuesta total TL o la respuesta por pico en función de la dosis a la que es irradiado el dosímetro, en general es lineal en el intervalo de dosis bajas y medias, pero para altas dosis es supralineal.

2.2. Termoluminiscencia del LiF: Mg, Ti

El fluoruro de litio es el material termoluminiscente más ampliamente usado en aplicaciones dosimétricas. Los TLD de LiF forman una gran familia de materiales termoluminiscentes, algunos de ellos con propiedades muy diferentes. Las impurezas más comunes que son implantadas en el LiF son Mg y Ti, que en presentación comercial y patentada por Harshaw constituyen el TLD-100, TLD-600 y TLD-700. El nivel del cociente de ${}^6\text{Li}/\text{Li}$, es: de $\cong 0$ para el LiF(TLD-700), $\cong 7\%$ para LiF(TLD-100), y $\cong 96\%$ para LiF(TLD-600). El ${}^6\text{Li}$ tiene una alta sección eficaz de captura (n,α) para neutrones térmicos, mientras que para el ${}^7\text{Li}$, es pequeña. En un campo mixto de neutrones y rayos γ un dosímetro TLD-700 mide principalmente dosis de rayos γ , mientras que los dosímetros TLD-100 y TLD-600 responden fuertemente también a neutrones térmicos.

Las propiedades del LiF:Mg,Ti son dependientes del método de preparado. Hay dos maneras de preparar este dosímetro. La primera es contaminándolo con activadores, por ejemplo LiF:Mg,Ti, LiF:Mg,Cu y LiF:Mg,Cu,P. El segundo método es el tratamiento térmico de cristales nominalmente puros de LiF, los cuales de otra manera exhiben emisión TL pequeña. Cuando el cristal es tratado térmicamente el número de defectos en la red, los cuales contribuyen a la emisión TL, se incrementan como una función de $\exp(-E/k_B T)$, y el cristal es enfriado rápidamente a la temperatura ambiente o más baja aún. La sensibilidad del dosímetro preparado por el método del tratamiento térmico es, no obstante, menor que la del método de contaminado, pero el mérito es que se sensibiliza fácilmente sólo horneándolo.

Los mecanismos termoluminiscentes en los dosímetros de LiF son complicados debido a las diferentes impurezas con las que se contamina. El LiF:Mg,Ti exhibe

una curva de brillo complicada, que incluye muchos picos. Los dosímetros de LiF:Mg,Cu,P y LiF:Mg,Cu exhiben curvas de brillo más simples, con baja tasa de desvanecimiento y alta sensibilidad.

Las impurezas de Mg^{2+} se encuentran en relación con las propiedades de atrapamiento de los dosímetros de LiF [HO84]. Pruebas espectrográficas muestran que el contenido de Ti en el LiF lo convierte en buen material TL. La eficiencia TL se encuentra correlacionada con la concentración de Ti en el volumen del LiF. Las impurezas del Ti no sólo incrementan los centros luminiscentes o la eficiencia, sino que estabilizan ciertas propiedades del material ante la presencia de impurezas accidentales.

En la figura 2.3 se muestran las curvas de brillo de LiF:Ti y de LiF:Mg,Ti [HO84], donde se observa la intensidad relativa claramente mayor para el LiF:Ti.

Diversos autores han estudiado la estructura de las curvas de brillo del LiF:Mg,Ti como función de la concentración de Mg y Ti. Para concentraciones de Mg por encima de 50 ppm, los picos 4 y 5 se incrementan fuertemente independientemente de la concentración de Ti. Para concentraciones de Mg mayores a 300 ppm con Ti a 15 ppm aparece el pico 6. A concentraciones pequeñas de Ti los picos de baja temperatura son dominantes. A concentración constante de Mg, se observa que la concentraciones de Ti alteran la población de los picos de brillo. Esto sugiere que el Ti también involucra de algún modo la formación de trampas o que tal vez existen correlaciones espaciales entre los centros de atrapamiento y los centros luminiscentes. Al decir que el Mg es responsable de las trampas y el Ti de los centros luminiscentes, es una gran sobre simplificación [MA85].

Otra gran ventaja que presenta el LiF es que es un material equivalente al tejido en

lo relativo a su interacción con radiación X y γ .

2.3. TLD-100

Algunas de las características principales del TLD-100, son [MA85]:

1. El ancho del intervalo útil de dosis, es desde pocos milirads a 10^3 rad, en la zona lineal.
2. La independencia de su respuesta respecto de la tasa de dosis es, de $0-10^{11}$ rad/s.
3. Su tamaño es pequeño, tal que, puede considerarse que perturba poco la interacción del campo de radiación con el medio.
4. Son fáciles de conseguir comercialmente.
5. Son reusables, realizando correctamente los procedimientos de horneado y checando periódicamente las posibles alteraciones de la sensibilidad.
6. Son fáciles y rápidos de leer y no requieren preparación química para su lectura.
7. Son económicos, por ser reusables.
8. Disponibles en diferentes tipos con diferentes sensibilidades a neutrones térmicos. TLD-700 (${}^7\text{LiF}$), TLD-100 (93% ${}^7\text{LiF}$ + 7% ${}^6\text{LiF}$), TLD-600 (96% ${}^6\text{LiF}$).
9. Se puede tener exactitud y precisión, con una reproducibilidad en las lecturas del 1 al 2%. Una precisión equivalente se puede obtener si son calibrados individualmente.
10. Carecen de uniformidad, estrictamente hablando, diferentes lotes muestran diferentes sensibilidades.
11. Presentan inestabilidad durante su almacenamiento. La sensibilidad puede variar con el tiempo antes de la irradiación, por ejemplo, debido posiblemente a una gradual migración de las trampas en el cristal (a la temperatura ambiente).
12. Presentan desvanecimiento. Los dosímetros irradiados no retienen permanentemente el 100% de sus portadores de carga atrapados. Esto resulta en una pérdida gradual de la señal TL al incrementar el tiempo entre la irradiación y la

lectura.

13. Presentan sensibilidad a la luz, especialmente ultravioleta, luz de sol o luz fluorescente.

14. Señal TL espuria, causada por raspaduras de los cristales, contaminación de la superficie y humedad. Sin embargo, la presencia de gas inerte libre de oxígeno durante la lectura suprime este efecto.

15. "Memoria" de irradiaciones anteriores o térmicas.

16. Presentan inestabilidad a causa de los lectores, ya que, la lectura TL depende de la sensibilidad que tiene el lector a la luz.

2.4. Curvas de brillo.

Debido a todas las características descritas anteriormente de los dosímetros LiF:Mg,Ti, particularmente TLD-100, es que las curvas de brillo pueden resultar tan diferentes unas de otras. Para poder realizar un estudio del comportamiento TL en función de la dosis o la fluencia, es necesario establecer un procedimiento amplio y formal en el tratamiento del cristal, que garantice que el estudio es realizado bajo condiciones reproducibles y rigurosamente controladas.

En la figura 2.4 se muestra cuatro curvas de brillo de TLD-100 irradiados a la misma dosis, pero con tratamientos térmicos diferentes. En la figura 2.5 se muestra una curva de brillo del lote de TLD-100 utilizado en el presente trabajo irradiado con rayos gamma de ^{60}Co , horneado 1h a 400°C más 2h a 100°C.

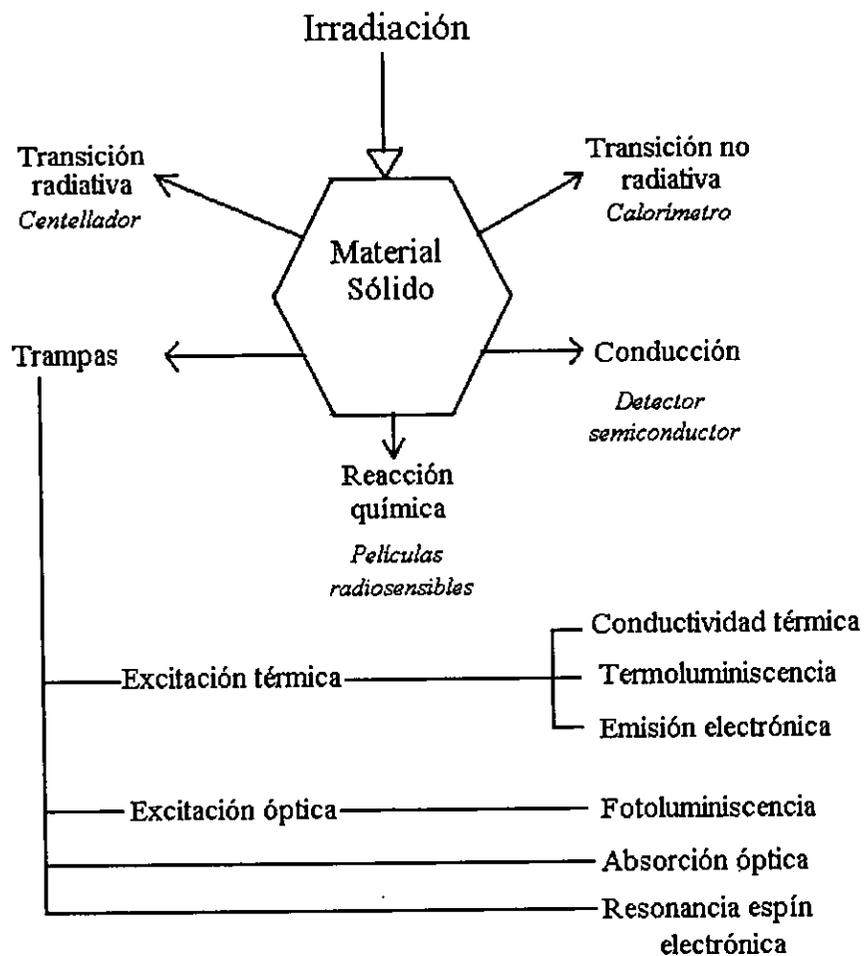


Figura 2.1 Comportamiento de un sólido irradiado y sus aplicaciones en la detección de la radiación

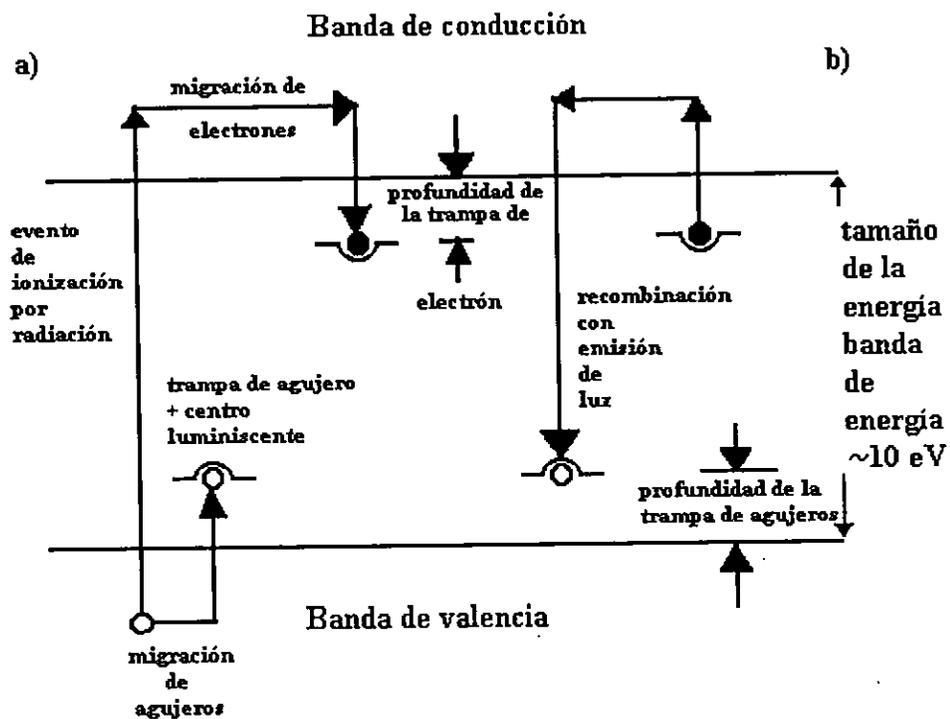


Figura 2.2 Diagramas de niveles de energía del proceso termoluminiscente: a) ionización por radiación, y trampas de agujeros y electrones, b) calentamiento y recirculación de electrones, seguido de la producción de luminiscencia.

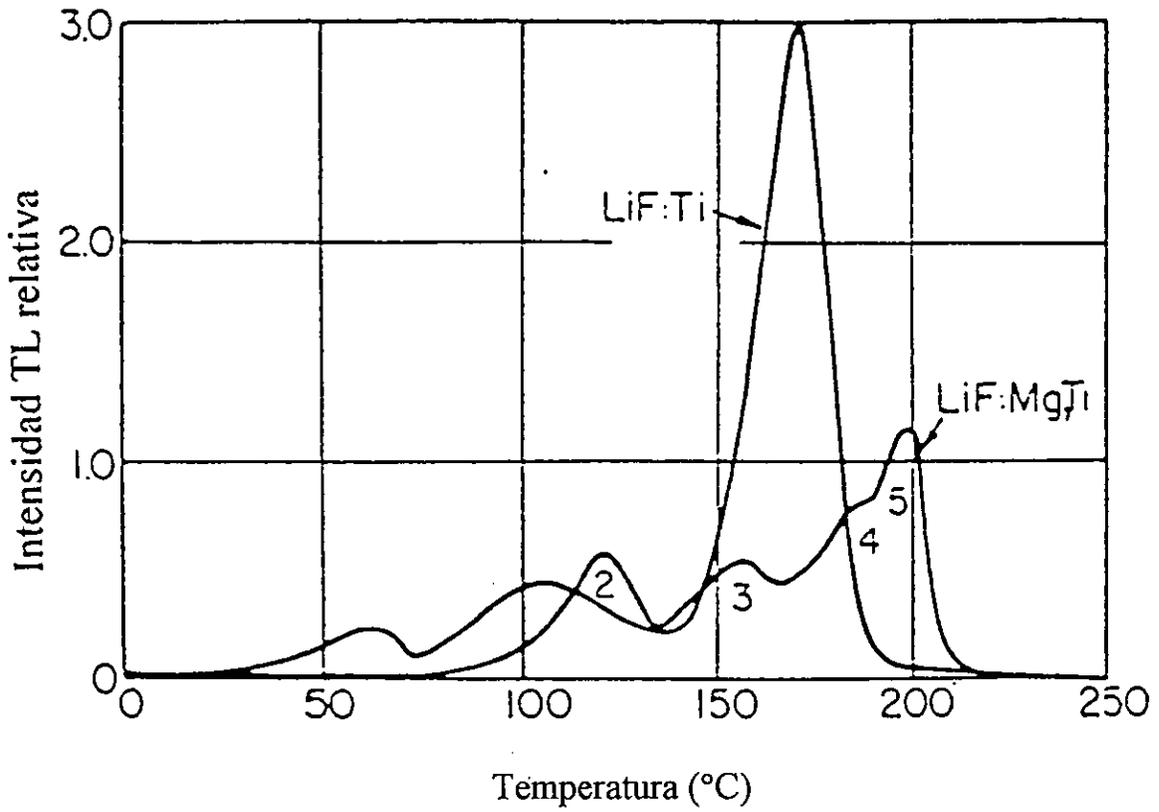


Figura 2.3 Curvas de brillo de LiF: Mg, Ti y de LiF: Ti, donde puede observarse las diferencias entre ambas curvas, en intensidad y en forma. [HO84]

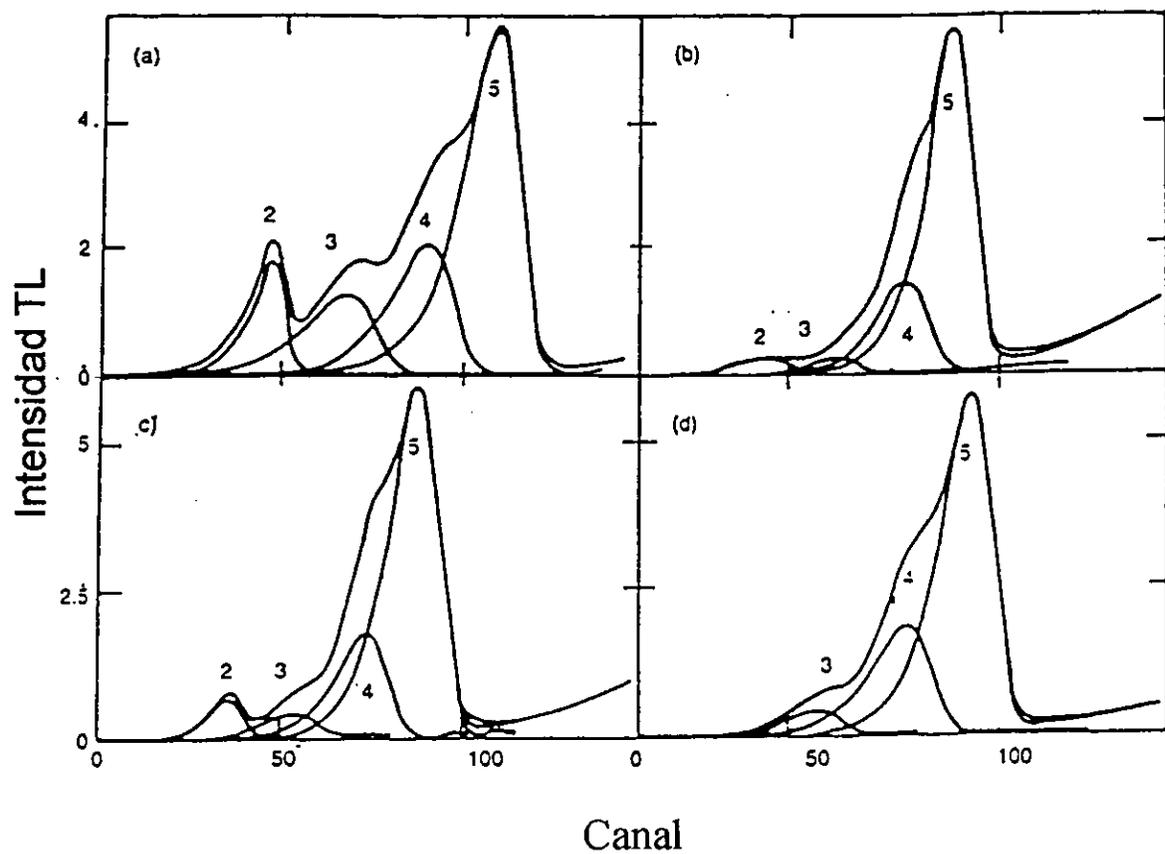


Figura 2.4 Curvas de brillo de LiF: Mg, Ti (TLD-100) irradiados con rayos γ de ^{60}Co utilizando a) horneado a una temperatura de 400°C durante 1 h, b) a 400°C por 1 h + 80°C por 24 h, c) a 400°C por 1 h + 100°C por 2 h, y d) 400°C durante 1 h + irradiación + 100°C por 10 minutos. [HO90]

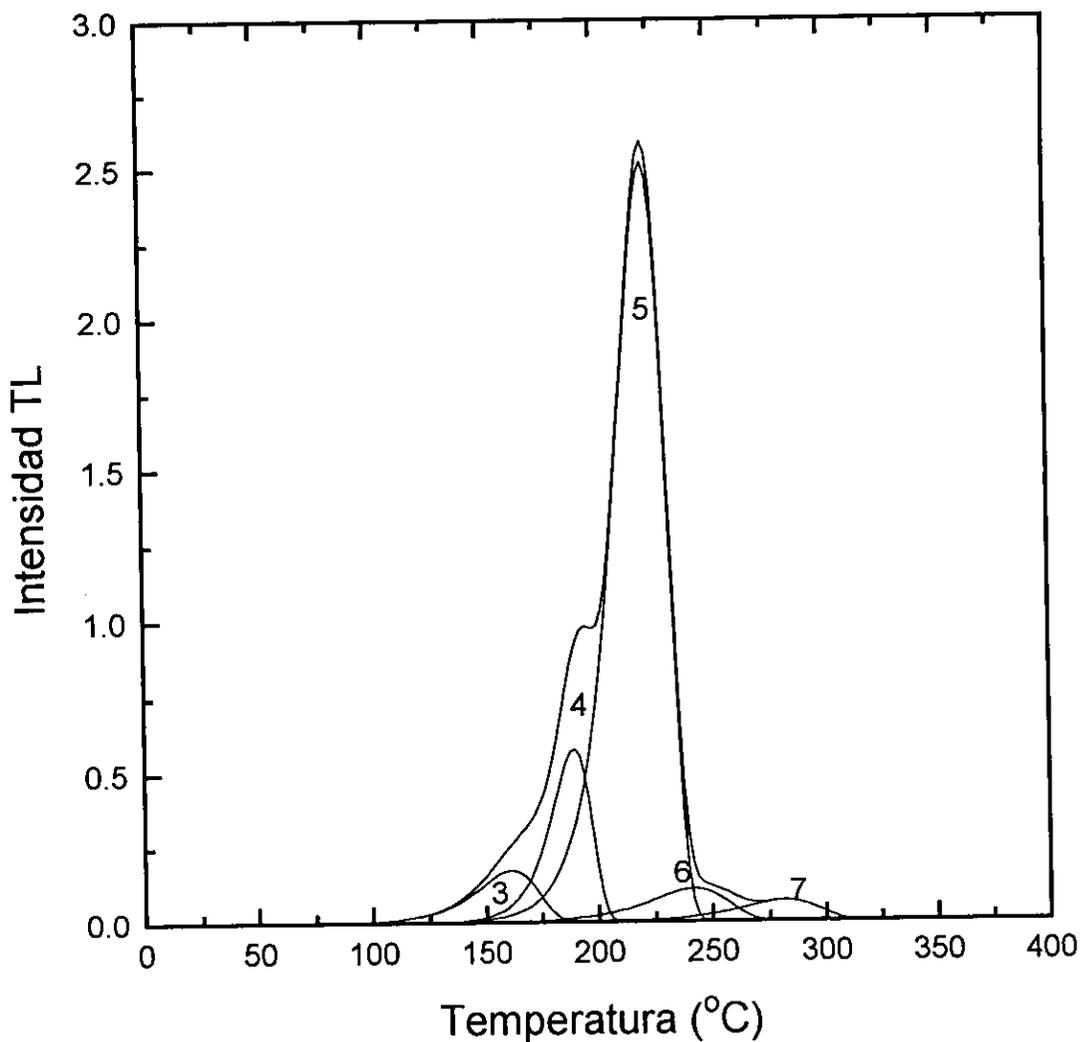


Figura 2.5 Curva de brillo de LiF :Mg, Ti (TLD-100) irradiado con rayos γ a una dosis de 0.17 Gy. Este dosímetro fue del mismo tipo que los utilizados en el presente trabajo, con un horneado previo de 400°C durante 1 h y 100°C durante 2 h.

CAPÍTULO 3

DESARROLLO EXPERIMENTAL

3.1. La irradiación.

La irradiación de los dosímetros de LiF: Mg,Ti (TLD-100) se realizó en el acelerador de partículas Pelletron del Instituto de Física de la UNAM utilizando haces de protones de 1.5 y 3 MeV. El acelerador es del tipo electrostático y contempla la producción de haces enfocados de áreas transversas menores que 0.3 cm^2 y corrientes del haz del orden de unos cuantos nA a pocos μA .

El haz de protones utilizado fue un haz enfocado de una sección transversal de 1.77 mm^2 . Se utilizó sólo un colimador de Tantalio de 1.5 mm de diámetro a la entrada de la cámara de dispersión para evitar las dispersiones no deseadas. El haz incidió en un blanco de oro de espesor de $0.366 \pm 0.020 \text{ mg/cm}^2$ con el cual se produjo un haz disperso con el que se irradiaron los dosímetros. El blanco fue fabricado en el laboratorio del acelerador de 0.7 MeV del IFUNAM evaporando oro en un portamuestras de microscopio y flotándolo en una solución para colocarlo sobre el portablanco de acero inoxidable. El espesor del blanco se obtuvo utilizando dos métodos, por pérdida de energía y por retrodispersión elástica. El cálculo del espesor del blanco, utilizando el método de pérdida de energía, se realizó midiendo con un detector de barrera superficial conectado a un multicanal, la pérdida de energía de un haz de partículas alfa de una fuente radiactiva de ^{241}Am al atravesar el oro. En la figura 3.1 se muestra el esquema del arreglo experimental, donde el haz de partículas alfa incide en el blanco y al atravesarlo pierde ΔE de su energía. Conociendo el poder de frenado de partículas alfa de 5.4 MeV en oro ($[dE/dx] = 223.8 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$)

se calcula el espesor ΔX del blanco. El valor obtenido con este método fue de $0.358 \pm 0.015 \text{ mg/cm}^2$.

De manera alternativa, el grueso puede medirse por retrodispersión elástica (RBS). Esta es una técnica más elaborada que puede explicarse de manera simplificada de la siguiente forma: un haz de partículas (en este caso, núcleos de Helio) incide sobre el oro. De manera extrema, algunas partículas colisionan con los núcleos de la superficie y se retrodispersan, perdiendo sólo la energía exigida por la cinemática para conservar el momento lineal; otras partículas atraviesan todo el blanco, ΔX , para retrodispersarse con la superficie de atrás por lo que tienen que atravesar una capa de espesor $\Delta X/\cos(\theta)$ más. El conteo de partículas se realiza por un detector colocado a un ángulo θ y la medida de la diferencia de energía entre estos dos límites permite conocer el espesor, ΔX . Ver la figura 3.2. El valor obtenido con este método fue de $0.374 \pm 0.014 \text{ mg/cm}^2$.

Los protones, en las energías utilizadas, al colisionar con los núcleos de oro producen dispersiones de Rutherford. Esto puede comprenderse fácilmente si se calcula la distancia mínima a la cual se aproximan los protones al núcleo de oro, la cual es del orden de 38 fm y el radio del núcleo del oro, el cual es del orden de 7.8 fm con lo que puede deducirse que el protón no interacciona nuclearmente con el núcleo de oro.

a) Medida de la fluencia.

La dispersión de protones indica que el número de cuentas en el elástico a un ángulo θ , cumple la siguiente relación:

$$N(\theta) = N_0 (N_A/A)\rho t (d\sigma/d\Omega) \Delta\Omega \quad (3.1)$$

donde:

$N(\theta)$ = número de protones dispersados al ángulo θ ,

N_0 = número de protones incidentes ,

N_A = número de Avogadro,

A = masa atómica del blanco

ρt = espesor másico del blanco

$(d\sigma/d\Omega)$ = sección eficaz de dispersión elástica

$\Delta\Omega$ = ángulo sólido

Por otro lado se sabe que en el sistema centro de masa, la sección eficaz de Rutherford [KR88] para la dispersión elástica tiene la siguiente forma:

$$(d\sigma/d\Omega) = (zZe^2/4\pi\epsilon_0)^2 (1/4E)^2 (1/\text{sen}^4(\theta/2)) \quad (3.2)$$

donde:

z , es el número atómico del proyectil

Z , es el número atómico del blanco

E , es la energía del proyectil

θ , es el ángulo de dispersión

e , es la carga del elemental

De lo anterior puede observarse que si el "proyectil" son protones a una energía constante al incidir sobre un blanco de oro, de espesor constante, el cociente de protones dispersados a un ángulo θ_i respecto a protones dispersados a un ángulo θ_j , sólo depende del ángulo de dispersión y de los respectivos ángulos sólidos, esto es,

$$\frac{N(\theta_k)}{N(\theta_j)} = \frac{\text{sen}^4(\theta_j/2)\Delta\Omega_k}{\text{sen}^4(\theta_k/2)\Delta\Omega_j} \quad (3.3)$$

De tal manera, si medimos con un detector de barrera superficial el número de protones dispersados a un ángulo de referencia (en nuestro caso, 55° para bajas

fluencias y 135° para altas fluencias) se puede conocer el número de protones dispersados a otro ángulo sin necesidad de medirlo de manera directa. La medición directa del número de protones dispersados que inciden en los dosímetros no es posible de realizar, a menos que se coloque un detector en la misma ubicación angular de cada cristal de LiF.

Es importante mencionar que los ángulos utilizados son medidos en el sistema de laboratorio y los requeridos por las expresiones anteriores son en el sistema centro de masa, por lo cual se requiere convertirlos al sistema c.m. con la relación :

$$\tan\theta_L = \frac{\sin\theta_{cm}}{\cos\theta_{cm} + \mu_1/\mu_2} \quad (3.4)$$

donde θ_L y θ_{cm} son los ángulos medidos en el laboratorio y en el centro de masa, respectivamente; μ_1 y μ_2 son las masas del núcleo proyectil y del núcleo blanco, respectivamente. Este cálculo se realizó con programas de cómputo que calculan la cinemática de interacciones nucleares, como es el Cinemática.

b) Arreglo experimental.

En la figura 3.3 se muestra un diagrama del dispositivo experimental que se utilizó para la irradiación. En esta figura pueden resaltarse los siguientes elementos: el haz de protones llega enfocado al blanco de oro que se encuentra colocado en un portablancos en el centro de la cámara de dispersión; la copa de Faraday de frente al haz, con el fin de coleccionar la carga del haz primario; el detector de barrera superficial colocado en su soporte a uno de los lados del haz y los dosímetros colocados en un soporte especial, al otro lado del haz.

Los dosímetros utilizados fueron TLD-100 en presentación de microcubos de 1 mm de lado, los cuales fueron colocados en un portadosímetros diseñado y construido en el IFUNAM especialmente para el experimento. El soporte cuenta con 9 parejas

verticales de nichos colocadas a diferentes espacios angulares desde 15.5° hasta 80° , como se muestra en la figura 3.4. Se colocó una película de Mylar de 0.21 mg/cm^2 ($1.5 \text{ }\mu\text{m}$) para impedir la caída de los dosímetros, ya que por su tamaño y peso, podían caer al cerrar o abrir la cámara de dispersión.

Se colocaron películas de tinte radiocrómico (PTR) de diferente sensibilidad a los lados de los dosímetros. Estas películas [BU87] son elaboradas en una base de plástico y un precursor de tinte que al ser radiosensible, responde cambiando su densidad óptica de acuerdo a la dosis recibida. Las películas PTR fueron colocadas con el fin de verificar la homogeneidad de la irradiación y como medida alternativa de las características de la dispersión, como se muestra en la figura 3.5. Las películas de tinte radiocrómico utilizadas fueron: "F3", de fabricación en el Laboratorio de Dosimetría del IFUNAM la cual es sólo sensible a dosis muy altas (del orden de kGy); Gafchromic HD 810 "G-", para dosis intermedias (sensible en el intervalo de 50 a menos de 2000 Gy) y Gafchromic MD55 "G+", para dosis bajas (sensible para dosis de 5 a 60 Gy).

Antes de las irradiaciones se verificó que la dispersión fuera realmente una dispersión de Rutherford, variando el ángulo de colocación del detector y manteniendo constante la recolección de carga. En la figura 3.6 se muestra que el número de cuentas en el pico de dispersión elástica varía proporcionalmente al inverso de la función seno a la cuarta potencia del semiángulo de dispersión, tal como lo predice la ecuación (3.2).

Para cubrir todo el intervalo de fluencias requerido en el presente estudio (10^7 a 10^{12} p/cm^2), se realizaron dos corridas de irradiación a diferentes corrientes de haz, una "alta" y otra "baja", para cada una de las energías utilizadas. La medición de las cuentas en el elástico de la medida de referencia fue realizada ubicando el detector de barrera superficial a un ángulo de dispersión de 55° , para bajas fluencias y de

135°, para altas fluencias.

La electrónica asociada a la medición de las cuentas en el elástico es la siguiente:

1. Detector de barrera superficial
2. Fuente de voltaje
3. Preamplificador
4. Amplificador
5. Timing SCA
6. Linear gate stretcher
7. Tarjeta multicanal y software asociado
8. Computadora PC

El diagrama de bloques del circuito utilizado se muestra en la Figura 3.7.

La medición de la carga colectada del haz primario requirió diseñar y fabricar una copa de Faraday [MA85], [JA81], la cual se utilizó con una pila de 300 V y el integrador de corriente del Pelletron.

En resumen, el cálculo de la fluencia para cada dosímetro TL fue realizado utilizando la ecuación (3.3), despejando el número de cuentas en el elástico con el que se irradia al dosímetro TLD, $N(\theta_{TLD})$,

$$N(\theta_{TLD}) = \frac{\text{sen}^4(\theta_{DBS}/2)\Delta\Omega_{TLD}}{\text{sen}^4(\theta_{TLD}/2)\Delta\Omega_{DBS}} N(\theta_{DBS}) \quad (3.4)$$

y dividiendo el resultado entre el área expuesta del microcubo.

θ_{DBS} y θ_{TLD} son los ángulos de colocación del detector de barrera superficial y de los dosímetros TL, respectivamente. El detector de barrera superficial fue

colocado a $\theta_{\text{DBS}} = 55^\circ$ para la corrida de bajas fluencias y a 135° para la corrida de altas fluencias. La medición de los ángulos fue realizada con el goniómetro de la cámara RBS y la incertidumbre asociada a estas mediciones se estima inferior a 1° .

$\Delta\Omega_{\text{DBS}}$ y $\Delta\Omega_{\text{TLD}}$, son el ángulo sólido para la apertura del colimador del detector de barrera superficial y para el área expuesta de los dosímetros TL, respectivamente. El ángulo sólido es calculado por $\Delta\Omega = \text{Área}/R^2$ ($R =$ distancia al blanco). Las incertidumbres asociadas a estas mediciones son menores al 1.5 %.

c) Las irradiaciones.

En la figura 3.8 y 3.9, se muestran los espectros de cuentas en el elástico obtenidos para las irradiaciones con protones de 1.5 y 3 MeV, respectivamente. El tiempo de cada corrida varió entre 3 y 4 horas. La corrida era interrumpida cada vez que se acumulaba una cantidad de carga específica en la copa de Faraday, con el fin de guardar el espectro de las cuentas en el elástico en diferentes archivos ASCII y asegurarse de no perder la información por alguna causa inesperada. La medición del área bajo la curva del elástico se realizó determinando los límites del pico y utilizando el software asociado a la tarjeta-multicanal del Pelletron. De manera alternativa se calculó el área utilizando programas comerciales, como son Origin y Excel, obteniéndose diferencias menores al 2% entre los dos métodos. La incertidumbre asociada a esta medición fue calculada con $1/(N)^{1/2}$, donde N es el número de cuentas integrado del pico elástico.

3.2. La respuesta termoluminiscente

Los dosímetros utilizados fueron de LiF:Mg,Ti en su presentación comercial conocida como microcubos de TLD-100 de marca Harshaw Bicon, con dimensiones de 1 mm x 1 mm x 1 mm.

Para seleccionar los dosímetros a utilizar se irradió cada uno con partículas β de ^{90}Sr a una dosis de 11.5 ± 0.3 Gy. La dispersión obtenida en la respuesta termoluminiscente de los dosímetros utilizados fue menor al 3%. Los dosímetros irradiados con protones fueron utilizados en una sola ocasión, excepto los utilizados en la corrida de alta fluencia para protones de 3 MeV, en la cual fueron reusados aquéllos irradiados anteriormente a las fluencias más bajas.

El alcance de los protones de 1.5 y 3 MeV en LiF es menor al grueso del dosímetro por lo cual fue necesario identificar la cara irradiada marcando la cara opuesta del microcubo con un pequeño punto de grafito y así poder leerlo con la cara irradiada hacia el tubo fotomultiplicador.

a) Tratamiento térmico.

El protocolo de tratamiento térmico utilizado para los dosímetros fue:

1. Horneado en aire a 400° C por una hora, con enfriado abrupto hasta la temperatura ambiental.
2. Horneado en aire a 100° C por dos horas, con enfriado abrupto hasta la temperatura ambiental.
3. Descanso de 24 h aproximadamente,
4. Irradiación con protones,
5. Descanso entre 24 y 60 horas, y
6. Lectura de la señal TL, sin precalentamiento, en atmósfera de N_2

b) Señal termoluminiscente.

La lectura de la señal termoluminiscente se obtuvo utilizando un equipo lector Harshaw 3500, con tasa de calentamiento de 1°C/s en el intervalo de temperatura ambiente a 400°C , sin precalentamiento. En la figura 3.10 se muestran algunas curvas de brillo típicas para TLD-100 irradiado con protones de 1.5 MeV y 3 MeV y su evolución con la fluencia.

3.3. La deconvolución de las curvas de brillo.

La deconvolución de las curvas de brillo se realizó utilizando el software comercial de Harshaw/Filtrol, mejor conocido como CGCD, el cual utiliza la aproximación de Podgorsak con una forma de pico de brillo dado por la cinética de primer orden de Randall y Willkins [PO71].

Para realizar las deconvoluciones el programa presenta 3 opciones para proponer los parámetros iniciales:

1. Marcar la altura y la posición de cada pico sobre la curva de brillo.
2. Proponer o fijar los parámetros iniciales: altura, FWHM y canal de cada pico.
3. Automática, donde el programa propone los valores iniciales.

En el presente trabajo sólo se utilizó la segunda opción para realizar todas las deconvoluciones.

Se utilizaron dos criterios diferentes para realizar las deconvoluciones de las curvas de brillo de los dosímetros irradiados con protones: la primera, la cual llamaremos deconvolución GB [GB98], supone la existencia de 7 picos, en la región de 150°C a 400°C (llamados picos del 3 al 9); la segunda, la cual

llamaremos deconvolución H [HO90] , supone 9 picos (3, 4, 5, 6a, 6b, 7, 8, 9 y 10) en la misma región de temperaturas de calentamiento. Los parámetros de deconvolución empleados, para ambos casos, se muestran en las Tablas 3.1 y 3.2. El parámetro FWHM (full width at half-maximum) en °C, representa el ancho a la mitad de la altura máxima del pico, el $T_{\text{máx}}$ es la localización del centroide del pico en °C. Las incertidumbres en los valores representan la dispersión en una desviación estándar, en que se presentó el pico al realizar la deconvolución correspondiente, para todos los dosímetros irradiados. En las figuras 3.11 y 3.12 se muestra una curva de brillo del TLD-100 utilizado en el presente trabajo irradiado con protones de 1.5 MeV utilizando la deconvolución tipo GB y la deconvolución tipo H, respectivamente.

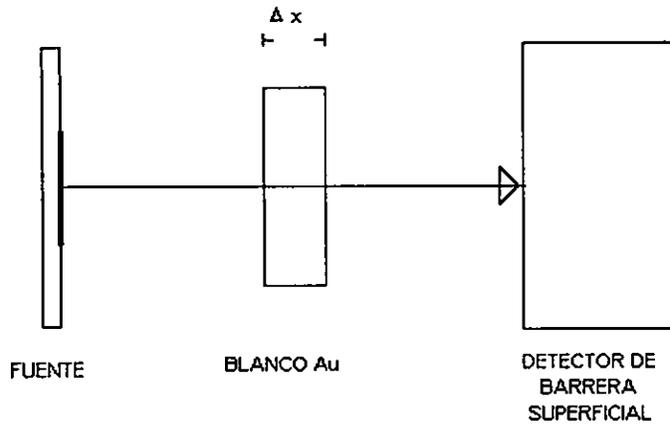
El proceso seguido para realizar las deconvoluciones fue proponer valores iniciales para los parámetros requeridos para la deconvolución, en base a los utilizados en otros trabajos [GB98] y [HO90] para TLD-100 en presentaciones diferentes a la utilizada en el presente trabajo. Posteriormente se realizaron diversos ensayos para encontrar los valores óptimos para los dosímetros TLD-100 en microcubos. De estos resultados se requirió mantener algunos parámetros fijos, que son los que se muestran sin incertidumbre en las tablas 3.1 y 3.2. Los que presentan incertidumbre sólo se proponían inicialmente y quedaban libres para que el programa los optimizara. Puede observarse que no hay cambios en la estructura de la curva de brillo con el cambio de la energía, ya que los picos aparecen a la misma temperatura después de ambas irradiaciones.

TABLA 3.1. Parámetros utilizados en la deconvolución GB, de las curvas de brillo de TLD-100 expuesto a protones de 1.5 y 3 MeV.

PICO	FWHM (°C)	T MÁX (°C)
Protones de 1.5 MeV		
3	56 ± 2	167 ± 5
4	12.6	193 ± 2
5	30 ± 1	220 ± 3
6	34	247 ± 5
7	38	282 ± 5
8	40	307 ± 7
9	40	344 ± 8
Protones de 3 MeV		
3	55 ± 2	171 ± 7
4	12.6	193 ± 1
5	30 ± 1	222 ± 3
6	34	249 ± 3
7	38	283 ± 4
8	40	308 ± 6
9	40	347 ± 7

TABLA 3.2. Parámetros utilizados en la deconvolución H, de las curvas de brillo de TLD-100 expuesto a protones de 1.5 y 3 MeV.

PICO	FWHM (°C)	T MÁX (°C)
Protones de 1.5 MeV		
3	41 ± 4	149 ± 2
4	34	186 ± 2
5	30	220 ± 2
6a	32	240.0 ± 0.7
6b	32	260 ± 1
7	38	286 ± 2
8	40	312 ± 2
9	38	347 ± 2
10	38	370 ± 1
Protones de 3 MeV		
3	40	150 ± 2
4	34	187 ± 3
5	30	222 ± 2
6a	32	240
6b	32	260
7	38	286 ± 2
8	40	312 ± 3
9	38	348
10	38	370



$$\Delta E = 80.0 \text{ KeV} \quad \Delta X = 0.358 \text{ mg/cm}^2$$

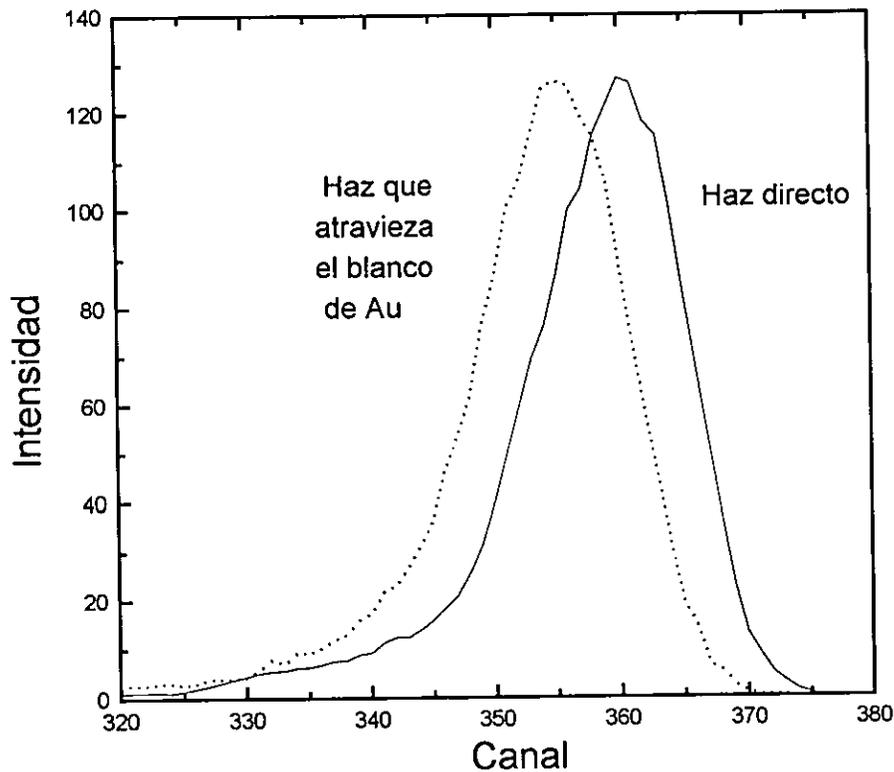


Figura 3.1 En la parte superior se muestra un esquema del arreglo experimental utilizado para medir el espesor del blanco por pérdida de la energía. En la parte inferior se muestran los espectros obtenidos del haz de partículas α en la medición del espesor del blanco.

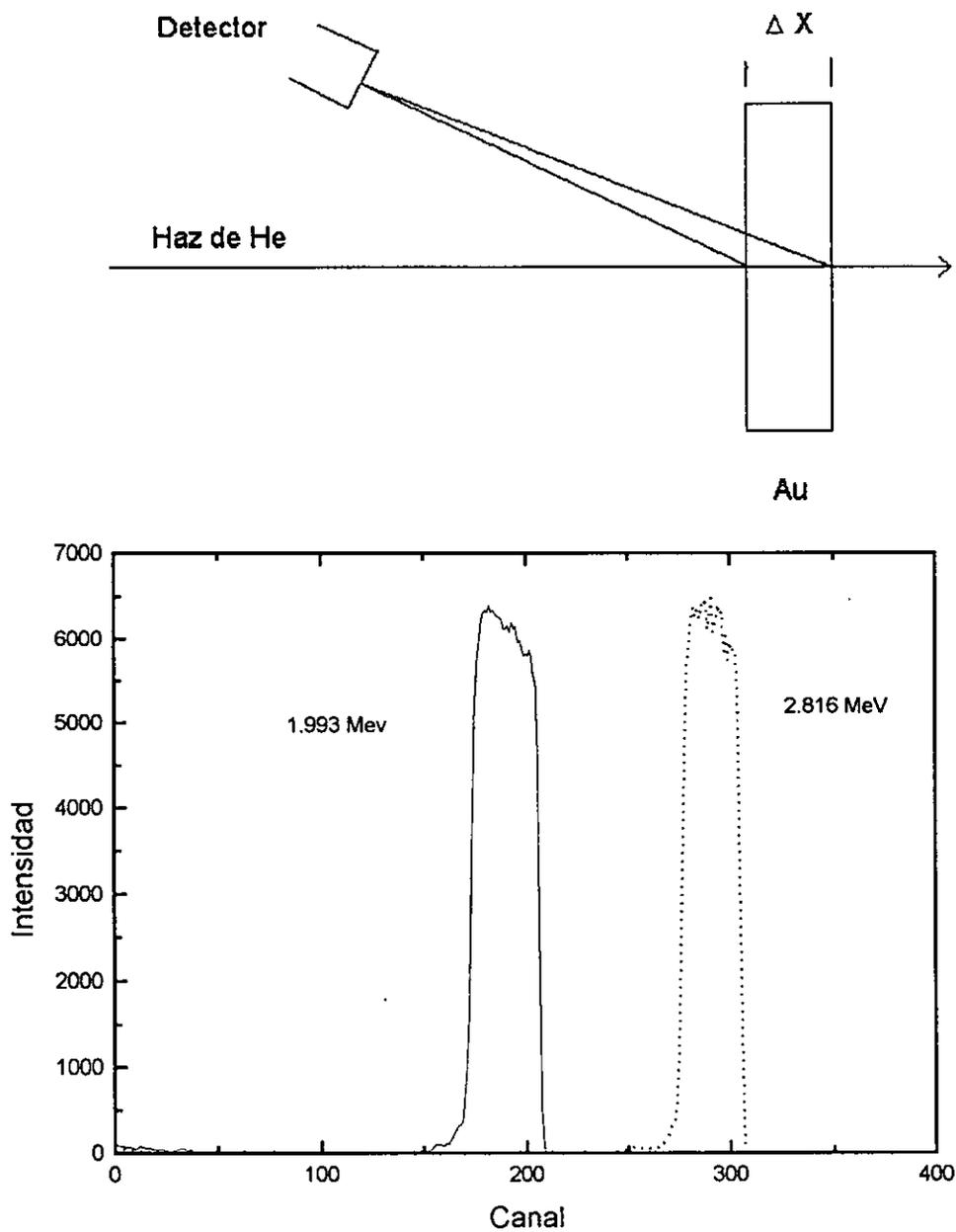


Figura 3.2 Arriba se muestra el arreglo experimental utilizado para medir el espesor del blanco por RBS. Abajo, los espectros RBS de He de 1.993 y 2.816 MeV dispersados en el mismo blanco de oro.

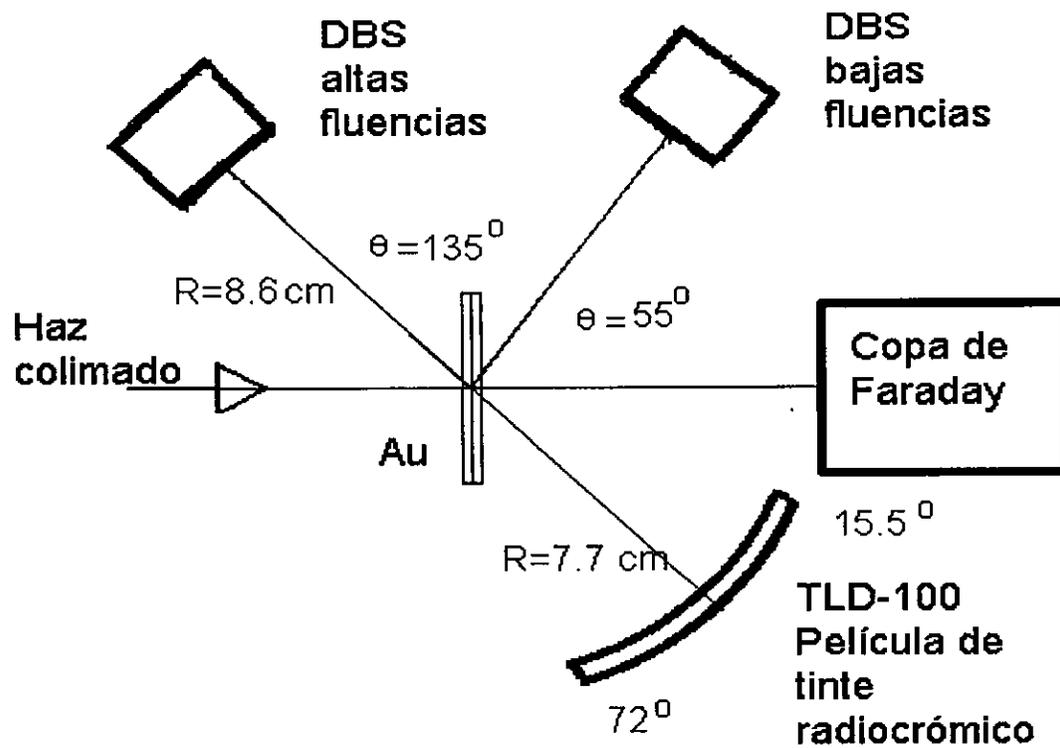


Figura 3.3 Arreglo experimental utilizado para la irradiación de los TLD-100 irradiados con protones de 1.5 y 3.0 MeV.

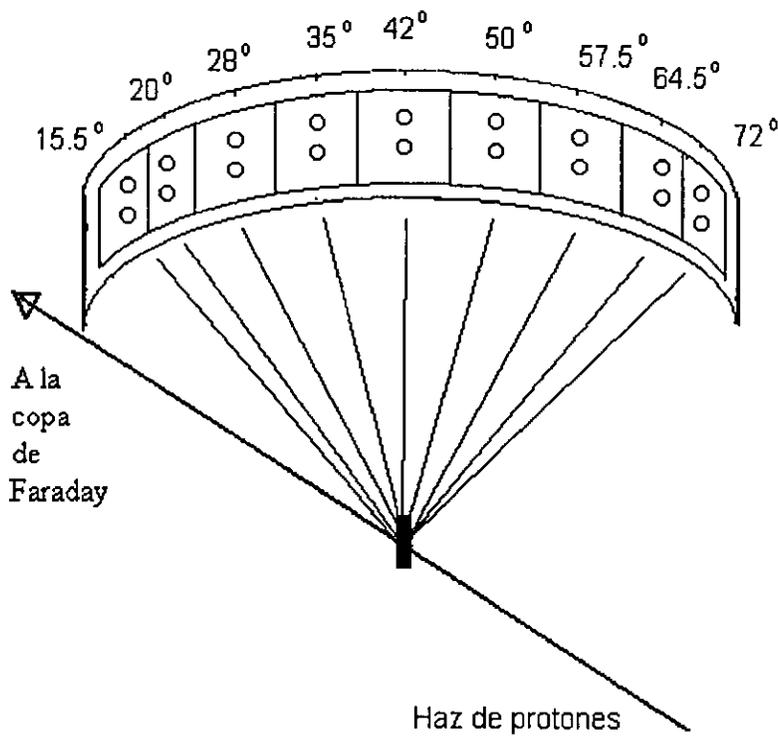


Figura 3.4 Esquema que muestra el portadosímetro utilizado para la irradiación de dosímetros TLD-100 (microcubos) para las irradiaciones con protones de 1.5 MeV a bajas y altas fluencias y con protones de 3 MeV a bajas fluencias, para la irradiación con protones de 3 MeV a altas fluencias, se agregaron más parejas de dosímetros.

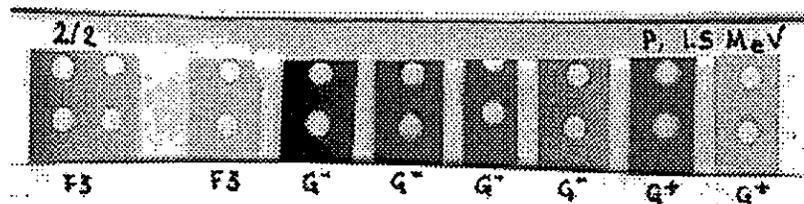


Figura 3.5 Arreglo que muestra cómo fueron colocadas las películas de tinte radiocrómico en el portadosímetros. Detrás de los orificios se encontraban los nichos donde se colocaron los microcubos de TLD-100. Estas películas fueron usadas en la corrida de altas fluencias de protones de 1.5 MeV. Las películas usadas son: "F3", de fabricación en el Laboratorio de Dosimetría del IFUNAM; "G-", película Gafchromic HD810 y "G+", película Gafchromic MD55.

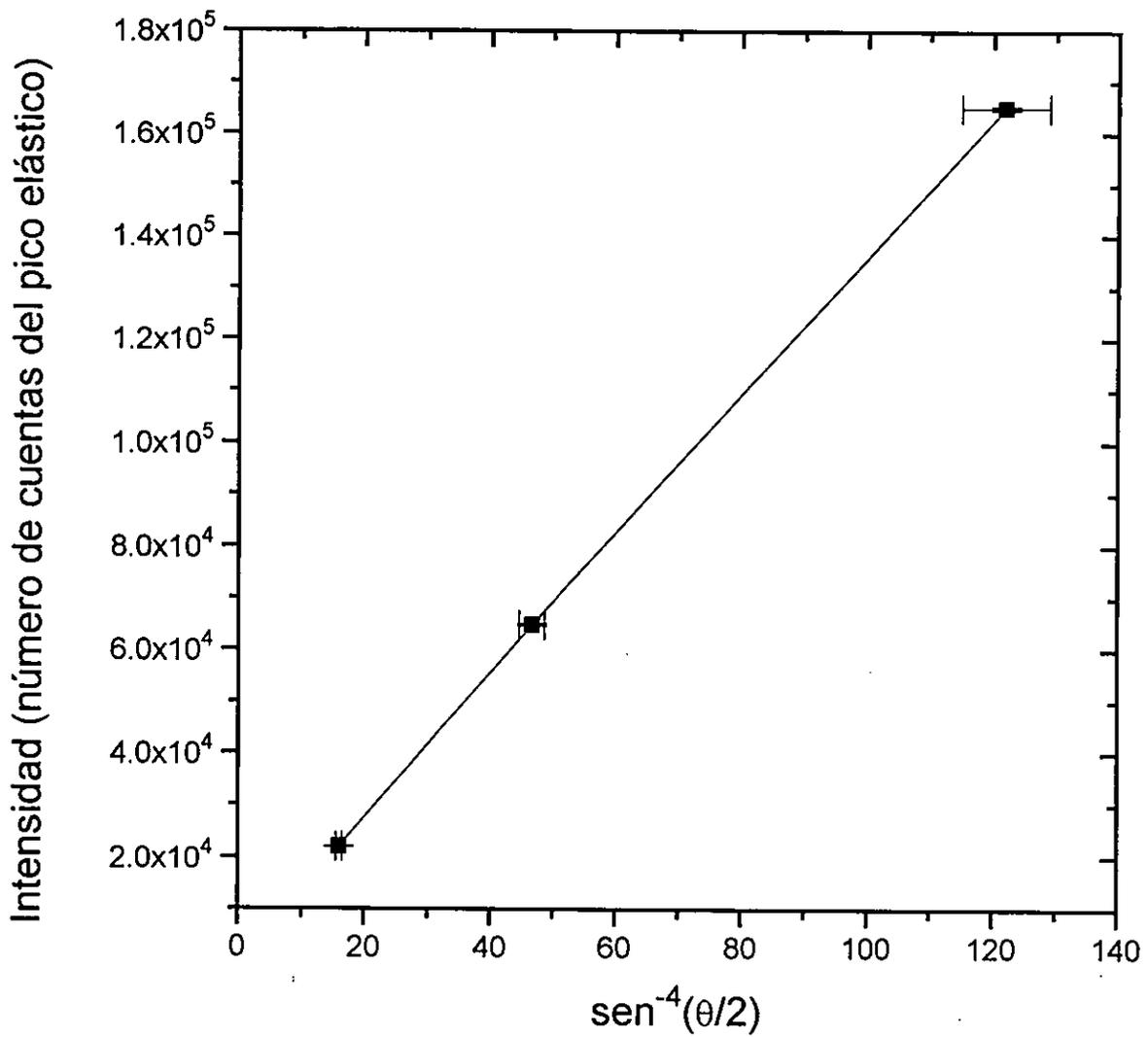


Figura 3.6 Gráfica que muestra la dependencia del número de cuentas en el pico elástico respecto al ángulo de medición.

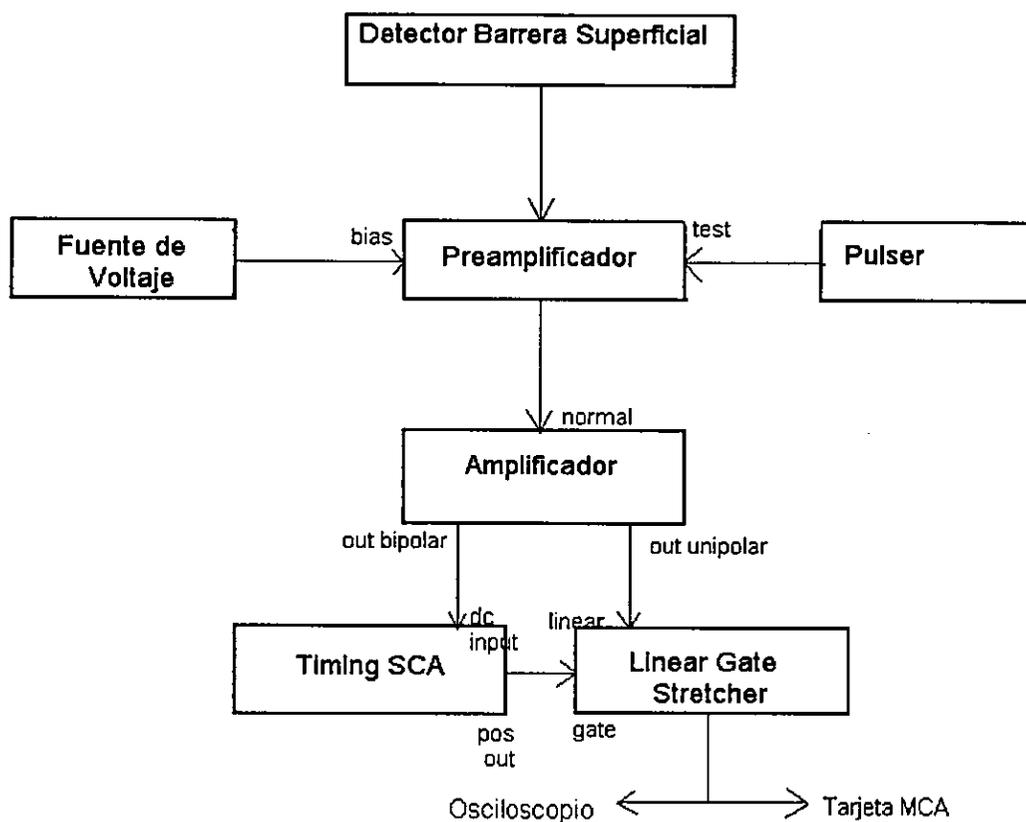


Figura 3.7 Diagrama de bloques de la electrónica utilizada para registrar el espectro elástico de los protones dispersados.

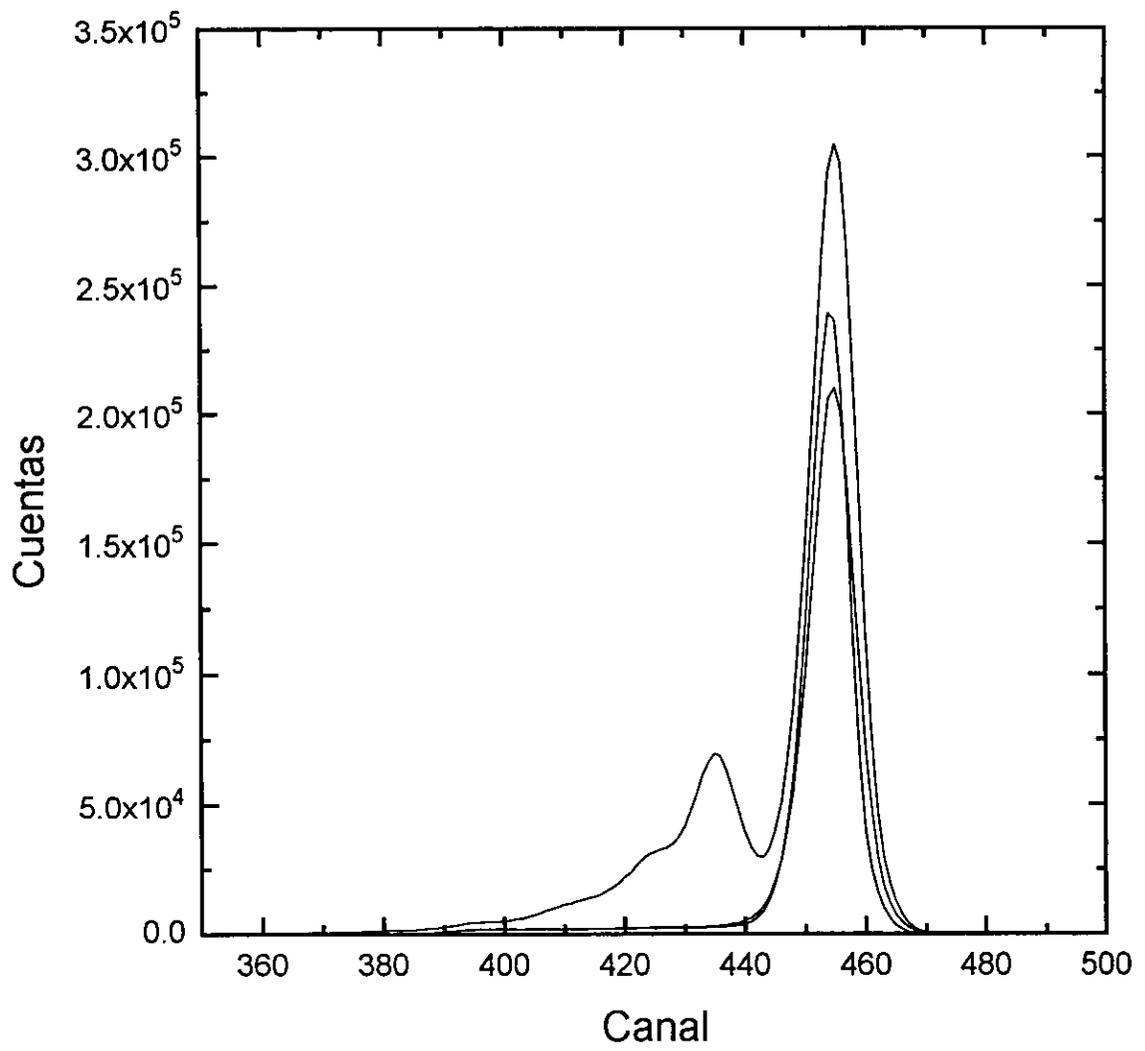


Figura 3.8a Espectros de los protones de 1.5 MeV de la corrida de bajas fluencias ($\theta_{\text{DBS}}=55^\circ$).

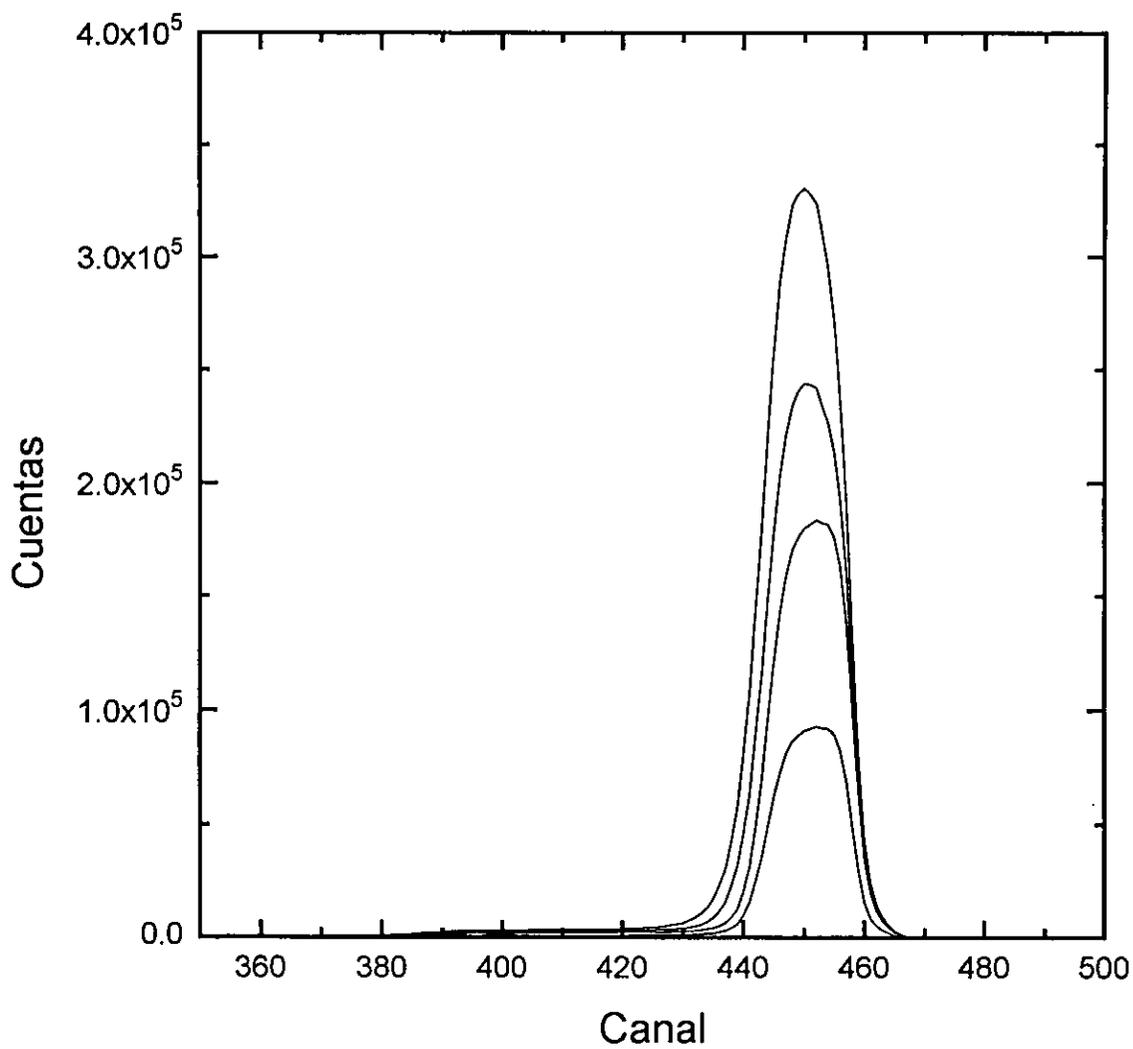


Figura 3.8b Espectros de los protones de 1.5 MeV de la corrida de altas fluencias ($\theta_{DBS}=135^\circ$).

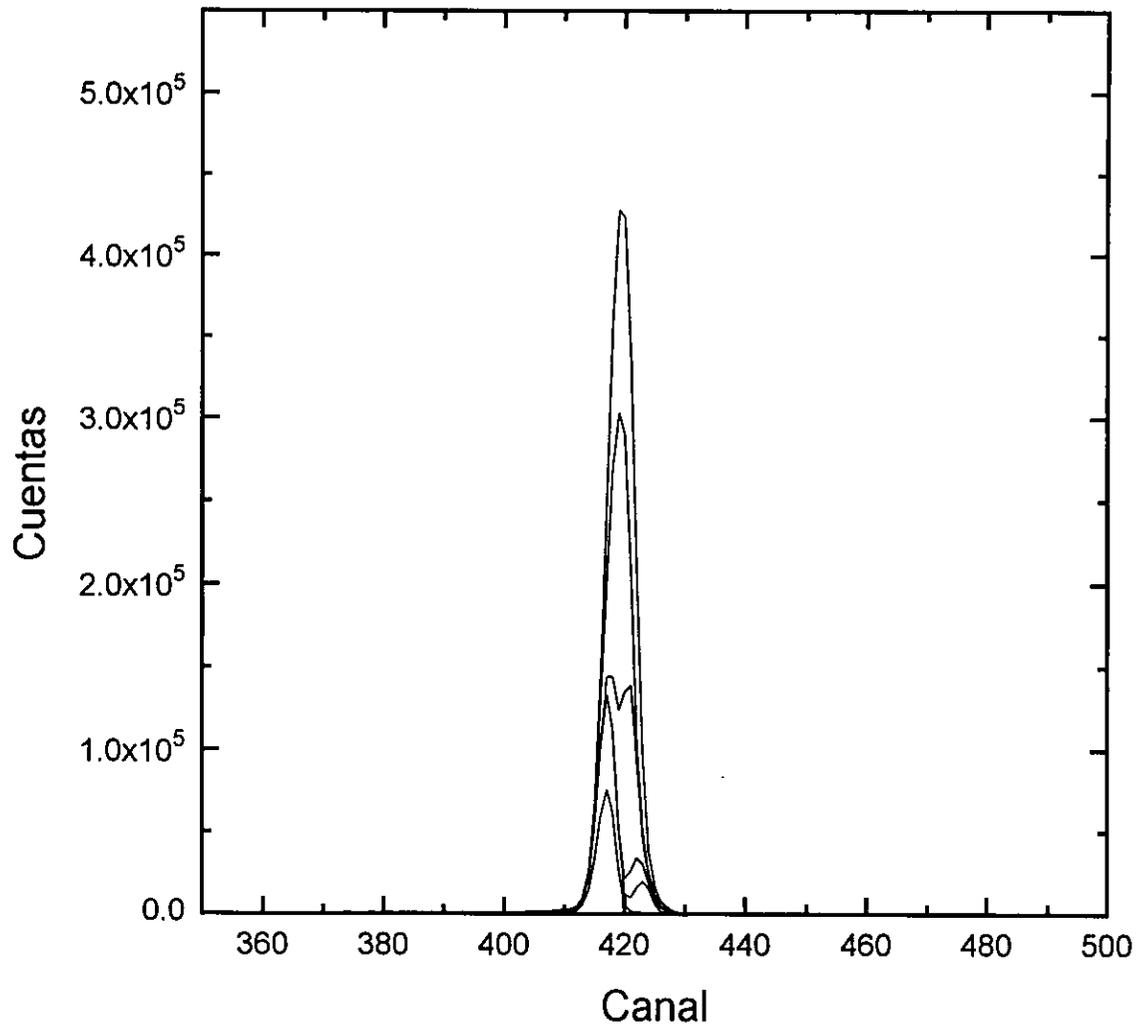


Figura 3.9a Espectros de los protones de 3.0 MeV de la corrida de bajas fluencias ($\theta_{\text{DBS}}=55^\circ$).

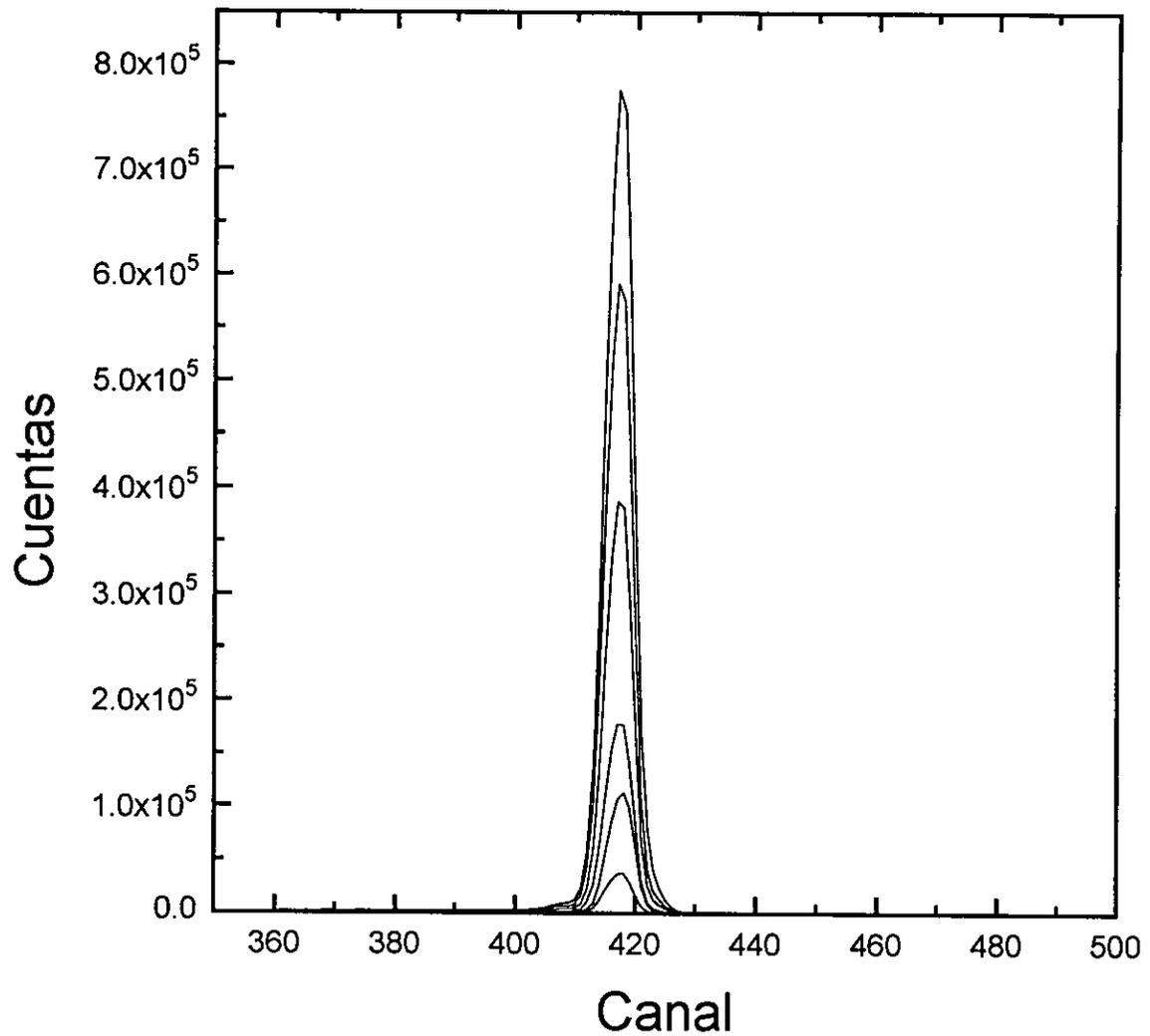


Figura 3.9b Espectros de los protones de 3.0 MeV de la corrida de altas fluencias ($\theta_{\text{DBS}}=135^\circ$).

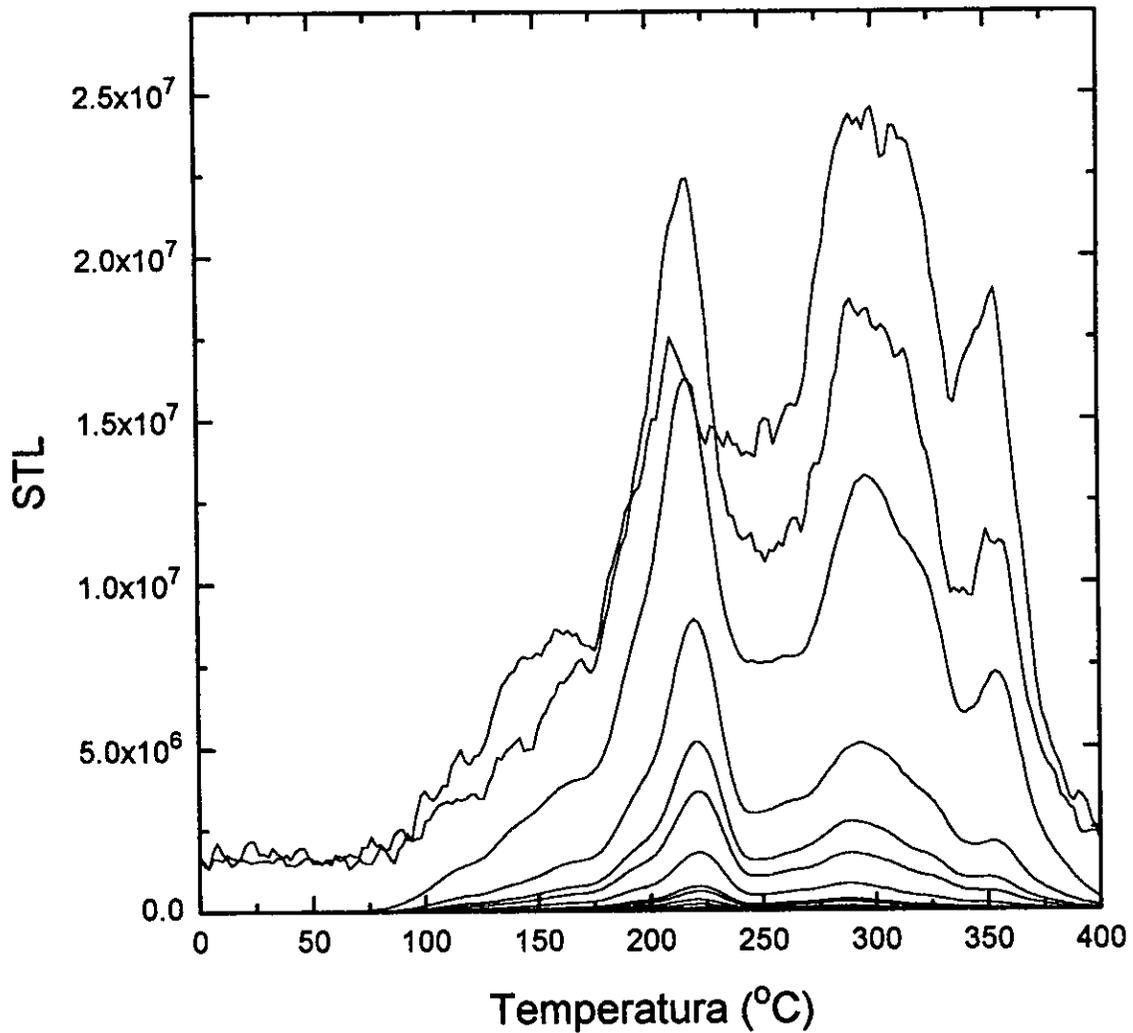


Fig. 3.10a Evolución de las curvas de brillo en función de la fluencia para TLD-100 irradiado con protones de 1.5 MeV para las fluencias de 4.47×10^{11} , 1.63×10^{11} , 4.32×10^{10} , 2.66×10^{10} , 1.81×10^{10} , 1.02×10^{10} , 4.63×10^9 , 2.87×10^9 , 1.82×10^9 , 1.38×10^9 y 6.25×10^8 p/cm² (de arriba hacia abajo).

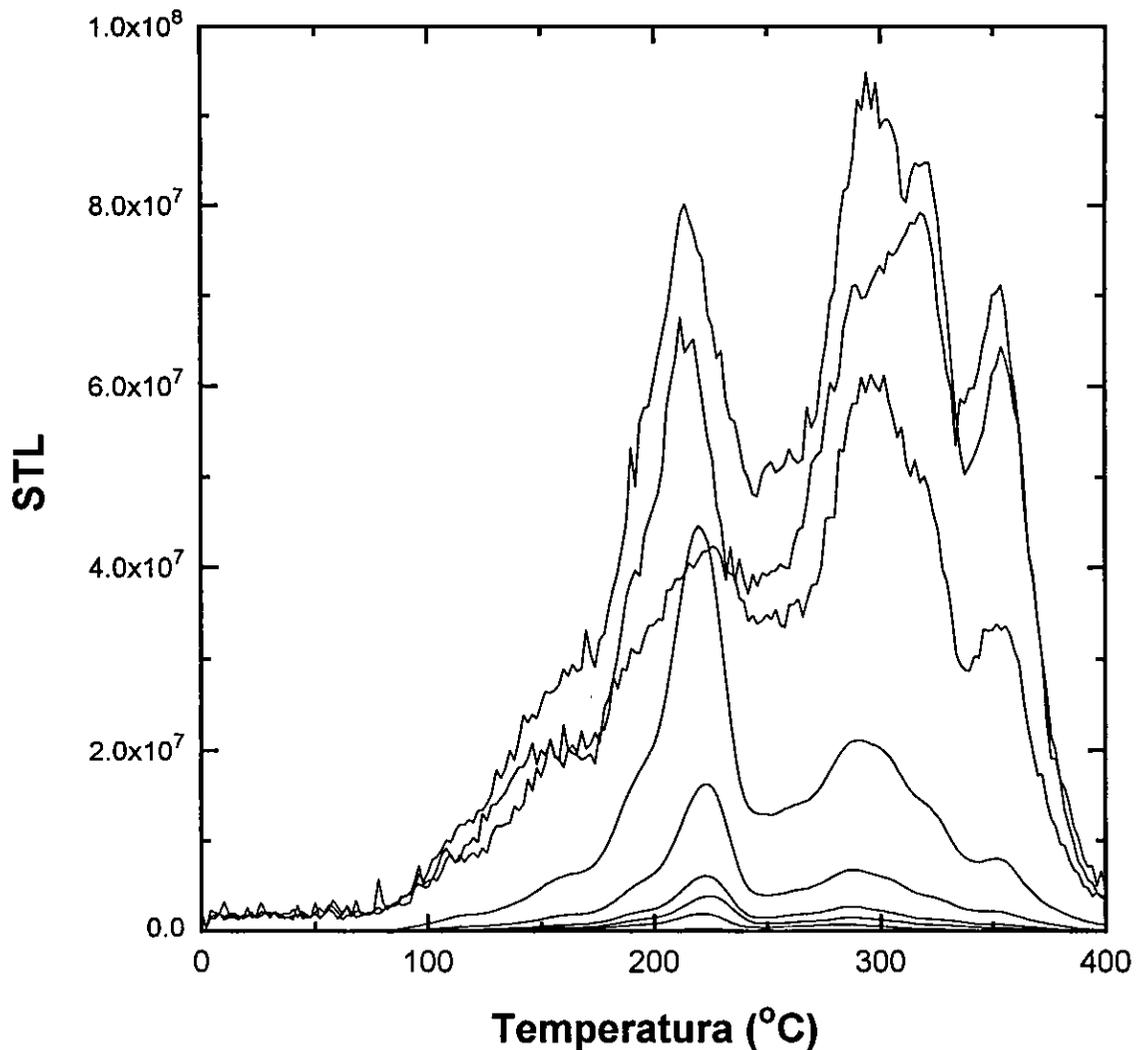


Figura 3.10b Evolución de las curvas de brillo en función de la fluencia para TLD-100 irradiado con protones de 3 MeV para las fluencias de 7.00×10^{11} , 4.56×10^{11} , 6.76×10^{10} , 2.83×10^{10} , 1.07×10^{10} , 7.25×10^9 , 4.19×10^9 y 4.99×10^8 p/cm² (de arriba hacia abajo).

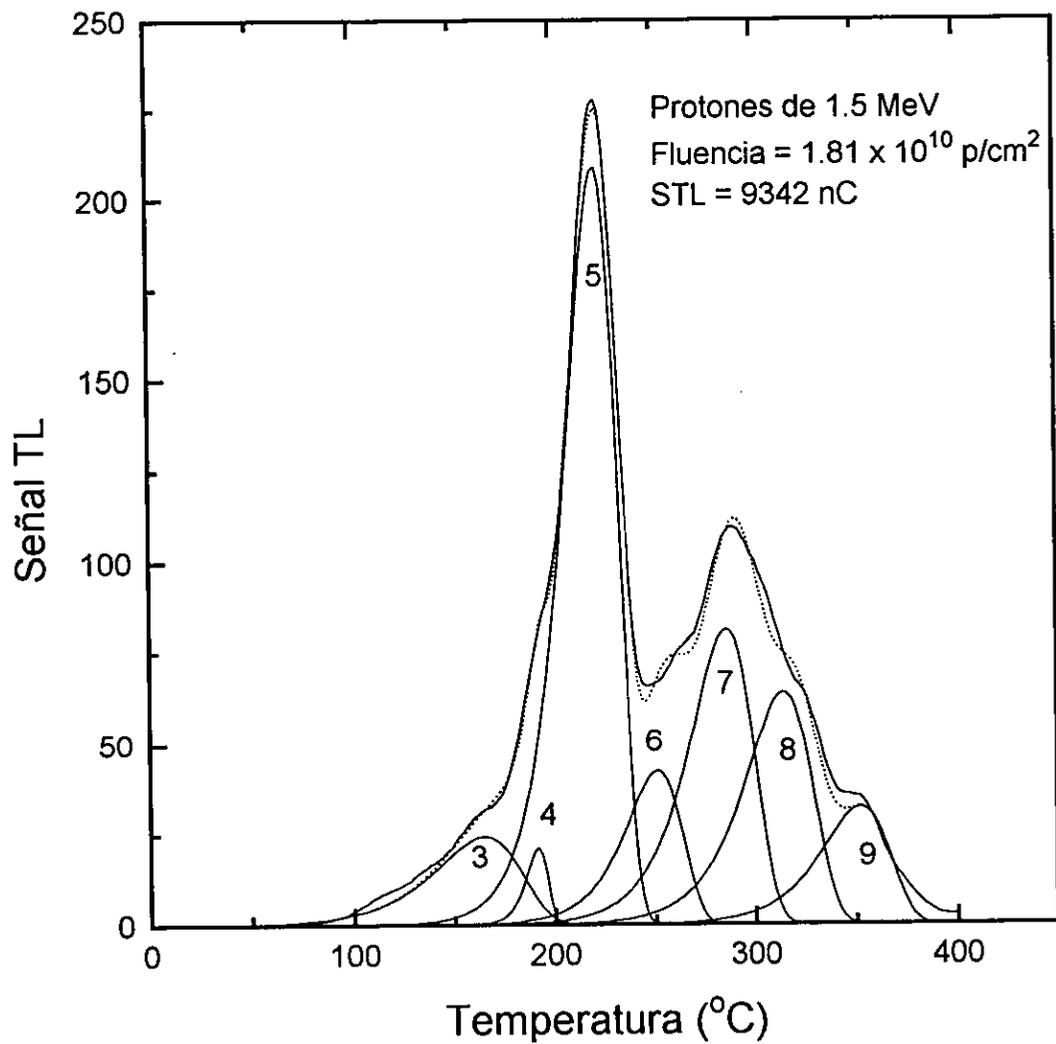


Figura 3.11 Curva de brillo de LiF:Mg, TI (TLD-100) irradiado con protones de 1.5 MeV. En esta curva se utilizó la deconvolución tipo GB.

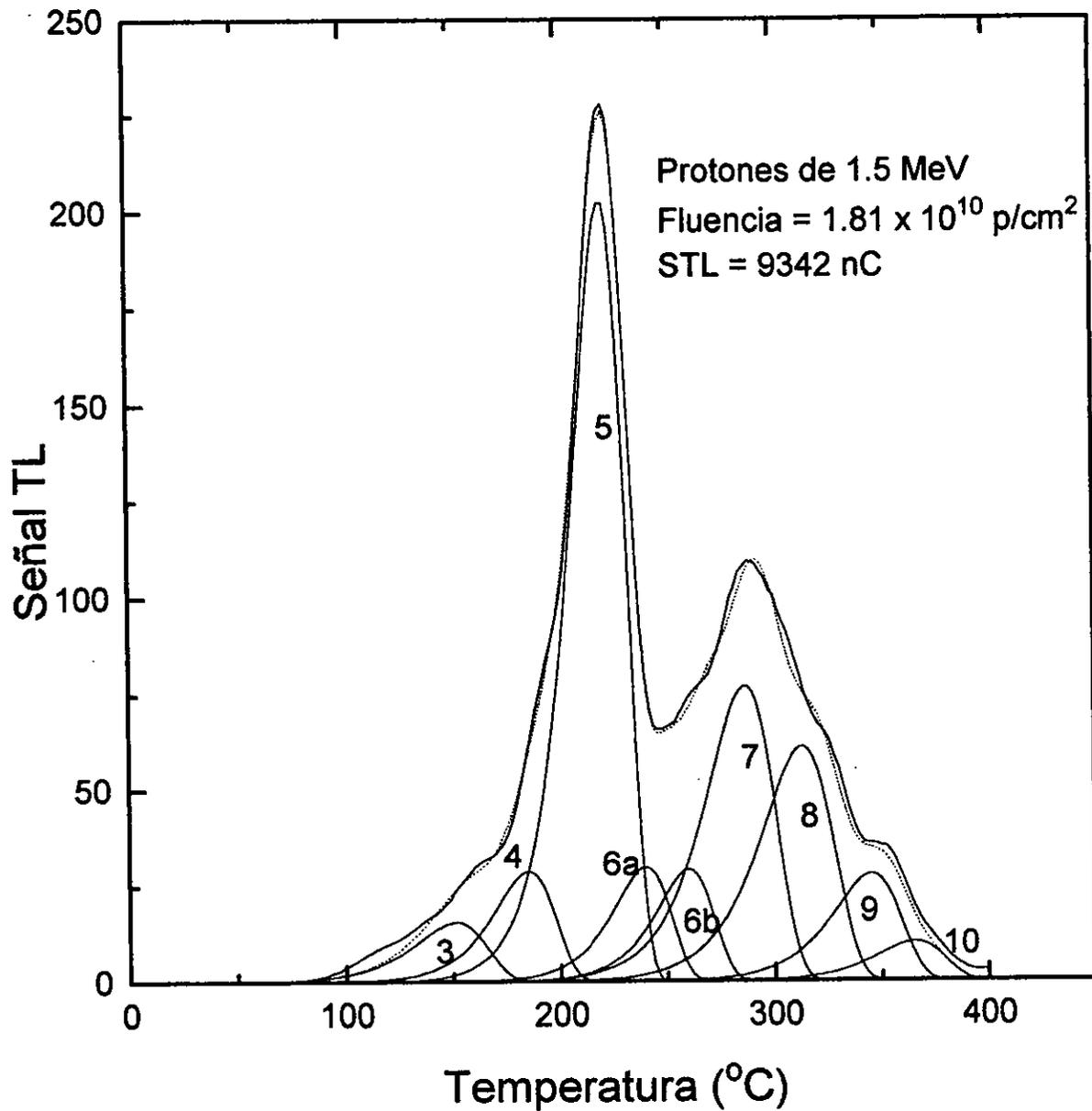


Figura 3.12 Curva de brillo de LiF:Mg,Ti (TLD-100) irradiado con protones de 1.5 MeV. La deconvolución mostrada es del tipo H.

CAPITULO 4

RESULTADOS

Los resultados obtenidos en el presente estudio corresponden a la lectura de la señal termoluminiscente de los dosímetros irradiados a diferentes fluencias de protones de 1.5 y 3 MeV, tanto en señal total, así como en la señal correspondiente a cada pico obtenida de la deconvolución de las curvas de brillo. También se presenta el calculo de la función de supralinealidad y de la eficiencia relativa respecto de la respuesta a los rayos gamma de ^{60}Co .

4.1. Curvas de la respuesta TL como función de la fluencia

El primer paso que surge de manera natural en el estudio de la respuesta termoluminiscente de cualquier dosímetro al ser irradiado por algún tipo de radiación específico, es conocer cómo es la curva de la señal termoluminiscente total STL_{TOTAL} en función de la fluencia. En las figuras 4.1 y 4.2 se muestran las gráficas de la STL_{TOTAL} para los dosímetros TLD-100 irradiados con protones de 1.5 y 3 MeV como función de la fluencia.

El comportamiento que cumple la señal termoluminiscente total para irradiación con protones de 1.5 y 3 MeV en función de la fluencia es lineal hasta fluencias de 2×10^9 p/cm² para protones de 1.5 MeV y de hasta 4×10^9 p/cm² para protones de 3 MeV; posteriormente sigue una región de supralinealidad hasta fluencias del orden de 8×10^{10} p/cm² para protones de 1.5 MeV y de hasta 10^{11} p/cm² para protones de 3 MeV. El comportamiento final observado es de saturación.

En estas gráficas también puede observarse en el eje superior la dependencia con la dosis. El cálculo de la dosis en LiF se realizó considerando que el alcance para protones de 1.5 y de 3 MeV es de 6.129 y 19.19 mg/cm², respectivamente, el cual es menor que el espesor del dosímetro (264 mg/cm²), por lo tanto los protones depositan toda su energía en el dosímetro.

Como se sabe la señal termoluminiscente total es la integral de la señal TL en todo el intervalo de temperaturas utilizado (de temperatura ambiente a 400 °C), pero al obtener la deconvolución se descompone la curva de brillo en picos componentes, que aparecen a temperaturas prácticamente constantes (ver tablas 3.1 y 3.2), cuyas áreas suman la STL TOTAL .

Las deconvoluciones utilizadas en este trabajo, como ya se indicó en el capítulo anterior, son la que llamamos GB con 7 picos (3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9) y la que llamamos H, con 9 picos (3, 4, 5, 6a, 6b, 7, 8, 9 y 10). En las figuras 4.3 y 4.4 se muestra la temperatura del centroide del pico como función de la señal termoluminiscente total para irradiación con protones de 1.5 y 3 MeV respectivamente, utilizando la deconvolución GB. En estas figuras puede evaluarse la estabilidad de la temperatura en que se presenta el centroide de cada pico según los parámetros usados para el ajuste. En las figuras 4.5 y 4.6, se muestra el centroide de cada pico en función de la Señal TL TOTAL, para la deconvolución tipo H. Todas estas figuras confirman lo mostrado por las tablas 3.1 y 3.2, es decir, la gran reproducibilidad entre las deconvoluciones realizadas a lo largo de este trabajo.

Los resultados de integrar el área bajo la curva de cada pico componente, así de la señal total, como función de la fluencia, se muestran en las figuras 4.7, 4.8, 4.9 y 4.10 para cada energía de protones de irradiación y para cada tipo de deconvolución.

4.2. La función de respuesta f(n)

La función de respuesta termoluminiscente o función de supralinealidad f(D), se calcula utilizando la definición [MI89]:

$$f(D) = (\text{STL/Dosis})/(\text{STL/Dosis})_{\text{zona lineal}} \quad (4.1)$$

donde (STL/Dosis) es la respuesta termoluminiscente por unidad de dosis y (STL/Dosis)_{zona lineal} es la respuesta termoluminiscente por unidad de dosis correspondiente en la zona de respuesta lineal.

En el caso de irradiación con partículas cargadas, cuando el alcance de las partículas correspondientes es menor al espesor del dosímetro, esto es, cuando la partícula es parada totalmente por el material del dosímetro, la dosis tiene una dependencia directa con la fluencia, desde luego esta dosis tiene más una validez macroscópica, que microscópica. El cálculo de la dosis absorbida puede realizarse utilizando la siguiente relación [MO88]:

$$D(\text{Gy}) = (1.6 \times 10^{-10} n E)/R\rho \quad (4.2)$$

donde D es la dosis absorbida en Gy, n es la fluencia en partículas por cada cm², E es la energía de las partículas en MeV, R es el alcance de las partículas en LiF en cm y ρ es la densidad del LiF en g/cm³. Sustituyendo la relación (4.2) en (4.1), la función de supralinealidad queda expresada en función de la fluencia de las partículas que causan la dosis correspondiente, como se expresa en la siguiente relación:

$$f(n) = (\text{STL/Fluencia})/(\text{STL/Fluencia})_{\text{zona lineal}} \quad (4.3)$$

donde $STL/Fluencia$ es la señal termoluminiscente por unidad de fluencia y $(STL/Fluencia)_{zona\ lineal}$ es la señal termoluminiscente por unidad de fluencia en la región de respuesta lineal.

Esta función representa el cambio de la sensibilidad termoluminiscente conforme cambia la fluencia, normalizada con respecto a la sensibilidad de la respuesta TL en la zona lineal de la curva fluencia respuesta. Por tanto, $f(n) = 1$ dentro de la zona lineal, $f(n) > 1$ en la zona supralineal y $f(n) < 1$ en la zona sublineal o de saturación de la curva fluencia-respuesta. En las figuras 4.11, 4.12, 4.13 y 4.14 se muestra la gráfica de la función $f(n)$ para dosímetros TLD-100 irradiados con protones de 1.5 y 3 MeV para las deconvoluciones GB (con 7 picos) y H (con 9 picos). En estas gráficas pueden observarse tres comportamientos: una zona de respuesta lineal seguida de una supralineal para terminar en una zona de respuesta sublineal o de saturación. Para los picos de baja temperatura 3, 4 y 5, tanto como para la señal TL total, la región lineal se presenta en un intervalo de fluencias más grande que el observado en los picos de alta temperatura 6, 7, 8 y 9. En la región supralineal el aumento de la supralinealidad es suave para los picos de baja temperatura, y para los picos de alta temperatura la supralinealidad aumenta más rápidamente conforme aumenta la temperatura del pico.

En las tablas 4.1 y 4.2 se presentan los valores de la supralinealidad máxima observada para la señal total y para cada pico para la irradiación con protones de 1.5 y 3 MeV con las deconvoluciones GB y H.

En las gráficas 4.15 y 4.16 se comparan los valores de la función de $f(n)_{max}$ para cada pico utilizando las deconvolución GB y H para el TLD-100 irradiado con protones de 1.5 y 3.0 MeV, respectivamente. En estas gráficas puede observarse que el comportamiento de los picos equivalentes entre ambas deconvoluciones es análogo. El pico 5 en ambas deconvoluciones se encuentra a la misma temperatura, a 220°C

para 1.5 y a 222°C para 3.0 MeV y presenta el mismo valor de $f(n)_{\max}$ dentro de un 0.8% y un 1.4% para 1.5 y 3 MeV, respectivamente. Los valores de $f(n)_{\max}$ para pico 9 (GB) a 3 MeV y pico 10 (H) a 1.5 MeV tiene una incertidumbre sistemática mayor que la señalada pues la zona lineal ($f(n)=1$) no se observó con total certeza, según lo muestran las figuras 4.12 y 4.13, respectivamente.

Tabla 4.1 $f(n)_{\max}$ para los picos 3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9 utilizando la deconvolución GB para TLD-100 irradiado con protones de 1.5 y 3 MeV

Pico	Energía	
	1.5 MeV	3MeV
3	1.51 ± 0.14	1.47 ± 0.36
4	1.43 ± 0.13	2.04 ± 0.45
5	1.30 ± 0.07	1.41 ± 0.23
6	2.69 ± 0.27	3.02 ± 0.76
7	2.31 ± 0.13	2.37 ± 0.42
8	4.56 ± 0.26	7.9 ± 1.8
9	6.1 ± 1.2	5.6 ± 1.1
Señal total	2.00 ± 0.13	2.29 ± 0.58

Tabla 4.2 $f(n)_{\max}$ para los picos 3, 4, 5, 6a, 6b, 7, 8, 9 y 10 utilizando la deconvolución H para TLD-100 irradiado con protones de 1.5 y 3 MeV

Pico	Energía	
	1.5 MeV	3MeV
3	1.50 ± 0.09	1.84 ± 0.41
4	1.17 ± 0.07	1.17 ± 0.18
5	1.29 ± 0.06	1.39 ± 0.23
6a	2.18 ± 0.15	2.92 ± 0.45
6b	2.65 ± 0.12	2.83 ± 0.80
7	2.06 ± 0.09	2.54 ± 0.44
8	4.76 ± 0.21	7.1 ± 1.4
9	5.53 ± 0.94	9.0 ± 1.9
10	3.72 ± 0.15	16.6 ± 3.4

4.3. La eficiencia de TLD-100 a protones, respecto de la eficiencia a rayos gamma de ^{60}Co

Otro punto de interés en el estudio de la respuesta termoluminiscente de los dosímetros es evaluar cómo es la respuesta TL por unidad de dosis para irradiaciones con algún tipo de partícula o radiación específica, comparado con la respuesta por unidad de dosis de alguna radiación de referencia, como puede ser radiación electromagnética de ^{60}Co o ^{137}Cs . Esta medida es de interés pues, en general, se ha observado que los sistemas físicos y biológicos responden de manera diferente a iguales dosis de radiación diferente [BU67]. La comparación entre las respuestas se realiza en la zona de respuesta lineal para ambos tipos de radiación, la estudiada y la de referencia.

El cálculo se realiza con la siguiente relación :

$$\text{eficiencia} = (\text{STL}/D_{\text{lin}})_{\text{rad est}} / (\text{STL}/D_{\text{lin}})_{\text{rad ref}} \quad (4.4)$$

Donde, “lin” indica que los valores de la respuesta (STL) y de la dosis (D) deben medirse en la zona de respuesta lineal; “rad ref” representa la radiación de referencia (en este trabajo fueron los rayos gamma de 1.17 y 1.33 MeV del ^{60}Co) y “rad est” representa la radiación a estudiar, que en nuestro caso son los protones de 1.5 y 3 MeV.

Las irradiaciones con rayos gamma se realizaron bajo condiciones de equilibrio de partícula cargada [AT86] (6 mm de lucita) con la fuente de ^{60}Co del Laboratorio de Dosimetría del Instituto de Física y con el irradiador Gammacell del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM.

En la Tabla 4.3 se muestran los parámetros utilizados para la deconvolución tipo GB de las curvas de brillo de TLD-100 microcubos irradiados con rayos gamma de ^{60}Co . Los valores en los que no se muestra incertidumbre corresponden a parámetros que se mantuvieron fijos para todas las deconvoluciones la comparación con las tablas 3.1 y 3.2 indica que hay diferencias notables entre las anchuras de los picos del TLD-100 expuesto a protones y a rayos γ . En la figura 4.17 se muestran la señal TL total y la señal de los picos 5 y 7 en función de la dosis de rayos gamma.

Tabla 4.3. Parámetros utilizados en la deconvolución GB, de las curvas de brillo de TLD-100 expuesto a rayos gamma de ^{60}Co .

PICO	FWHM (°C)	T MÁX (°C)
3	42.6	161 ± 1
4	28	190 ± 1
5	36	222.8 ± 1.5
6	53.8	241.7 ± 0.6
7	53.8	284 ± 2

Las Tablas 4.4, 4.5 y 4.6 muestran los valores de la respuesta por unidad de dosis (“sensibilidad”) de los dosímetros. Se han incluido en las tablas valores para otras presentaciones del TLD-100 [GB96a], y debe notarse que la sensibilidad de los microcubos a los rayos gamma de ^{60}Co es menor que lo encontrado para la presentación de “chips” (3 x 3 x 0.89 mm y 3 x 3 x 0.38 mm). La comparación indica que la sensibilidad depende de la presentación del dosímetro, siendo aproximadamente un 70% mayor para los chips que para los microcubos.

Tabla 4.4. Sensibilidad de la señal total para TLD-100 en diferentes presentaciones cuando son irradiados con dosis bajas de rayos γ y de ^{60}Co .

Presentación del TLD-100	(RTL/D _{lin}) en [(nC/mg) / Gy]
(1 x 1 x 1) mm ³ microcubos *	253 ± 19
(3 x 3 x 0.89) mm ³	401.0 ± 8.1
(3 x 3 x 0.38) mm ³	474.0 ± 16.7

* utilizados en el presente trabajo

Tabla 4.5. Sensibilidad de la señal del pico 5 para TLD-100 en diferentes presentaciones cuando son irradiados con dosis bajas de rayos γ y de ^{60}Co .

Presentación del TLD-100	(RTL/D _{lin}) en [(nC/mg) / Gy]
(1 x 1 x 1) mm ³ microcubos *	180 ± 13
(3 x 3 x 0.89) mm ³	263.8 ± 6.4
(3 x 3 x 0.38) mm ³	304.7 ± 9.5

* utilizados en el presente trabajo

Tabla 4.6. Sensibilidad de la señal del pico 7 para TLD-100 en diferentes presentaciones irradiados con dosis bajas (0.9 a 5 Gy) de rayos γ y de ^{60}Co .

Presentación del TLD-100	(RTL/D _{lin}) en [(nC/mg) / Gy]
(1 x 1 x 1) mm ³ microcubos *	8.5 ± 0.5
(3 x 3 x 0.89) mm ³	14.5 ± 0.7
(3 x 3 x 0.38) mm ³	16.5 ± 1.0

* utilizados en el presente trabajo

En la Tabla 4.7 se muestran las eficiencias relativas medidas para la señal termoluminiscente total y para los picos 5 y 7, para protones de 1.5 y 3 MeV, incluyendo también los resultados para protones de 0.7 MeV del trabajo de Gamboa

de Buen [GB98]. Estos valores de la eficiencia relativa, NO dependen de la presentación del dosímetro, ya que se ha comprobado [RO98] que las presentaciones del TLD-100 afectan de igual manera la sensibilidad del dosímetro a rayos gamma y a partículas cargadas, de manera que al evaluar el cociente, la diferencia en sensibilidad “intrínseca” se cancela.

Tabla 4.7 Eficiencia relativa experimental para la señal total y los picos 5 y 7 de TLD-100 irradiados con protones de 0.7, 1.5 y 3 MeV, respecto a rayos γ de ^{60}Co .

Energía (MeV)	Señal total	Pico 5	Pico 7
0.7 *	0.33 ± 0.03	0.22 ± 0.02	1.4 ± 0.2
1.5	0.46 ± 0.13	0.32 ± 0.09	2.62 ± 0.58
3.0	0.70 ± 0.01	0.53 ± 0.05	3.59 ± 0.84

*Resultados tomados de [GB96].

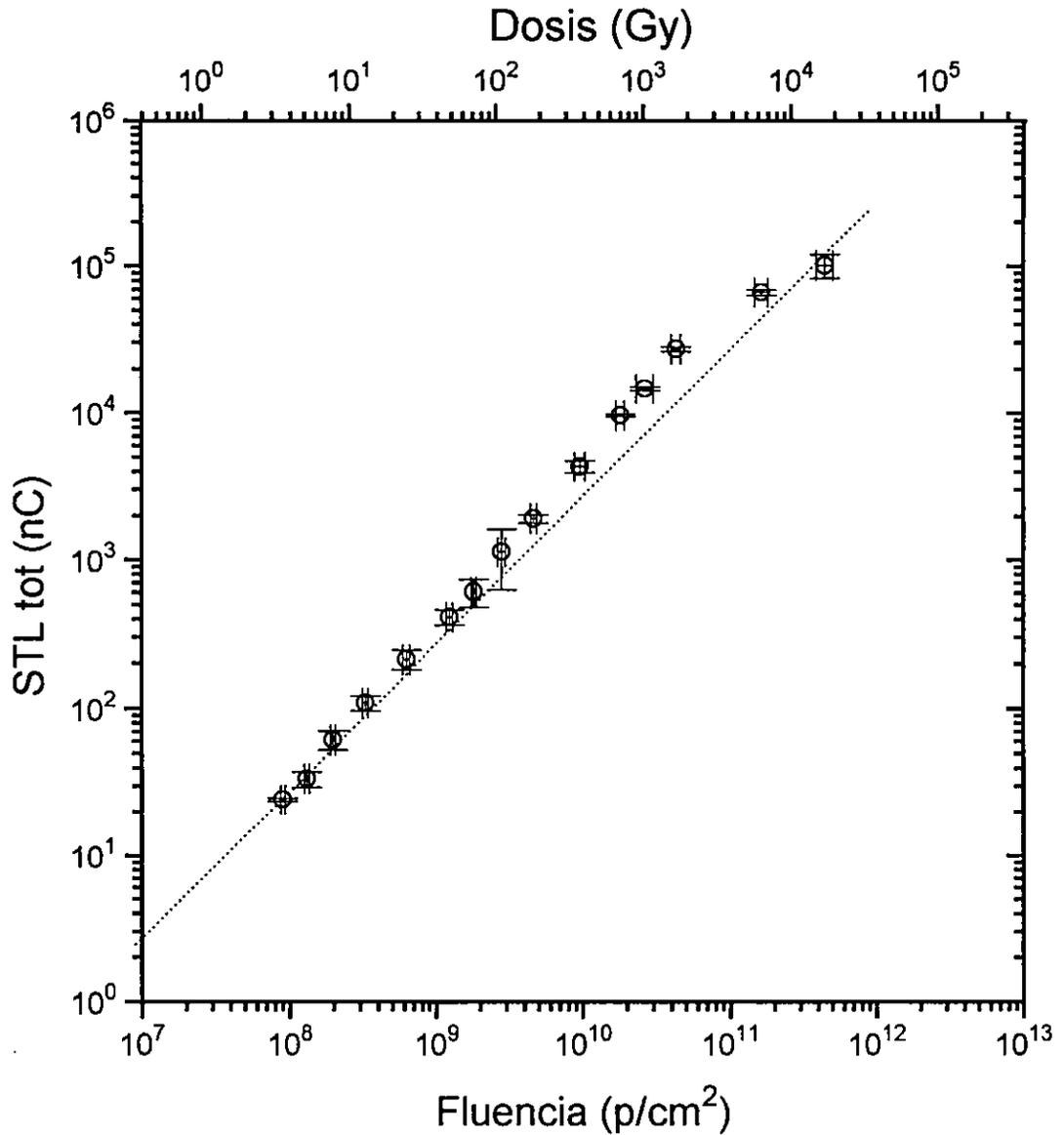


Figura 4.1 Señal termoluminiscente total como función de la fluencia de TLD-100 irradiados con protones de 1.5 MeV. Las incertidumbres en la señal TL corresponden a la desviación estandar de las lecturas de los dosímetros irradiados a la misma fluencia

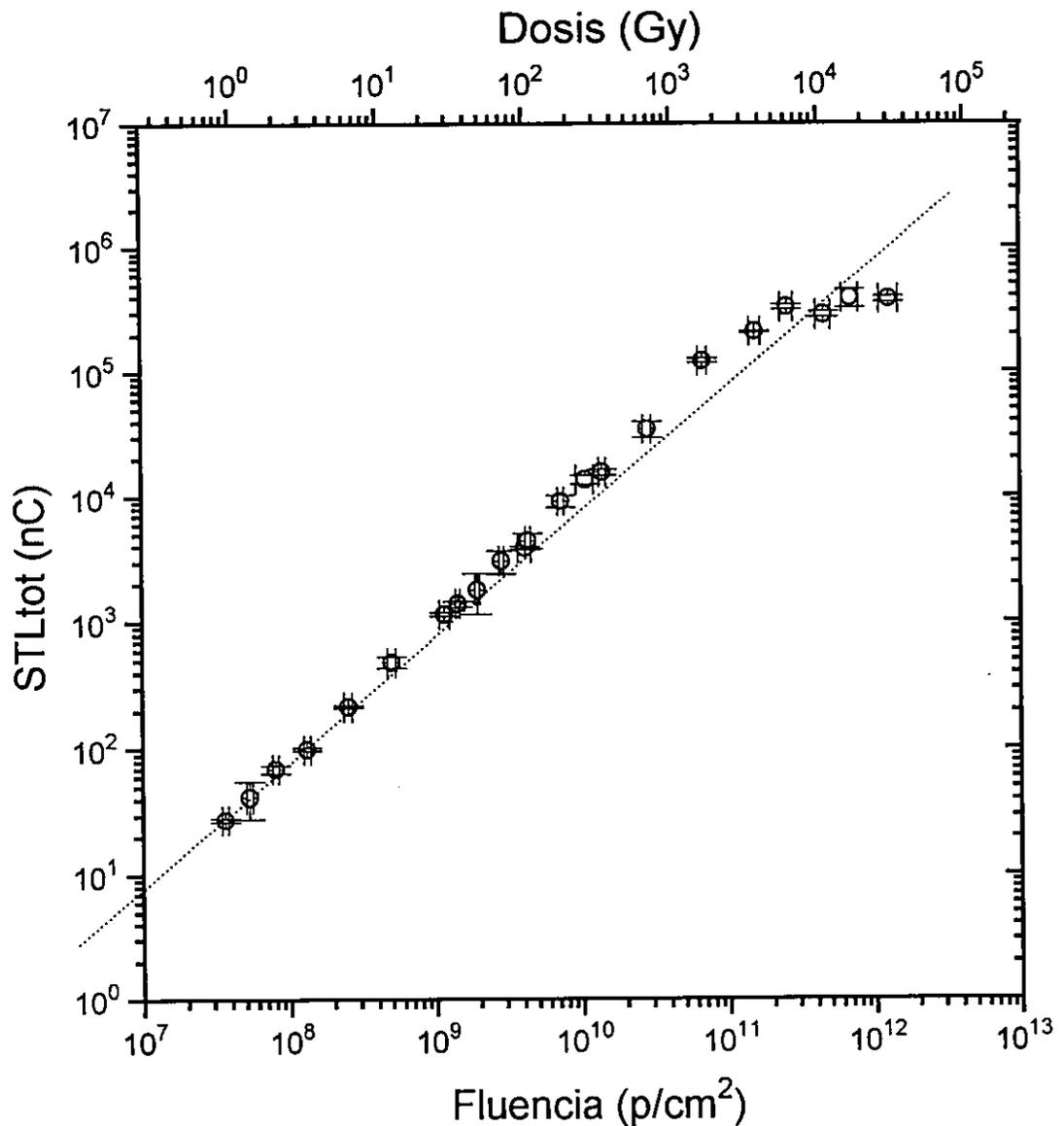


Figura 4.2 Señal termoluminiscente total como función de la fluencia de TLD-100 irradiado con protones de 3 MeV. Las incertidumbres en la señal TL corresponden a la desviación estandar de las lecturas de los dosímetros irradiados a la misma fluencia.

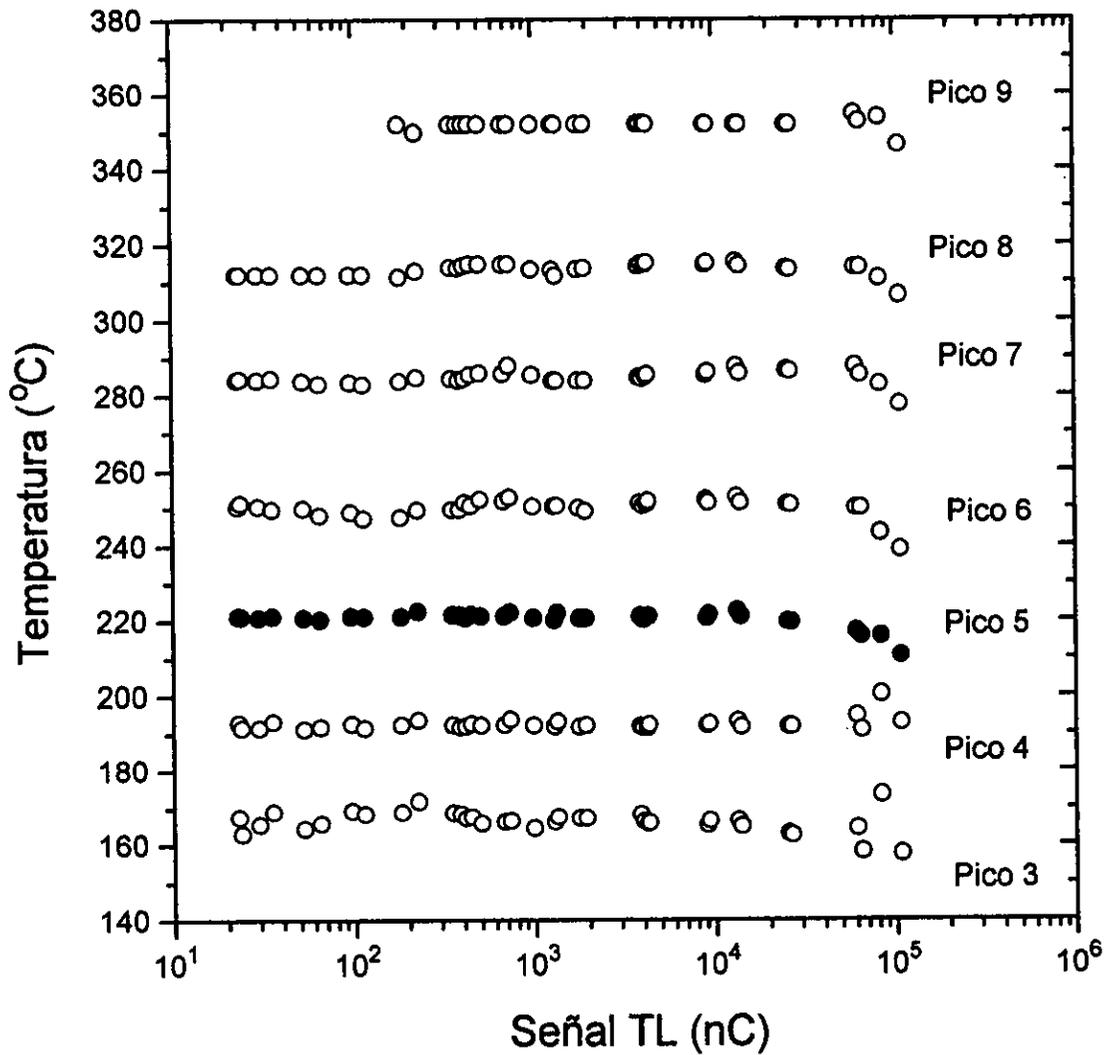


Figura 4.3 Temperatura del centroide de los picos 3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9 utilizando la deconvolución tipo GB para TLD-100 irradiado con protones de 1.5 MeV.

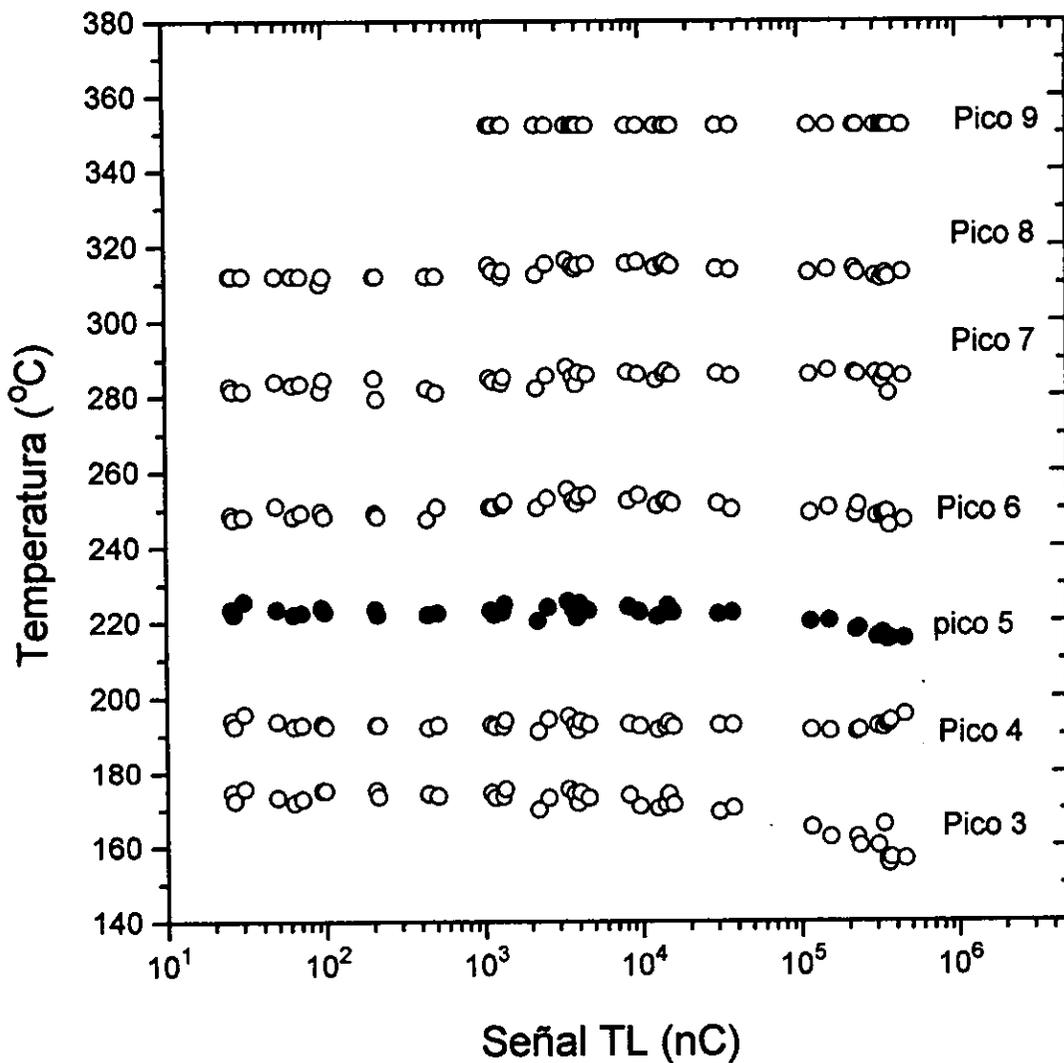


Figura 4.4 Temperatura del centroide de los picos 3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9 utilizando la deconvolución tipo GB para TLD-100 irradiado con protones de 3 MeV.

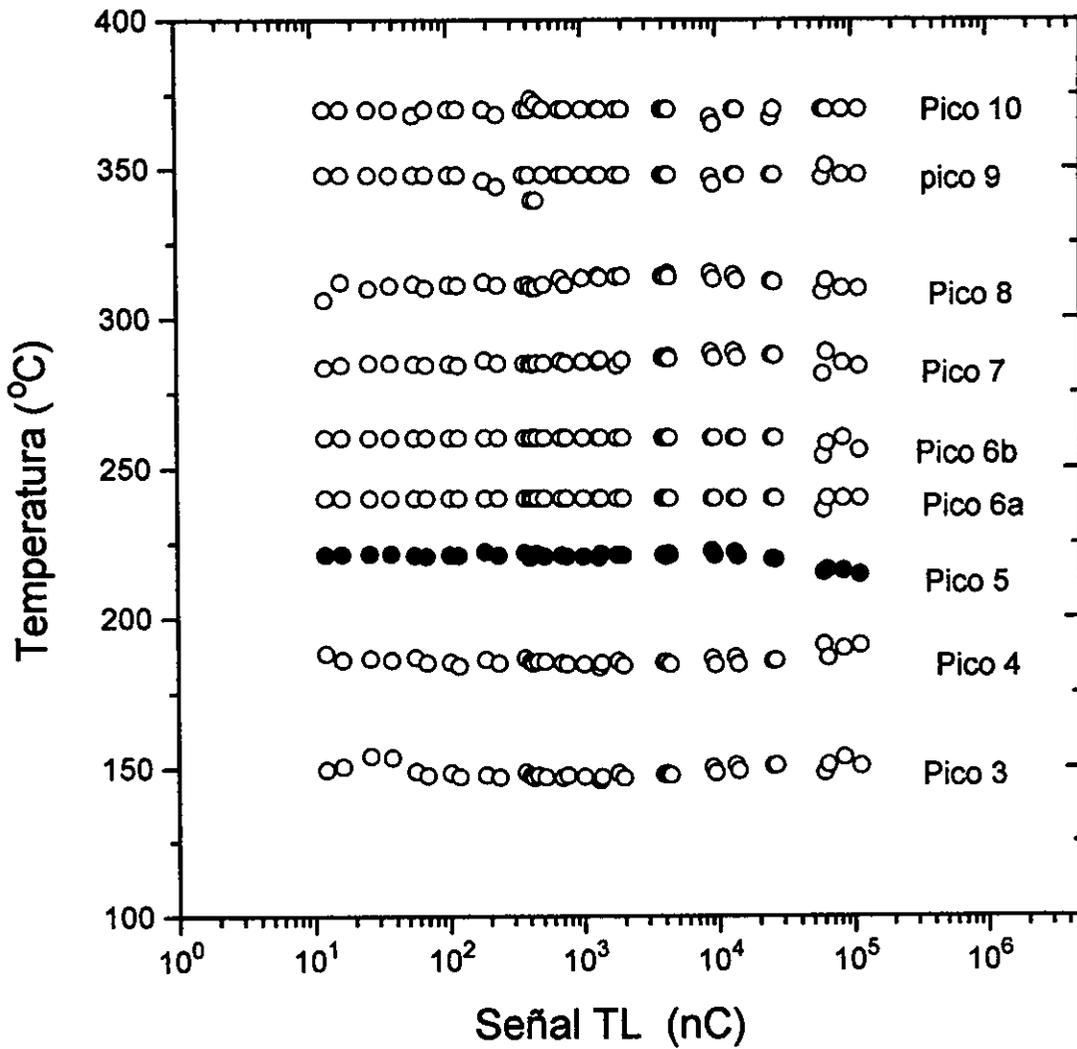


Figura 4.5 Temperatura de los picos 3, 4, 5, 6a, 6b, 7, 8, 9 y 10 utilizando la deconvolución tipo H para TLD-100 irradiado con protones de 1.5 MeV

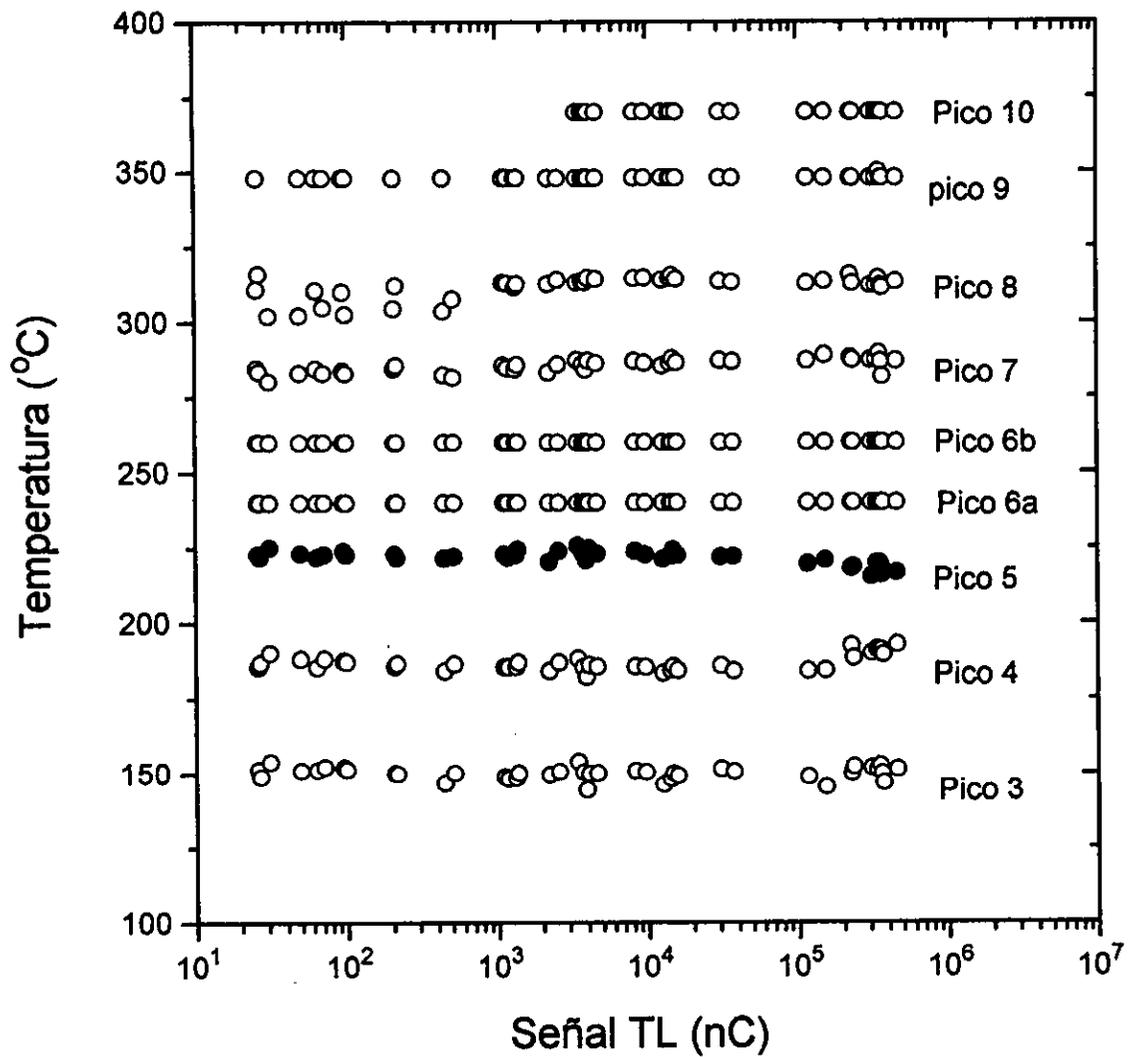


Figura 4.6 Temperatura de los picos 3, 4, 5, 6a, 6b, 7, 8, 9 y 10 utilizando la deconvolución tipo H para TLD-100 irradiado con protones de 3 MeV

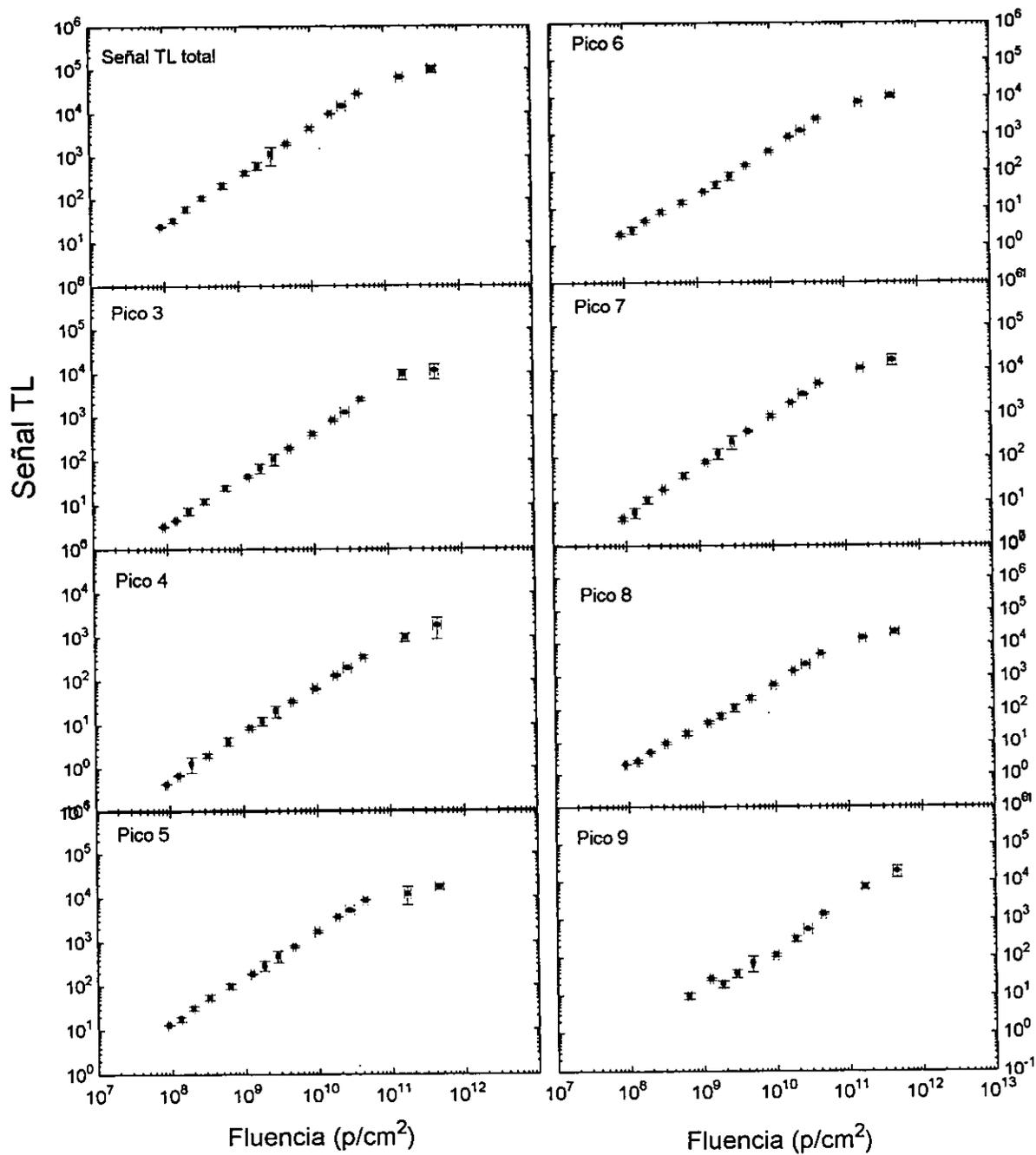


Fig. 4.7 Señal TL total y de los picos 3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9 de TLD-100 expuestos a protones de 1.5 MeV en función de la fluencia. Se utilizó la deconvolución GB.

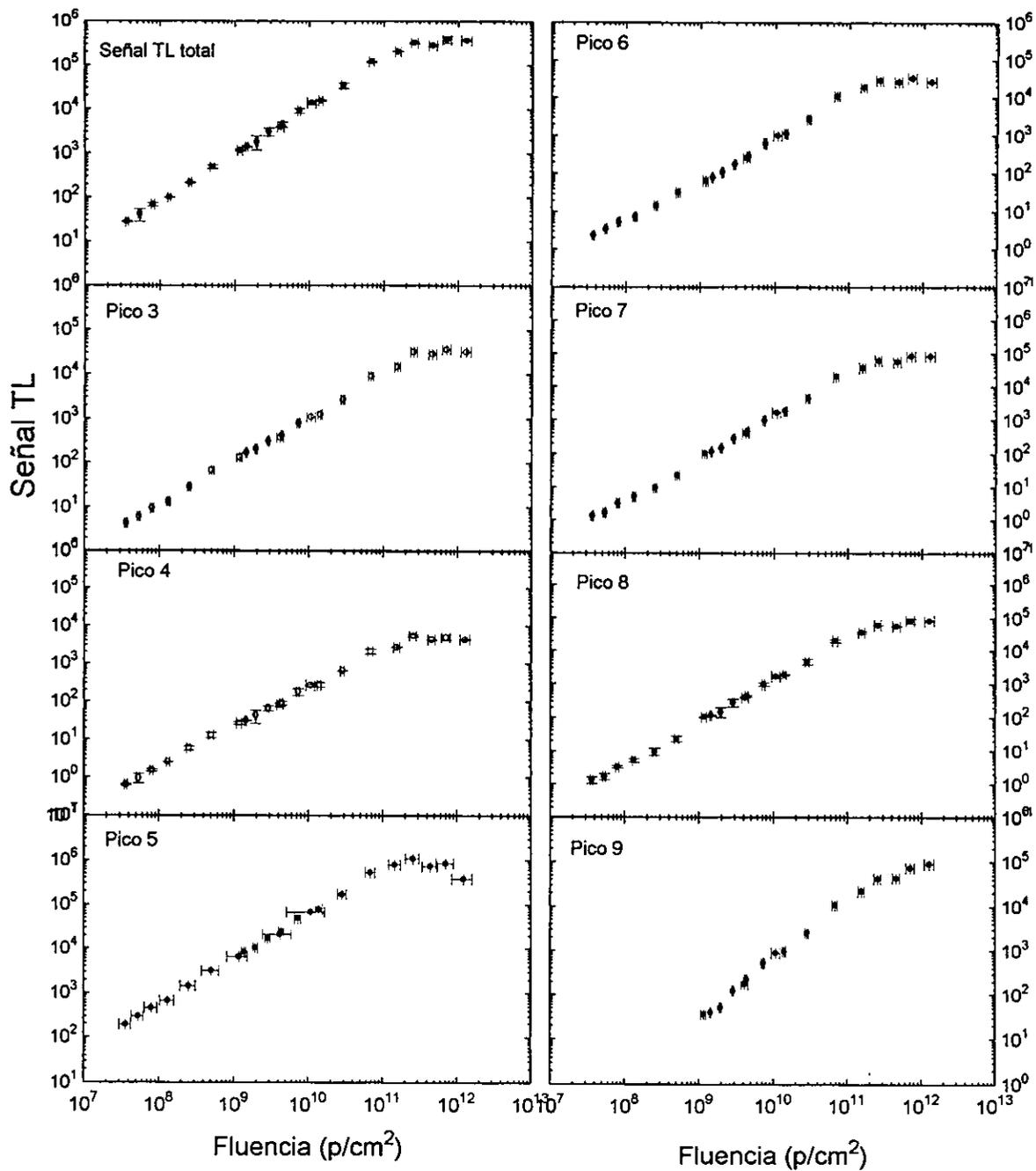


Figura 4.8 Señal TL total y de los picos 3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9 de TLD-100 expuestos a protones de 3 MeV en función de la fluencia para la deconvolución GB.

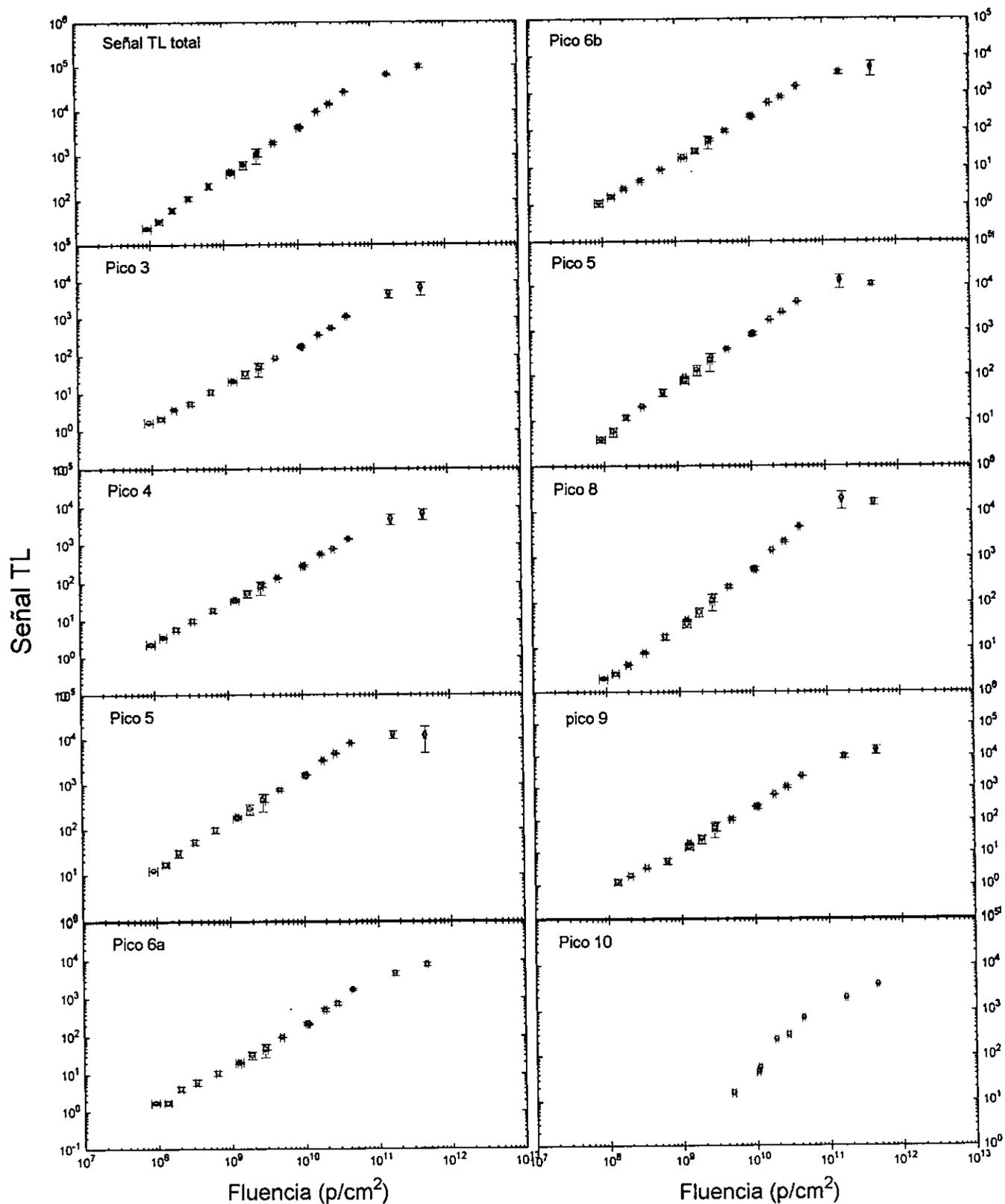


Fig. 4.9 Curvas de señal TL total y de los picos 3 a 10 utilizando la deconvolución tipo H de TLD-100 irradiados con protones de 1.5 MeV en función de la fluencia.

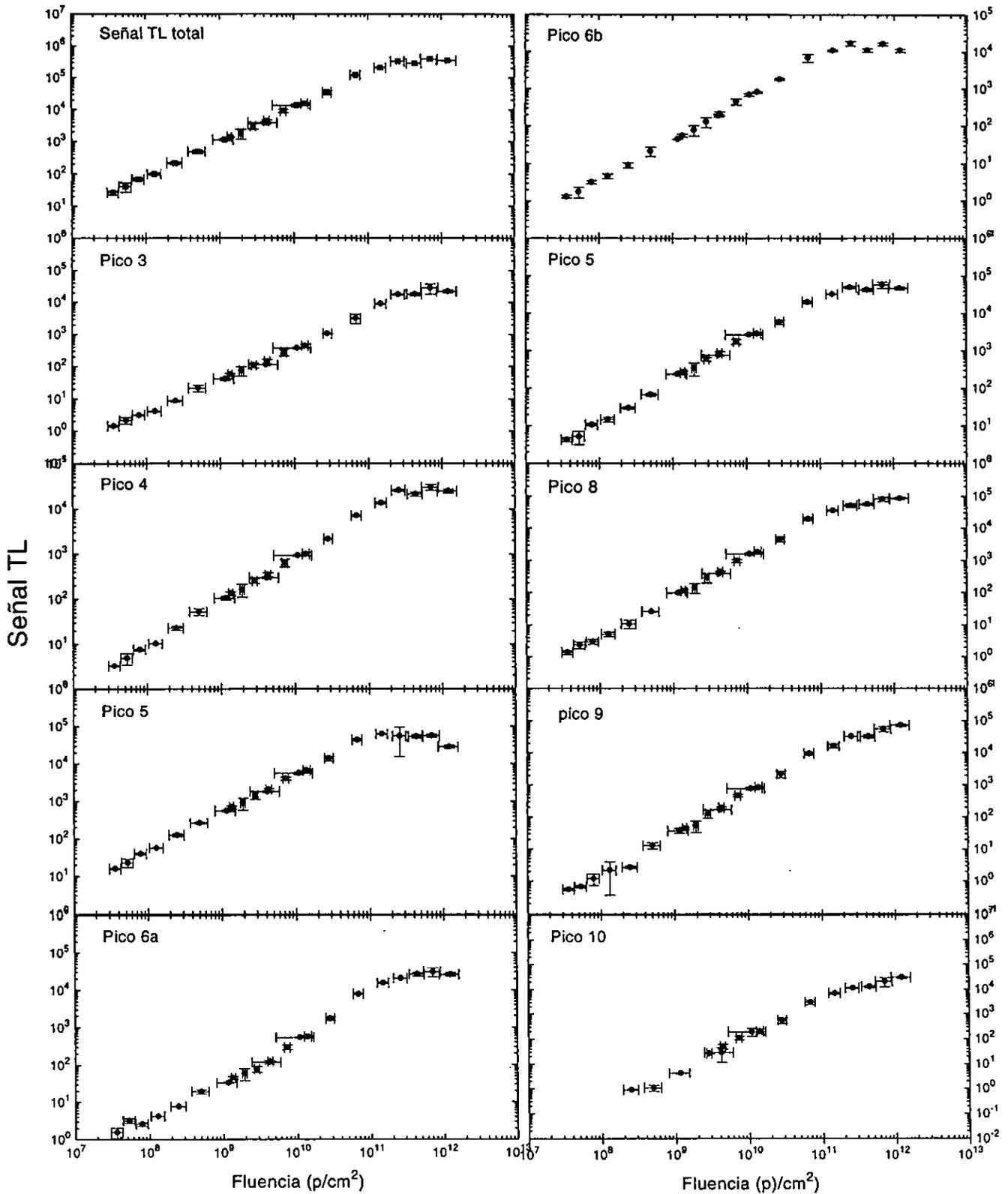


Figura 4.10 Curvas de señal TL total y de los picos 3 a 10 utilizando la deconvolución tipo H de TLD-100 irradiados con protones de 3 MeV en función de la fluencia.

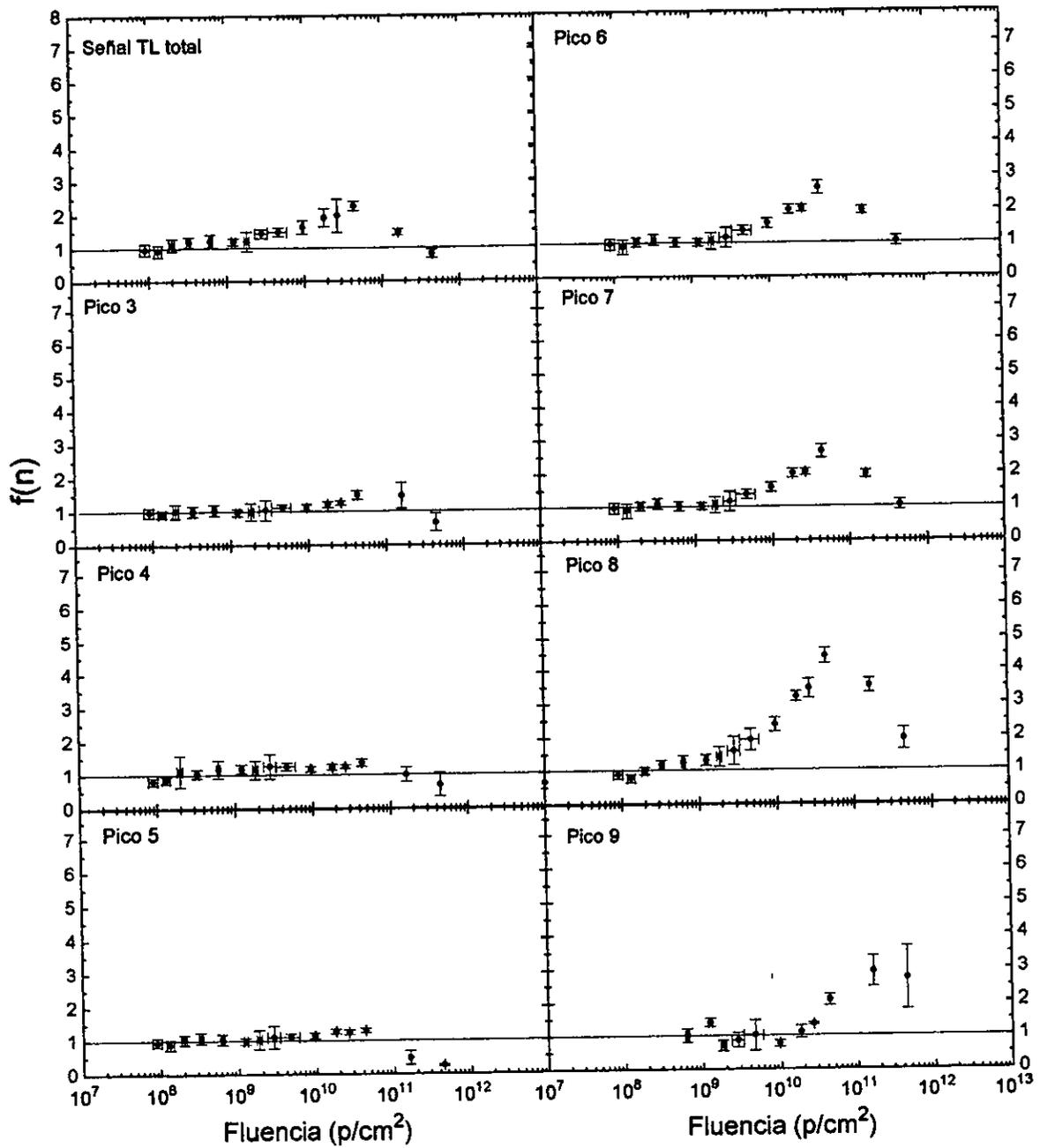


Figura 4.11 Función de respuesta $f(n)$ de la señal TL total y los picos 3 al 9 de TLD-100 expuestos a protones de 1.5 MeV, para la deconvolución GB.

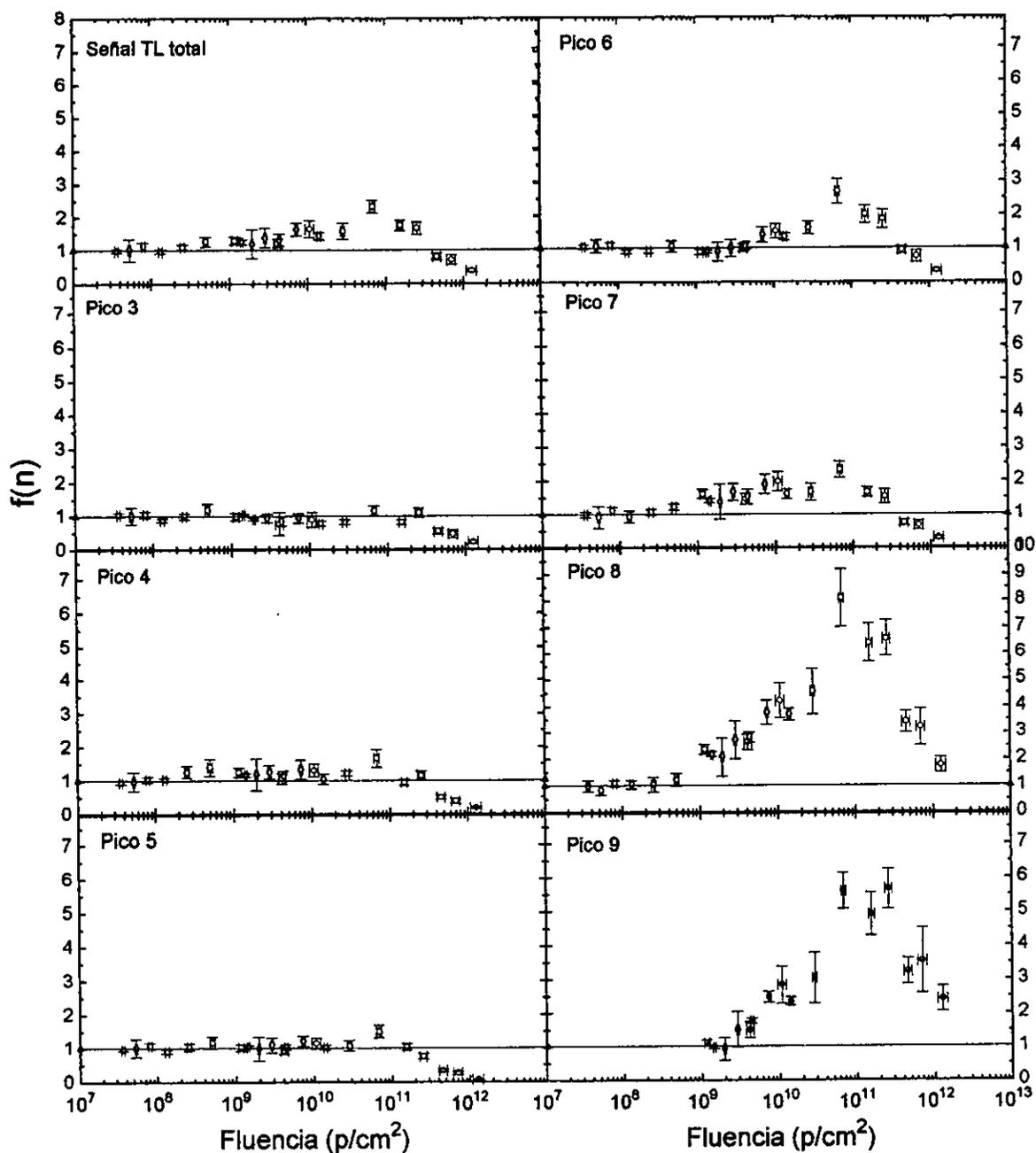


Figura 4.12 Función de respuesta $f(n)$ de la señal TL total y los picos del 3 al 9 de TLD-100 expuestos a protones de 3.0 MeV, para la deconvolución GB.

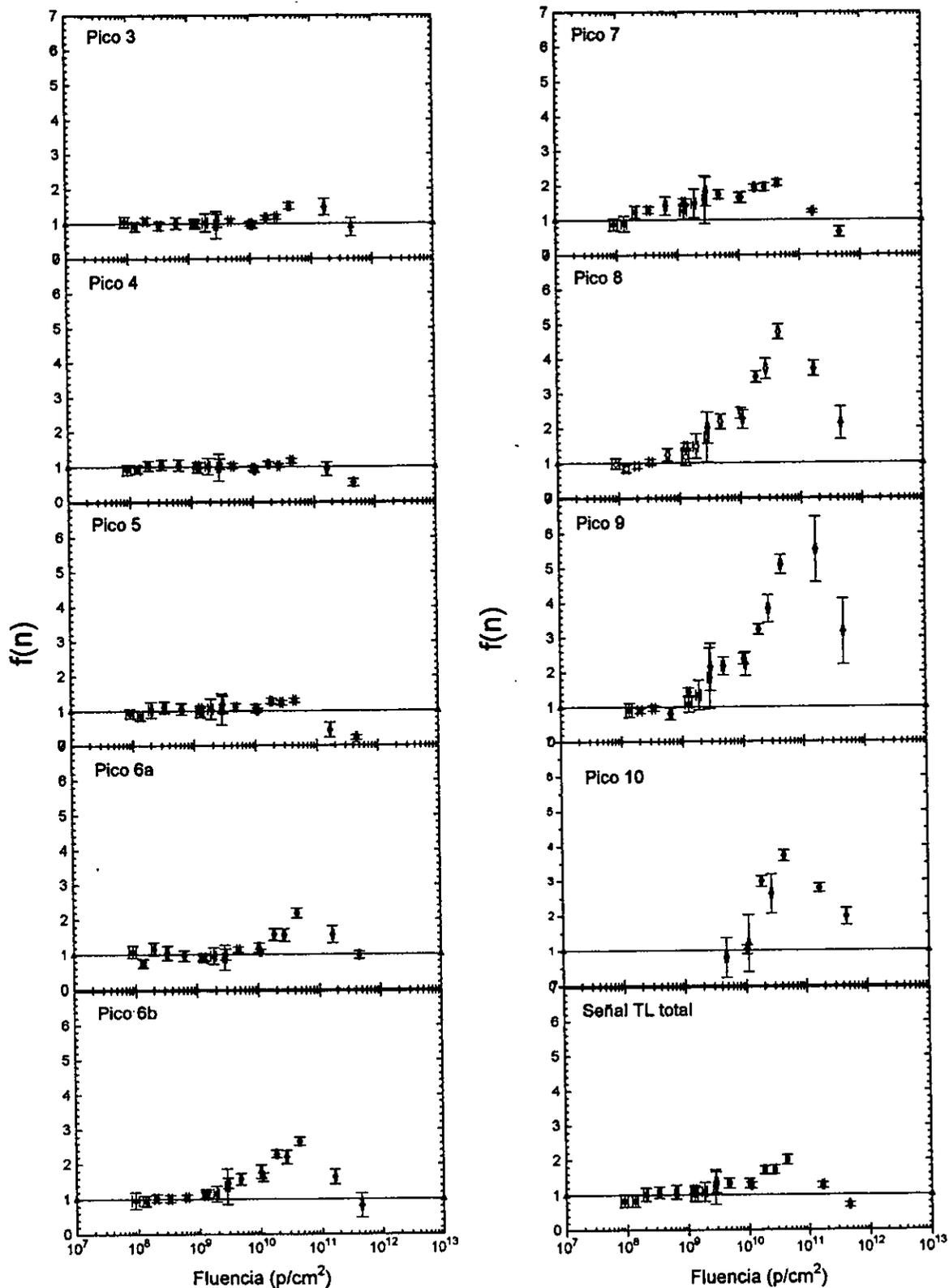


Figura 4.13 Curvas de respuesta $f(n)$ de los picos 3 a 10 de TLD-100 irradiados con protones de 1.5 MeV para la deconvolución tipo H.

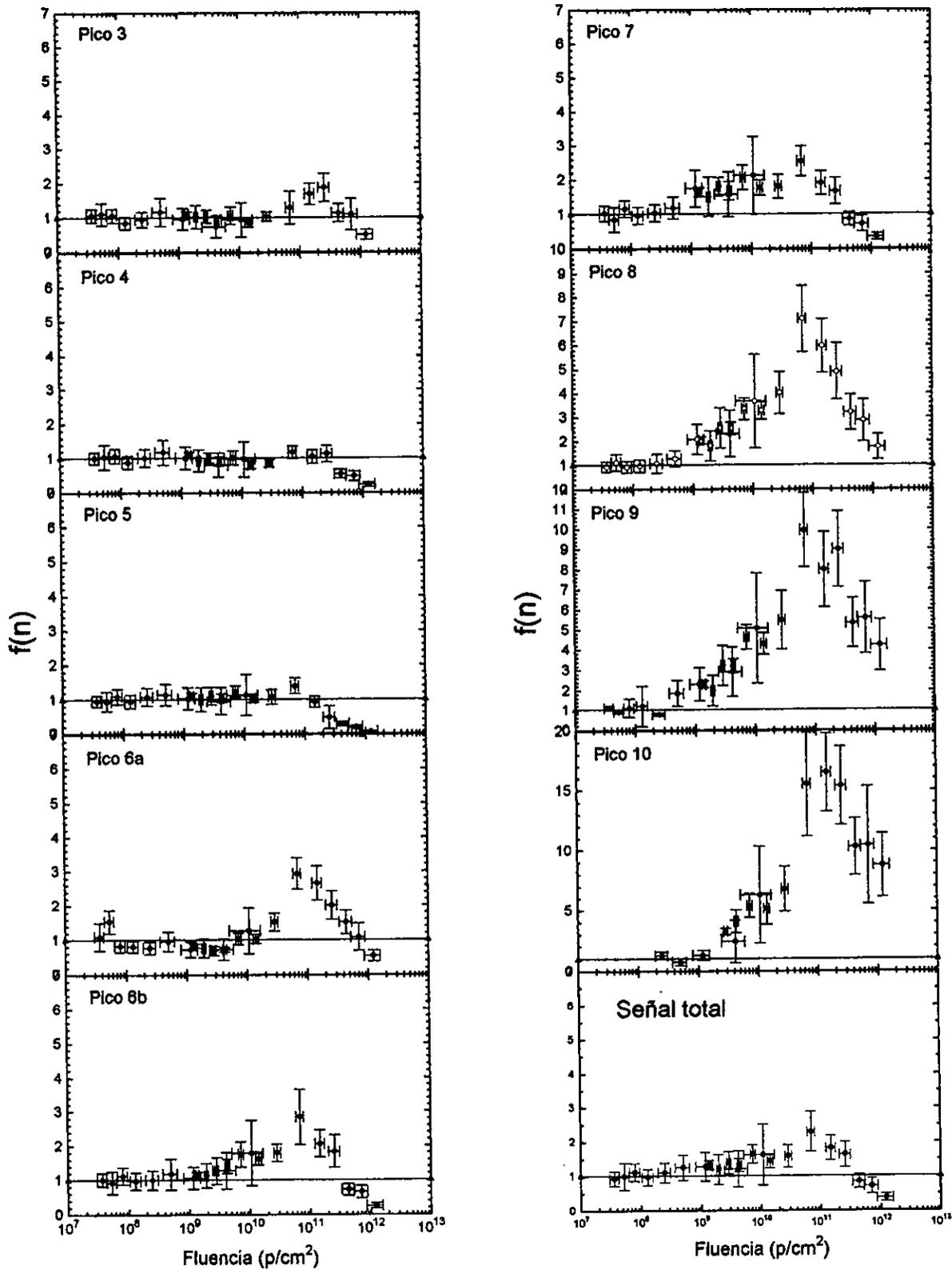


Figura 4.14 Curvas de respuesta $f(n)$ de los picos 3 a 10 utilizando la deconvolucion tipo H, para dosímetros TLD-100 irradiados con protones de 3 MeV.

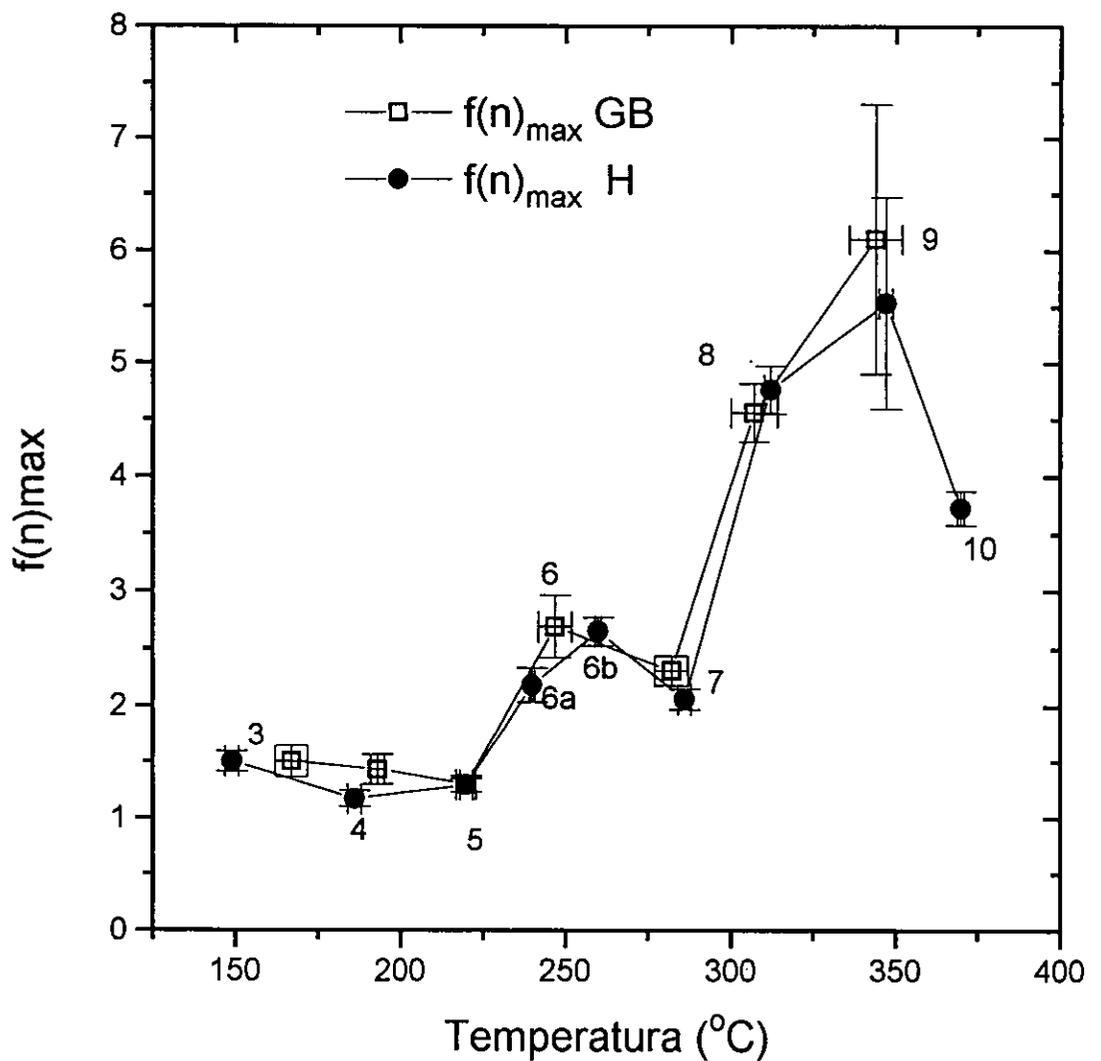


Figura 4.15 En esta gráfica se muestra el valor de $f(n)_{\max}$ para los picos componentes, de LiF:Mg,Ti (TLD-100) irradiados con protones de 1.5 MeV utilizando la deconvolución tipo GB (cuadrados) y la deconvolución tipo H (círculos).

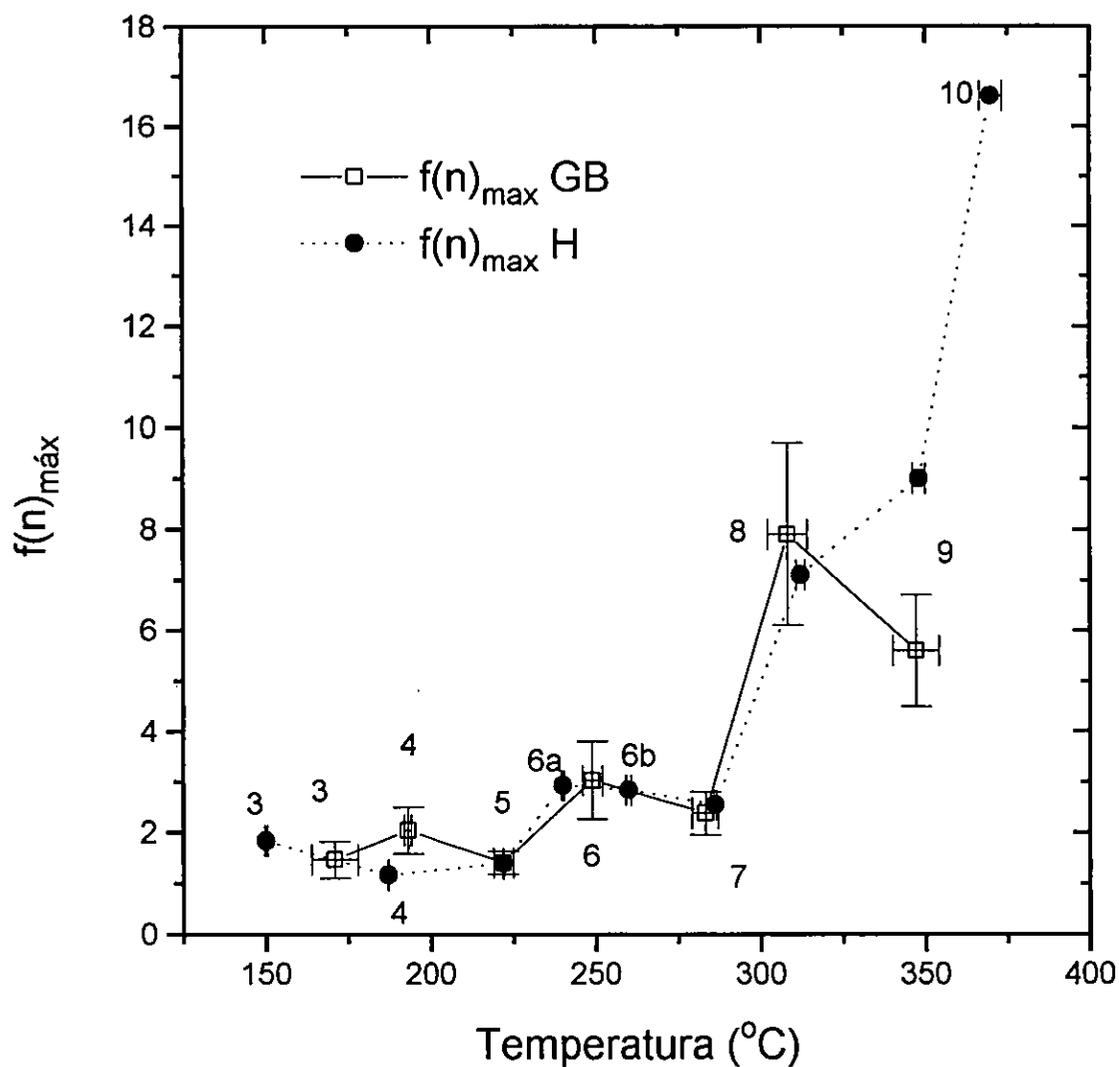


Figura 4.16 En esta gráfica se muestra el valor de $f(n)_{\max}$ para los picos componentes para LiF:Mg,Ti (TLD-100) irradiado con protones de 3.0 MeV utilizando las deconvoluciones del tipo GB y H. Los cuadrados corresponden a la deconvolución tipo GB y los círculos a la deconvolución tipo H.

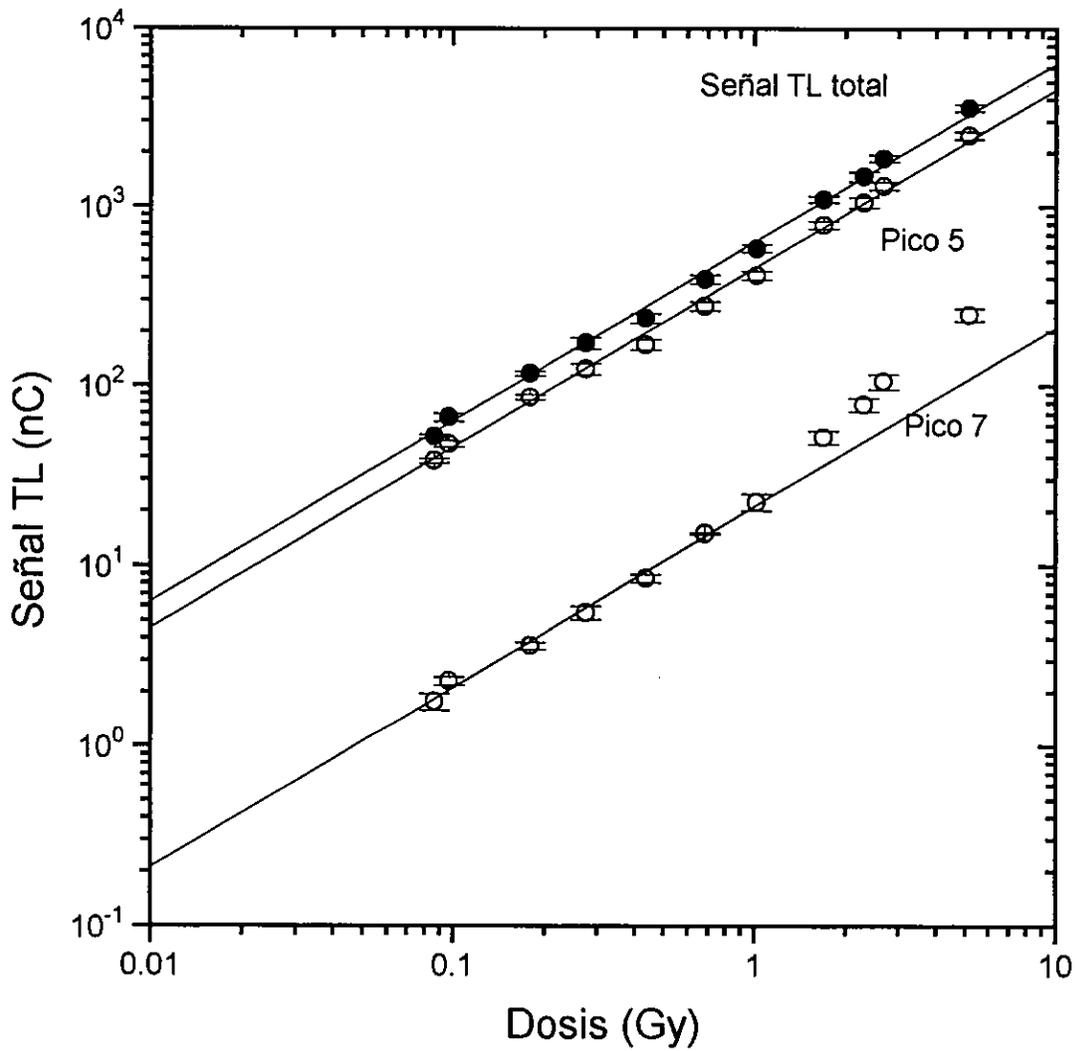


Figura 4.17 Señal TL total y de pico 5 y 7 utilizando la deconvolución tipo GB para TLD-100 irradiados con rayos gamma de ^{60}Co

CAPÍTULO 5

DISCUSION E INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS

La figura 5.1 resume las medidas de la respuesta termoluminiscente total realizadas con protones. A las medidas de 1.5 y 3.0 MeV se han agregado las de 0.7 MeV [GB96] corregidas por la diferencia en el área expuesta y en la sensibilidad de la presentación del dosímetro indicada en la Tabla 4.4. En esta figura se pueden apreciar las características más notables de las observaciones experimentales. Por un lado, cada curva de dosis-respuesta muestra la evolución de la respuesta TL desde el régimen lineal de las fluencias bajas, al supralineal y luego a la saturación. El detalle cuantitativo de esta información está contenido en las curvas de $f(n)$ que se mostraron en la Sección 4.2. Por otro lado, se observa que para cada fluencia (es decir, número de protones incidentes en el dosímetro) la respuesta aumenta con la energía del protón. Esto es lógico pues la energía depositada (que induce la señal TL) es igual al producto de la fluencia por la energía de cada protón. Sin embargo, la cantidad de luz emitida (proporcional a la señal TL en nC), no escala directamente con la energía del haz. Esto es reflejo de la diferencia en eficiencias del TLD-100 como función de la energía, resultados que se mostraron cuantitativamente en la Sección 4.3.

Estos dos aspectos de los resultados, la respuesta supralineal y la eficiencia, serán discutidos en este capítulo en base a modelos teóricos ya existentes. De esta manera se podrán extraer conclusiones físicas del trabajo experimental.

5.1 Modelo de interacción de traza y supralinealidad.

El Track Interaction Model TIM, o modelo de interacción de trazas, pretende explicar el fenómeno de supralinealidad observado en los dosímetros termoluminiscentes, particularmente en el TLD-100. El modelo fue desarrollado por Y. S. Horowitz, [MO86] y [MO88], quien plantea una expresión analítica para los modelos que Claffy et al. [CL68] y F. H. Attix [AT75] propusieron originalmente. Es un modelo fundamentalmente geométrico que considera que las partículas cargadas pesadas (protones y otros núcleos atómicos) al interactuar con la materia depositan su energía localmente en forma de una traza de características que dependen del tipo de radiación y del tipo de material. A bajas fluencias, la señal TL observada dependerá de los procesos generados al interior de cada traza (proporcional al número de trazas, es decir, a la fluencia), pero a altas fluencias, la respuesta TL también dependerá de contribuciones provenientes de trazas vecinas, por lo que será más intensa que lo esperado de una proporcionalidad rigurosa. De esta manera cualitativa se explica la supralinealidad.

En los materiales termoluminiscentes existen pares portadores de carga (electrón - agujero) que son producidos por la ionización causada por la irradiación y ocurren a lo largo de las trazas de las partículas cargadas. Los electrones y agujeros son atrapados dentro de la traza en trampas de tipo "termoluminiscente" y cuando el material es calentado estos portadores de carga se liberan térmicamente y migran hasta trampas de tipo "recombinación", donde hoyos y electrones se combinan originando un fotón de luz visible. Así se produce la emisión termoluminiscente [CA93],[HO84].

Las partículas cargadas pesadas producen trazas casi rectas y de forma cónica (más anchas al inicio y angostas hacia el final de la trayectoria, región en que el ion

incidente ha perdido gran parte de su energía cinética). En la figura 5.2 se muestra un esquema de los procesos considerados en el TIM. Se pueden observar dos trazas vistas transversalmente, de tal forma que aparecen como círculos, el centro marca la trayectoria de la partícula incidente y el círculo (de radio r_0) marca el límite de los electrones secundarios, es decir, la región de ionización. Los centros de las trazas se encuentran separados una distancia R , y dentro de las trazas se encuentran los centros luminiscentes LC y centros de trampa TC que pudieron haber sido activados (*) o no. Entre las trazas, en las zonas no ionizadas, se encuentran LC y TC no activados y otro tipo de trampas de competencia. Los portadores de carga son electrones y agujeros.

En la etapa de calentamiento del material termoluminiscente ya irradiado, los portadores de carga emigran y una gran parte de ellos se recombina al interior de la misma traza original. Si los portadores de carga que consiguen abandonar su traza resultan capturados por las trampas de competencia y nunca llegan a las trazas vecinas, sólo se produce luminiscencia dentro de cada traza, y puede decirse que la producción de luz es proporcional al número de trazas; es decir, nos encontramos en la región de respuesta lineal como función de la fluencia. Al aumentar la dosis, la distancia entre trazas es menor y se consigue que algunos de los portadores de carga lleguen a trazas vecinas, produciéndose un aumento en la producción de luz; en este caso se encuentra la región de respuesta supralineal.

Para lograr una formulación cuantitativa analítica de la función de supralinealidad [HO90], Horowitz debió hacer algunas simplificaciones al problema. En primer lugar supone que las trazas son paralelas y cilíndricas y luego, sólo toma en cuenta la contribución de primeros, segundos y terceros vecinos. La expresión para $f(n)$ es:

$$f(n) = 1 + \sum_i \int g(r_0, R) \exp(-\alpha R) [P_i(n, R)] dR \quad (5.1)$$

donde:

- n es la fluencia (cm^{-2}),
 r_0 es el radio de la traza original,
 $g(r_0, R)$ es el factor de ángulo sólido entre trazas vecinas,
 R es la distancia entre los ejes de la traza original y la traza vecina,
 α , es el inverso del camino libre medio del electrón ($\alpha = \lambda^{-1}$),
 $\exp(-\alpha R)$, es la probabilidad de que un electrón liberado en la traza original logre llegar a la traza vecina, y
 $P_i(n, R)$ es la función de distribución de probabilidad de vecinos cercanos ($i=1,2,3\dots$).

Los detalles numéricos de la ecuación 5.1 se encuentran en la referencia original [HO90]. Los cálculos que se muestran a continuación fueron hechos con un código programado por Isabel Gamboa de Buen [GB96].

La figura 5.3 muestra las $f(n)$ para el pico 8 de TLD-100 irradiado con protones de 0.7, 1.5 y 3.0 MeV. Puede apreciarse que todos los máximos ocurren aproximadamente para fluencias cercanas a 10^{11} p/cm². La evolución más notable es el inicio de la supralinealidad, que aparece a 2×10^9 , 9×10^8 y 5×10^8 p/cm², para 0.7, 1.5 y 3.0 MeV, respectivamente. Esta dependencia está de acuerdo con las predicciones de los modelos que anticipan que, al aumentar la energía de ion aumenta el tamaño de su traza y por lo tanto, la supralinealidad se observa a partir de fluencias menores.

La figura 5.4 muestra los datos de supralinealidad del pico 8 junto a cálculos del TIM (curva punteada). El cálculo supuso valores de r_0 igual a 20, 75 y 255 Å para las tres energías, respectivamente. Estos valores representan el radio de la traza dentro del cual se deposita la mayor parte de la energía por los electrones secundarios, y cumplen una relación del tipo [MO80]

$$r_0 \sim k E^{1.77}$$

El valor del parámetro λ fue tomado igual a 1500 Angstrom, similar a lo determinado independientemente [HO90] [GB98] para el pico 8. Cálculos preliminares muestran que las predicciones son bastante insensibles al valor supuesto de λ [GB96].

Tal como puede apreciarse en la figura 5.4, el TIM es incapaz de reproducir la dependencia de los datos con la energía. Ni la magnitud de $f(n)$ ni la posición del máximo son descritas por este modelo.

El TIM ya ha sido modificado por Horowitz [HO96] en un intento por describir simultáneamente la supralinealidad observada para partículas cargadas pesadas y para radiación gamma. El nuevo modelo se llama modelo unificado de interacción de trazas, UNIM. Desgraciadamente se cuenta con más parámetros libres, algunos de ellos relacionados con el detalle microscópico del depósito de energía dentro de la traza y la movilidad de electrones y de agujeros.

La expresión que predice la supralinealidad según UNIM puede encontrarse en la referencia original [HO96] y nuestros cálculos hacen uso del código programado por Isabel Gamboa. Las líneas discontinuas de la figura 5.4 muestran los cálculos de UNIM para las medidas de pico 8. Se usaron los mismos valores de r_0 y de λ que en

el cálculo TIM, además de un radio efectivo igual a 20, 75 y 255 Å considerando como la distancia radial a la cual es probable que un electrón escape y un factor Ω igual a 20, 33 y 55 para 0.7, 1.5 y 3.0 MeV, respectivamente. Este último factor, según Horowitz, está relacionado inversamente con el poder de frenado del ion incidente, y así se escaló.

El acuerdo entre los datos y el UNIM es aceptable solamente para los datos de 0.7 MeV. Nuevamente el modelo no consigue describir la evolución de la supralinealidad con la energía. Por supuesto, si se trata de ajustar las predicciones individuales a cada energía con los datos, se consigue una descripción bastante mejor. Estas se muestran con líneas sólidas en la figura 5.4. El precio a pagar por este acuerdo es un conjunto de valores de Ω , iguales a 25, 8 y 6, para 0.7, 1.5 y 3.0 MeV, respectivamente, que no guardan entre sí la relación físicamente significativa.

5.2. Modelo de Katz y eficiencia relativa.

En 1967 Butts y Katz [BU67] presentaron un modelo teórico que explicó la eficiencia radiobiológica de diferentes tipos de radiación sobre enzimas y virus. EL modelo, conocido como modelo “de Katz”, ha sido usado con relativo éxito para explicar todo tipo de eficiencias relativas entre partículas cargadas pesadas y radiación electromagnética, en particular, ha descrito medidas de eficiencia termoluminiscente [WA80] para partículas más pesadas que protones. El modelo explica por qué la eficiencia de sistemas biológicos y físicos a la radiación altamente ionizante es generalmente menor que la del mismo sistema a radiación débilmente ionizante. La causa es que en el caso de las partículas cargadas, la energía se deposita al interior de las trazas, de manera espacialmente concentrada, alcanzando densidades muy altas de energías en zonas sumamente pequeñas. En estas zonas, se logra saturar la capacidad de respuesta del sistema, por lo que parte de la energía

depositada no da lugar a una respuesta, y así, la eficiencia total es menor que si la irradiación fuese uniforme.

Para evaluar cuantitativamente las eficiencias relativas según el modelo de Katz, se requieren irradiaciones del sistema con la radiación de referencia (generalmente rayos gamma de ^{60}Co), de estos datos se obtienen parámetros de respuesta del sistema, y luego, a través de una expresión analítica [BU67] donde se calcula el perfil microscópico de dosis en cada traza, se evalúa la eficiencia relativa. El modelo tiene un parámetro libre, a_0 , el tamaño del elemento que da origen al efecto observado. Para respuesta termoluminiscente, se han obtenido valores de a_0 cercanos a 50-150 Angstrom. El programa de cálculo usado en este trabajo, fue desarrollado por I. Gamboa de Buen [GB96].

La figura 5.5 muestra las medidas (Tabla 4.7) de eficiencia relativa para señal total de TLD-100 irradiado con protones respecto de irradiación con rayos gamma de ^{60}Co como función del poder de frenado de los protones en agua (ésta es la tradición). Se escoge esta variable pues representa la densidad de depósito de energía en el material irradiado. Protones de 0.7, 1.5 y 3.0 MeV tienen poder de frenado igual a 33.3, 20.9 y 12.4 keV/ μm en agua, respectivamente. Puede observarse que la eficiencia disminuye fuertemente como función del poder de frenado, confirmando la idea de que es la densidad de energía depositada quien causa la pérdida de eficiencia. La curva en la figura 5.5 es un cálculo del modelo de Katz, para un valor de a_0 igual a 100 Angstrom. El acuerdo es excelente.

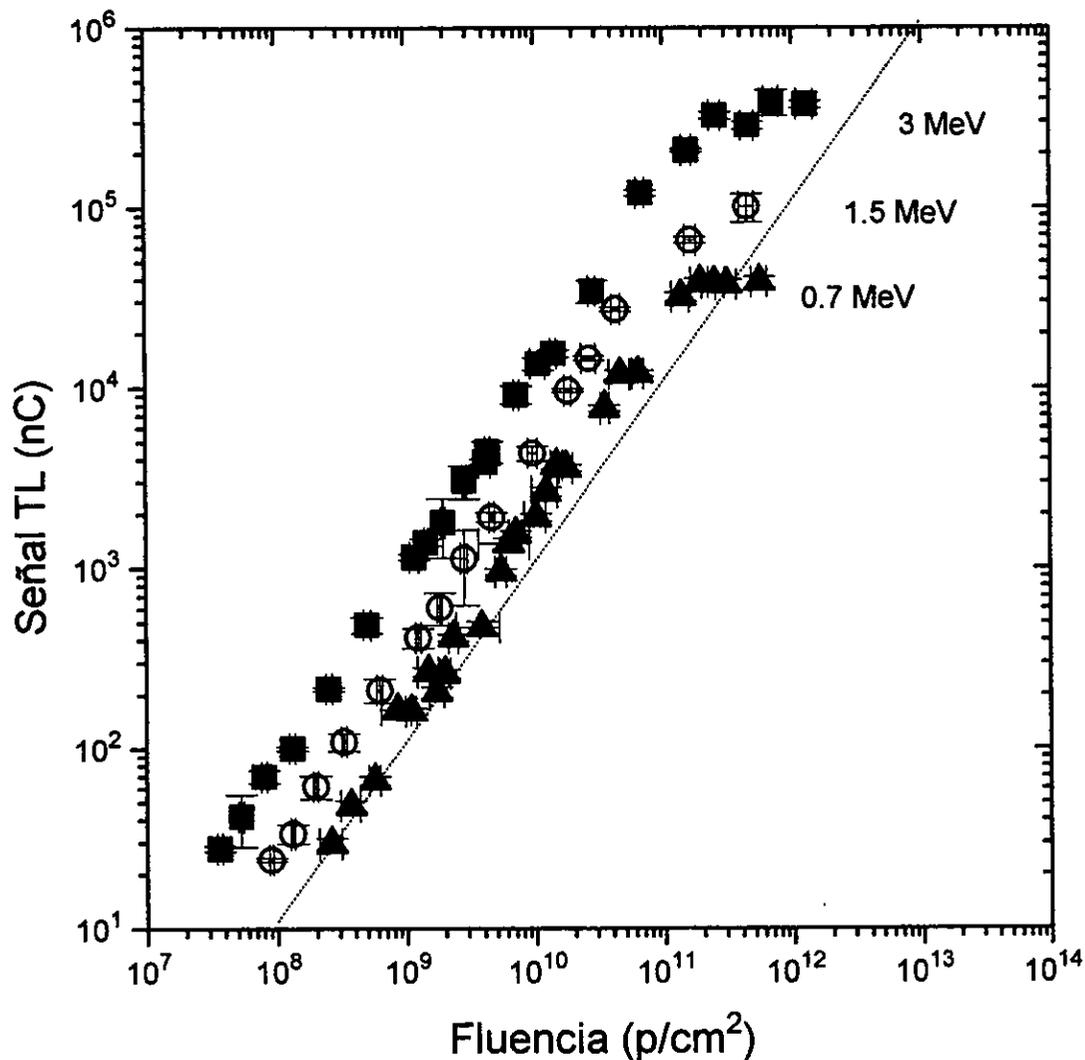


Figura 5.1 Señal termoluminiscente de TLD-100 irradiado con protones de 0.7, 1.5 y 3 MeV. Los valores para la STL_{total} de protones de 0.7 MeV [GB96] fueron multiplicados por un factor geométrico para transformarlos a la señal equivalente en los microcubos utilizados en este trabajo.

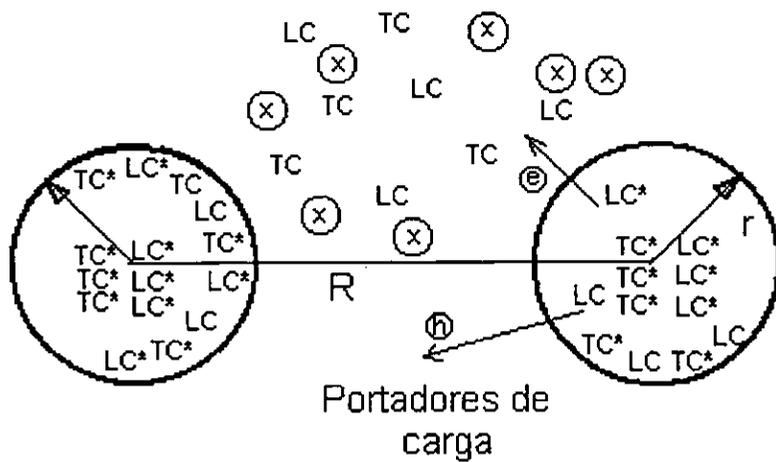


Figura 5.2 Esquema que muestra los elementos del Modelo de Interacción de Traza (TIM). Se muestran dos trazas vecinas de radio r_0 , separadas una distancia R . Los centros luminiscentes y de trampa son representados por LC y TC , el (*) indica los centros que han sido activados al capturar un portador de carga. \otimes indica los centros competidores no identificados.

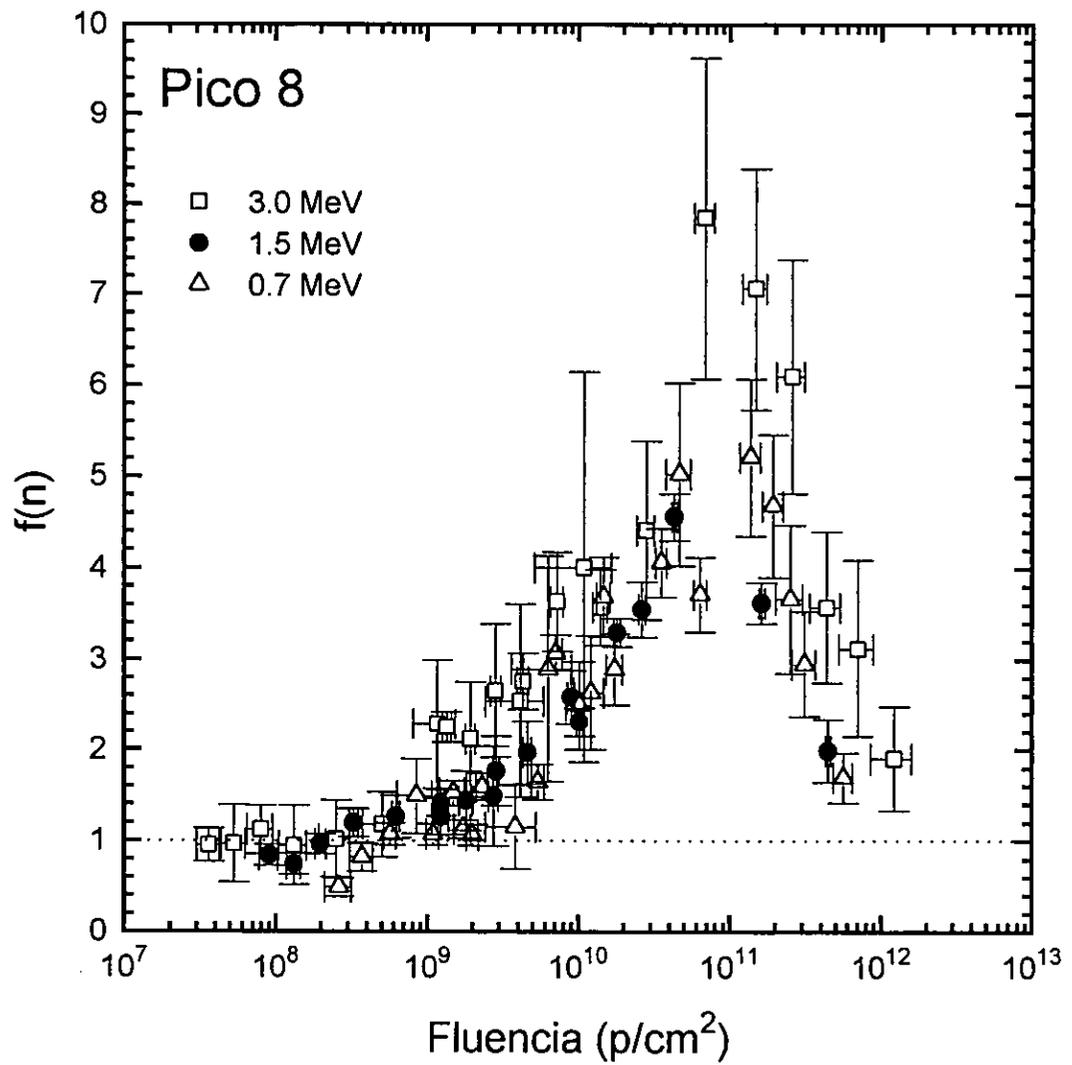
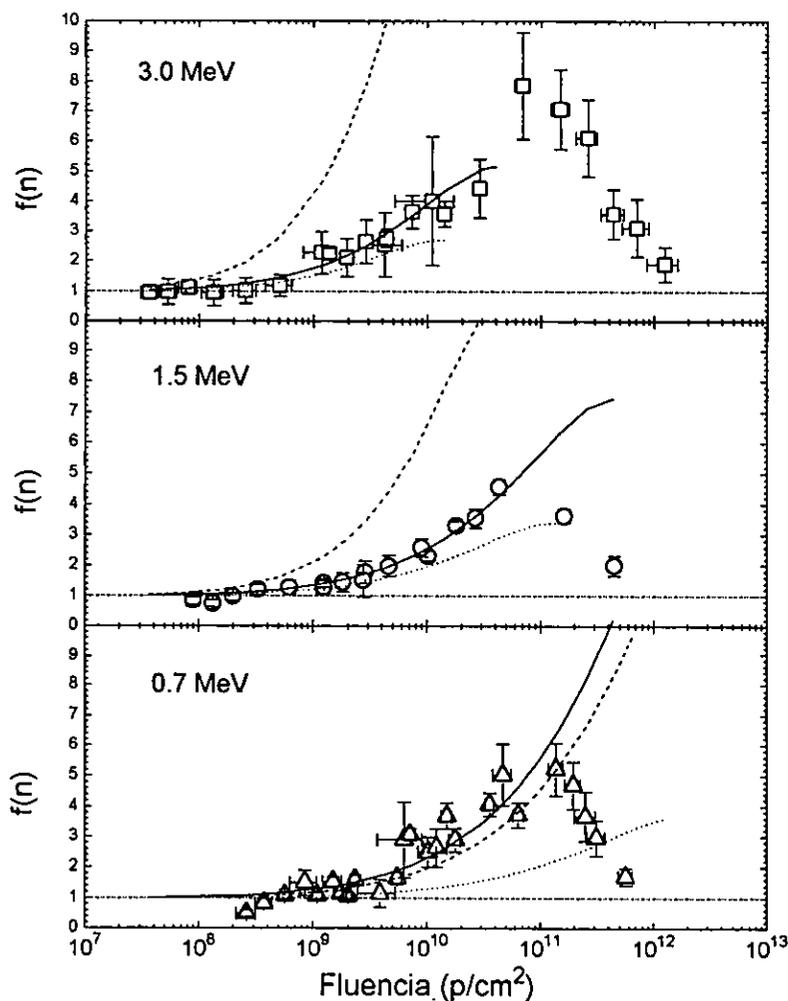


Figura 5.3 Curva que muestra la función $f(n)$ para el pico 8 de LiF: Mg, Ti irradiado con protones de 0.7 MeV [GB98], 1.5 y 3.0 MeV.

Pico 8



Parámetros utilizados para el TIM y UNIM:

..... TIM
 r_0 escalado
 (472, 138 y 36 A)
 $\lambda = 1500$ A

..... UNIM
 r_0, r_e, Ω escalados
 $\lambda = 1500$ A

E(MeV)	r_0 (A)	r_e (A)	Ω	LET
0.7	20	36	20	33.3
1.5	75	138	33	20.9
3.0	255	472	55	12.4

—— UNIM
 (mejor ajuste)
 r_0, r_e escalados
 $\lambda = 1500$ A

Energía (MeV)	Ω
3	6
1.5	8
0.7	25

Figura 5.4 En estas gráficas se muestran $f(n)$ para el pico 8 experimental de TLD-100 irradiados con protones de 3.0, 1.5 y 0.7 MeV [GB96]. En cada caso se incluyen los valores de $f(n)$ calculado con el modelo TIM con líneas punteadas, UNIM con líneas de rayas discontinuas y UNIM (mejor ajuste) con líneas continuas.

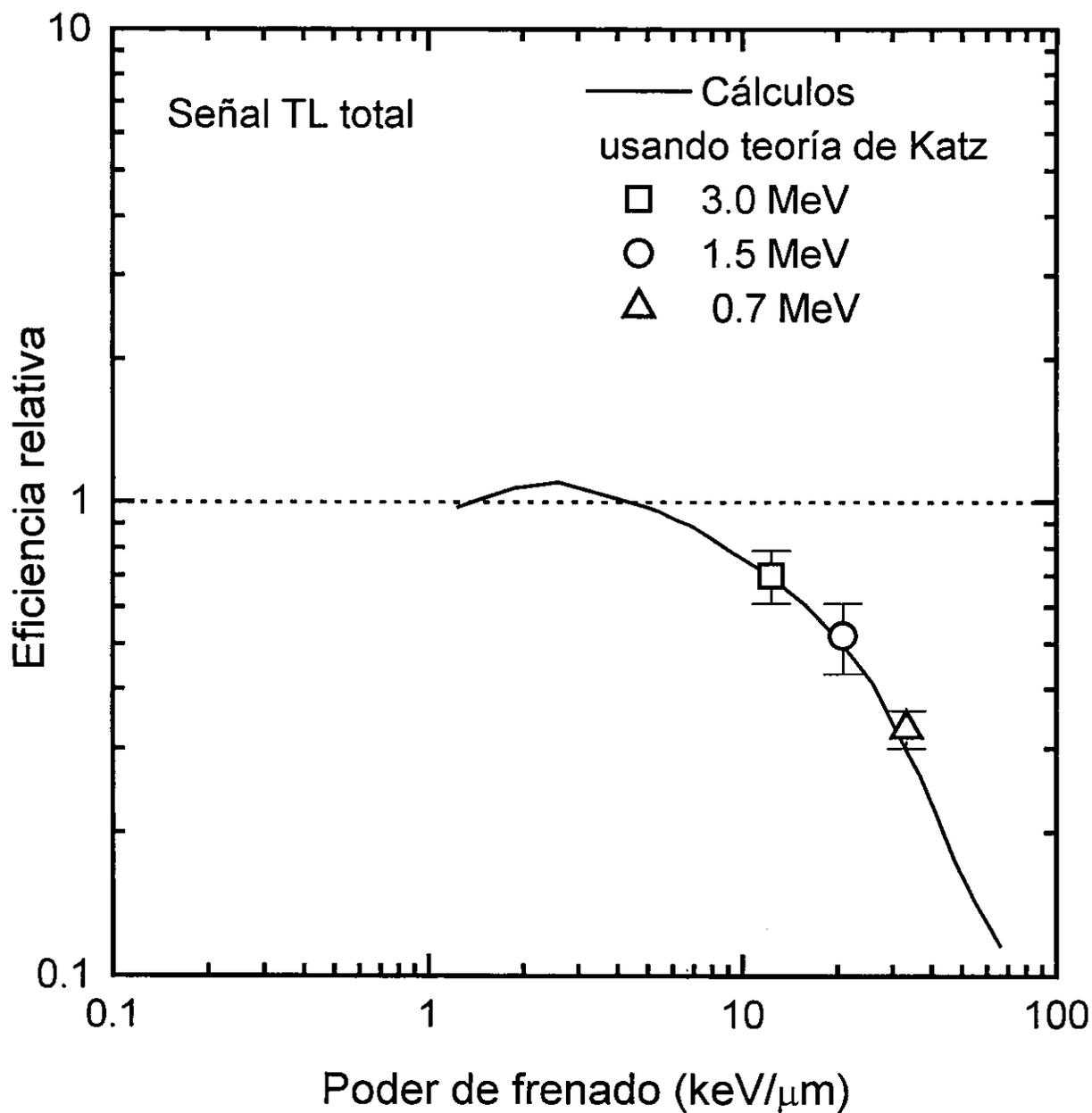


Figura 5.5 Gráfica de los valores de la eficiencia relativa experimental para señal total de TLD-100 irradiados con protones respecto de la irradiación con rayos γ de ^{60}Co . En esta gráfica también se muestra el cálculo del modelo de Katz con $a_0=100$ A.

CAPÍTULO 6

CONCLUSIONES.

Consideramos que las conclusiones más importantes del presente trabajo son:

Con la medición de la respuesta TL del LiF:Mg,Ti (TLD-100) como función de la fluencia de protones de 1.5 y 3.0 MeV, se han identificado las zonas de respuesta lineal, supralineal y de saturación. El conocimiento de los límites de los intervalos de diferente comportamiento en esta curva tienen aplicaciones inmediatas en la dosimetría principalmente, tanto en física médica donde ya se utilizan haces de protones para depositar altas dosis en zonas invadidas por tejido tumoral.

La similitud en la forma de las curvas de brillo y de las curvas Señal TL-fluencia para irradiación con protones de diferente energía, indica que el comportamiento del material TLD-100 es análogo para protones independientemente de su energía. Esta información aunada con otros estudios que actualmente se realizan ([RO98] y [GB98]) para otro tipo de partículas como son partículas alfa o iones pesados, de seguro mostrará los parámetros necesarios para identificar las propiedades de respuesta que el material tiene al tipo de partícula con la que se irradia.

La dependencia más fuerte que presenta el TLD a protones de energía diferente es en su eficiencia, que disminuye de 0.7 a 0.3 entre 3 y 0.7 MeV.

Se puede concluir que es prácticamente equivalente evaluar la respuesta TL realizando la deconvolución de las curvas de brillo por el método GB (que supone 7 picos: 3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9), que con el método H (que supone 9 picos: 3, 4, 5, 6a, 6b,

7, 8, 9 y 10) ya que la evolución con la fluencia es análoga para el pico 5 de ambas deconvoluciones; para el pico 6 (GB) con los picos 6a y 6b (H), así como para los picos de alta temperatura. Argumentos similares son aplicables para el valor de la $f(n)_{\max}$ calculado con ambas deconvoluciones, como fue mostrado en el capítulo 5.

Se ha medido la función de supralinealidad para el LiF:Mg,Ti (TLD-100) como función de la fluencia para las irradiaciones con protones de 1.5 y 3.0 MeV, observando que la supralinealidad se presenta a fluencias menores para protones de 3.0 MeV que para protones de 1.5 MeV, como lo predicen los modelos de interacción de trazas.

Se comprobó que los modelos de TIM y UNIM de Horowitz no predicen de manera cuantitativa el comportamiento experimental de $f(n)$, sin embargo actualmente M. Rodríguez desarrolla un modelo que incorpora los conceptos generales de interacción de trazas [AT75] a una simulación Monte Carlo para describir y predecir la función $f(n)$, el cual se ve muy prometedor.

Finalmente, debe observarse que el presente trabajo estudia por vez primera la respuesta TL y la supralinealidad del LiF:Mg,Ti (TLD-100), como función de la energía del haz de protones con el cual se irradia al dosímetro. La dependencia observada con la energía es pequeña para la respuesta total y para el pico 5 (pico dosimétrico) particularmente, mientras que para los picos de alta temperatura se incrementa notablemente conforme aumenta la temperatura del pico, en especial para el pico 8.

El método experimental que se desarrolló durante este trabajo puede ser usado para extender el estudio sistemático a otros iones incidentes y a otros materiales termoluminiscentes.

APÉNDICE A

CALCULO DE INCERTIDUMBRES.

Para el cálculo de las incertidumbres se utilizó la relación general para la propagación de incertidumbres [BE92],

$$u^2 = \sum_{i=1}^n [df/dx_i]^2 u^2(x_i) \quad (\text{A.1})$$

donde u es la incertidumbre de la variable incógnita (o de interés) resultado de la propagación de las incertidumbres, $u(x_i)$ de las variables medidas, x_i .

A1. La fluencia.

La fluencia, ϕ_{TLD} , fue calculada dividiendo el número de protones incidentes, N_{TLD} , sobre el dosímetro (relación 3.4) entre el área del microcubo de TLD-100

$$\phi_{TLD} = (N_{DBS} (d\sigma/d\Omega)_{TLD} \Delta\Omega_{TLD}) / (A_{TLD} (d\sigma/d\Omega)_{DBS} \Delta\Omega_{DBS}) \quad (\text{A.2})$$

donde N_{DBS} representa el número de cuentas de los protones dispersados elásticamente al detector de barrera superficial, $(d\sigma/d\Omega)_{TLD}$ y $(d\sigma/d\Omega)_{DBS}$ son la sección eficaz diferencial para protones dispersados elásticamente a los ángulos de colocación de los microcubos (TLD) y del detector de barrera superficial (DBS), respectivamente, y $\Delta\Omega_{TLD}$ y $\Delta\Omega_{DBS}$ son los ángulos sólidos para los microcubos y para el detector de barrera superficial, respectivamente.

Sustituyendo en (A.2) el valor de la sección eficaz diferencial elástica de Rutherford

$$(d\sigma/d\Omega) = (1/16)(zZe^2/4\pi\epsilon_0 E)^2 (1/\text{sen}^4(\theta/2)) \quad (\text{A.3})$$

y el valor del ángulo sólido del TLD y del detector DBS,

$$\Delta\Omega_{\text{TLD}} = A_{\text{TLD}}/R_{\text{TLD}}^2 \quad \text{y} \quad (\text{A.4a})$$

$$\Delta\Omega_{\text{DBS}} = (A_{\text{DBS}}/R_{\text{DBS}}^2) = \pi r_{\text{DBS}}^2/R_{\text{DBS}}^2 \quad (\text{A.4b})$$

resulta,

$$\phi_{\text{TLD}} = (N_{\text{DBS}} R_{\text{DBS}}^2 \text{sen}^4(\theta_{\text{DBS}}/2)) / (\pi r_{\text{DBS}}^2 R_{\text{TLD}}^2 \text{sen}^4(\theta_{\text{TLD}}/2)) \quad (\text{A.5})$$

esta relación incluye explícitamente la dependencia de las variables medidas, y resulta independiente del área del dosímetro.

Aplicando la relación (A.1) a la ecuación (A.5) se obtiene para la incertidumbre de la fluencia, $u^2(\phi_{\text{TLD}})$,

$$\begin{aligned} u^2(\phi_{\text{TLD}}) = & [d\phi_{\text{TLD}}/dN_{\text{DBS}}]^2 u^2(N_{\text{DBS}}) + [d\phi_{\text{TLD}}/dR_{\text{DBS}}^2]^2 u^2(R_{\text{DBS}}) + \\ & [d\phi_{\text{TLD}}/dR_{\text{TLD}}^2]^2 u^2(R_{\text{TLD}}) + [d\phi_{\text{TLD}}/dr_{\text{DBS}}^2]^2 u^2(r_{\text{DBS}}) + \\ & [d\phi_{\text{TLD}}/d\theta_{\text{DBS}}]^2 u^2(\theta_{\text{DBS}}) + [d\phi_{\text{TLD}}/d\theta_{\text{TLD}}]^2 u^2(\theta_{\text{TLD}}) \end{aligned}$$

Realizando los cálculos de las derivadas y dividiendo entre la fluencia, tenemos la incertidumbre relativa igual a

$$\begin{aligned} [u(\phi_{\text{TLD}})/\phi_{\text{TLD}}]^2 = & [u(N_{\text{DBS}})/N_{\text{DBS}}]^2 + [2 u(R_{\text{DBS}})/R_{\text{DBS}}]^2 + \\ & [2 u(R_{\text{TLD}})/R_{\text{TLD}}]^2 + [2 u(r_{\text{DBS}})/r_{\text{DBS}}]^2 + \\ & [2 \cos(\theta_{\text{DBS}}/2) u(\theta_{\text{DBS}}) / \text{sen}(\theta_{\text{DBS}}/2)]^2 + \\ & [2 \cos(\theta_{\text{TLD}}/2) u(\theta_{\text{TLD}}) / \text{sen}(\theta_{\text{TLD}}/2)]^2 \end{aligned}$$

En las tablas A.1 - A.4 se muestran las incertidumbres relativas de los diversos factores que intervienen en el cálculo de la fluencia para las corridas realizadas.

En las tablas A.5 - A.8 se muestran los valores de la fluencia y su incertidumbre relativa, para las corridas realizadas.

Tabla A.1 Incertidumbres de las cantidades que contribuyen al cálculo de la fluencia para protones de 1.5 MeV, corrida de baja fluencia.

Variable	Origen de la incertidumbre	Valor	Incertidumbre relativa
N_{DBS}	Ajuste del área integrada del pico elástico	6084715	0.020
R_{DBS}	medida de la distancia (m.d.=mm)	8.6 cm	0.012
R_{TLD}	medida de la distancia (m.d.=mm)	7.7 cm	0.013
I_{DBS}	medida diámetro del colimador (md=0.01mm)	0.099 cm	0.002
θ_{DBS}	medida con el goniómetro	55°	0.034
θ_{TLD}	medida con el goniómetro y transportador	15.5°	0.128
		20°	0.099
		28°	0.070
		35°	0.055
		42°	0.045
		50°	0.037
		57.5°	0.032
		64.5°	0.028
		72°	0.024

Tabla A.2 Incertidumbres de las cantidades que contribuyen al cálculo de la fluencia para protones de 1.5 MeV, corrida de alta fluencia.

Variable	Origen de la incertidumbre	Valor	Incertidumbre relativa
N_{DBS}	Ajuste del área integrada del pico elástico	4978898	0.020
R_{DBS}	medida de la distancia (m.d.=mm)	8.6 cm	0.012
R_{TLD}	medida de la distancia (m.d.=mm)	7.7 cm	0.013
r_{DBS}	medida diámetro del colimador (md=0.01mm)	0.099 cm	0.002
θ_{DBS}	medida con el goniómetro	135°	0.007
θ_{TLD}	medida con el goniómetro y transportador	15.5°	0.128
		20°	0.099
		28°	0.070
		35°	0.055
		42°	0.045
		50°	0.037
		57.5°	0.032
		64.5°	0.028
		72°	0.024

Tabla A.3 Incertidumbres de las cantidades que contribuyen al cálculo de la fluencia para protones de 3.0 MeV, corrida de baja fluencia.

Variable	Origen de la incertidumbre	Valor	Incertidumbre relativa
N_{DBS}	Ajuste del área integrada del pico elástico	2454394	0.001
R_{DBS}	medida de la distancia (m.d.=mm)	8.6 cm	0.012
R_{TLD}	medida de la distancia (m.d.=mm)	7.7 cm	0.013
r_{DBS}	medida diámetro del colimador (md=0.01mm)	0.099 cm	0.002
θ_{DBS}	medida con el goniómetro	55°	0.034
θ_{TLD}	medida con el goniómetro y transportador	15.5°	0.128
		20°	0.099
		28°	0.070
		35°	0.055
		42°	0.045
		50°	0.037
		57.5°	0.032
		64.5°	0.028
		72°	0.024

Tabla A.4 Incertidumbres de las cantidades que contribuyen al cálculo de la fluencia para protones de 3.0 MeV, corrida de alta fluencia.

Variable	Origen de la incertidumbre	Valor	Incertidumbre relativa
N_{DBS}	Ajuste del área integrada del pico elástico	2454394	0.001
R_{DBS}	medida de la distancia (m.d.=mm)	11.35	0.009
R_{TLD}	medida de la distancia (m.d.=mm)	7.7 cm	0.013
r_{DBS}	medida diámetro del colimador (md=0.01mm)	0.099 cm	0.002
θ_{DBS}	medida con goniómetro	135°	0.007
θ_{TLD}	medida con goniómetro y transportador	13.5°	0.147
		15.5°	0.128
		17.5°	0.113
		20°	0.099
		23°	0.086
		28°	0.070
		35°	0.055
		42°	0.045
		50°	0.037
		57.5°	0.032
		64.5°	0.028
		72°	0.024
		80°	0.021

Tabla A.5 Incertidumbres de la fluencia para protones de 1.5 MeV, baja fluencia.
Detector de barrera superficial en $\theta_{DBS}=55^\circ$

Ángulo del TLD	Fluencia (p/cm ²)	Incertidumbre relativa
15.5°	2.66×10^{10}	0.134
20°	1.02×10^{10}	0.106
28°	2.87×10^9	0.080
35°	1.24×10^9	0.067
42°	6.25×10^8	0.059
50°	3.28×10^8	0.053
57.5°	1.98×10^8	0.049
64.5°	1.32×10^8	0.047
72°	9.01×10^7	0.045

Tabla A.6 Incertidumbres de la fluencia para protones de 1.5 MeV, alta fluencia.

Detector de barrera superficial en $\theta_{DBS}=135^\circ$

Ángulo del TLD	Fluencia (p/cm ²)	Incertidumbre relativa
15.5°	4.47 x 10 ¹¹	0.134
20°	1.63 x 10 ¹¹	0.106
28°	4.32 x 10 ¹⁰	0.080
35°	1.81 x 10 ¹⁰	0.067
42°	8.96 x 10 ⁹	0.059
50°	4.63 x 10 ⁹	0.053
57.5°	2.76 x 10 ⁹	0.049
64.5°	1.82 x 10 ⁹	0.047
72°	1.24 x 10 ⁹	0.045

Tabla A.7 Incertidumbres de la fluencia para protones de 3 MeV baja fluencia.

Detector de barrera superficial en $\theta_{DBS}=55^\circ$

Ángulo del TLD	Fluencia (p/cm ²)	Incertidumbre relativa
15.5°	1.07 x 10 ¹⁰	0.134
20°	4.12 x 10 ⁹	0.106
28°	1.16 x 10 ⁹	0.080
35°	4.99 x 10 ⁸	0.067
42°	2.52 x 10 ⁸	0.059
50°	1.32 x 10 ⁸	0.053
57.5°	7.98 x 10 ⁷	0.049
64.5°	5.31 x 10 ⁷	0.047
72°	3.63 x 10 ⁷	0.045

Tabla A.8 Incertidumbres asociadas a la fluencia para protones de 3 MeV alta fluencia. Detector de barrera superficial en $\theta_{DBS}=135^\circ$

Ángulo del TLD	Fluencia (p/cm ²)	Incertidumbre relativa
13.5°	1.28 x 10 ¹²	0.150
15.5°	7.00 x 10 ¹¹	0.131
17.5°	4.56 x 10 ¹¹	0.116
20°	2.55 x 10 ¹¹	0.102
23°	1.54 x 10 ¹¹	0.090
28°	6.76 x 10 ¹⁰	0.075
35°	2.83 x 10 ¹⁰	0.061
42°	1.40 x 10 ¹⁰	0.053
50°	7.25 x 10 ⁹	0.046
57.5°	4.32 x 10 ⁹	0.041
64.5°	2.85 x 10 ⁹	0.038
72°	1.94 x 10 ⁹	0.036
80°	1.43 x 10 ⁹	0.034

A1. La señal termoluminiscente.

La incertidumbre asignada al promedio de la señal termoluminiscente fue igual a la desviación estándar de las medidas correspondientes a la misma fluencia.

A.3 La función de supralinealidad.

La función de supralinealidad experimental es calculada con:

$$f(n) = (\text{STL/Fluencia}) / (\text{STL/Fluencia})_{\text{zona lineal}}$$

como se indico en la expresión (4.3).

Para calcular la incertidumbre de $f(n)$ se utilizó la relación general de propagación de incertidumbres (A.1).

APENDICE B.

CÁLCULO DE LA PÉRDIDA DE LA ENERGÍA DEL HAZ EN EL BLANCO.

Consideremos la figura 3.3, donde se muestra el diagrama de las condiciones geométricas de la irradiación. En esta figura se observa que los dosímetros se encuentran a diferentes ángulos respecto de la dirección del haz primario del acelerador. Por esta razón la energía de los protones incidentes en los TLD-100 depende del ángulo de colocación del dosímetro. La variación de la energía entre los dosímetros expuestos en una irradiación dada es relativamente pequeña, de manera que no esperamos diferencias en la física del proceso entre un dosímetro y otro. Sin embargo, la cantidad de energía que cada protón deposita en un TLD-100 es directamente proporcional al producto de la fluencia y la energía transportada por cada protón. Debido a que este trabajo tiene como objetivo estudiar con rigor la linealidad de la respuesta, decidimos corregir individualmente la respuesta de los dosímetros tomando en cuenta las pequeñas diferencias en la energía del protón incidente a cada ángulo. Esto se efectuó normalizando los valores de respuesta TL en cada dosímetro respecto de los valores que tendrían a la energía nominal del haz primario.

Para el cálculo (ver figura B.1) se supuso que la dispersión del haz de protones ocurre en un punto ubicado a una profundidad igual a la mitad del espesor del blanco. El protón dispersado es emitido a diferentes ángulos, viaja distancias diferentes dentro del blanco, perdiendo una parte de su energía, que depende del ángulo de dispersión. En la figura B.1 se muestra un esquema de estos detalles.

Los cálculos realizados para efectuar la corrección fueron:

1. Pérdida de energía del haz de protones al atravesar la mitad del espesor del blanco: $\Delta E = (dE/dX) x/2$, igual para todos los ángulos de los dosímetros.
2. Cálculo cinemático (conservación del momento lineal) de la energía del protón dispersado. Este cálculo se realizó utilizando un programa de cinemática del IFUNAM.
3. Pérdida de energía del protón dispersado al atravesar la segunda mitad del blanco según su ángulo de dispersión (igual al ángulo θ en que se encuentra el dosímetro): $\Delta E = (dE/dX) (x/2\cos\theta)$.
4. Pérdida de energía del protón dispersado al atravesar el Mylar que sostiene al dosímetro.

Las Tablas B.1-B.4 muestran los valores obtenidos en cada etapa del cálculo para cada corrida.

Tabla B1. Correcciones de la señal TL para la corrida de 1.5 MeV, bajas fluencias.
Energía del protón al atravesar la mitad del blanco $E_1 = 1.490$ MeV.

Ángulo del TLD	Energía por cinemática (E_2)	Energía a la salida del blanco (E_3)	Energía después del Mylar (E_4)	Factor de corrección
16.5°	1.488	1.478	1.440	1.042
21°	1.488	1.477	1.439	1.043
29°	1.488	1.477	1.439	1.043
36°	1.487	1.475	1.437	1.044
43°	1.486	1.473	1.434	1.046
51°	1.484	1.468	1.430	1.049
58.5°	1.483	1.464	1.425	1.052
65.5°	1.481	1.457	1.418	1.057
73°	1.479	1.445	1.406	1.067

Todas las energías se dan en MeV

Tabla B2. Correcciones de la señal TL para la corrida de 1.5 MeV, altas fluencias.
Energía del protón al atravesar la mitad del blanco $E_1 = 1.490$ MeV.

Ángulo del TLD	Energía por cinemática (E_2)	Energía a la salida del blanco (E_3)	Energía después del Mylar (E_4)	Factor de corrección
15.5°	1.488	1.478	1.440	1.042
20°	1.488	1.477	1.439	1.043
28°	1.488	1.477	1.439	1.043
35°	1.487	1.475	1.437	1.044
42°	1.486	1.473	1.435	1.046
50°	1.485	1.469	1.431	1.048
57.5°	1.483	1.464	1.425	1.052
64.5°	1.481	1.458	1.419	1.057
72°	1.479	1.446	1.407	1.066

Todas las energías se dan en MeV

Tabla B3. Correcciones de la señal TL para la corrida de 3 MeV, bajas fluencias.
Energía del protón al atravesar la mitad del blanco $E_1 = 2.993$ MeV.

Ángulo del TLD	Energía por cinemática (E_2)	Energía a la salida del blanco (E_3)	Energía después del Mylar (E_4)	Factor de corrección
16.5°	2.992	2.985	2.962	1.013
21°	2.991	2.984	2.960	1.013
29°	2.989	2.981	2.955	1.015
36°	2.987	2.978	2.955	1.015
43°	2.985	2.976	2.952	1.016
51°	2.982	2.971	2.948	1.018
58.5°	2.978	2.965	2.942	1.020
65.5°	2.975	2.958	2.935	1.022
73°	2.971	2.947	2.924	1.026

Todas las energías se dan en MeV

Tabla B4. Correcciones de la señal TL para la corrida de $E = 3$ MeV, altas fluencias. Energía del proton al atravesar la mitad del blanco $E_1 = 2.993$ MeV.

Ángulo del TLD	Energía por cinemática (E_2)	Energía a la salida del blanco (E_3)	Energía después del Mylar (E_4)	Factor de corrección
13.5°	2.992	2.985	2.962	1.013
15.5°	2.992	2.985	2.962	1.013
17.5°	2.992	2.985	2.962	1.013
20°	2.991	2.984	2.961	1.013
23°	2.991	2.983	2.960	1.013
28°	2.989	2.981	2.955	1.015
35°	2.987	2.979	2.955	1.015
42°	2.985	2.976	2.953	1.016
50°	2.982	2.971	2.948	1.018
57.5°	2.979	2.966	2.943	1.019
64.5°	2.976	2.960	2.937	1.021
72°	2.972	2.950	2.926	1.025
80°	2.968	2.928	2.904	1.033

Todas las energías se dan en MeV

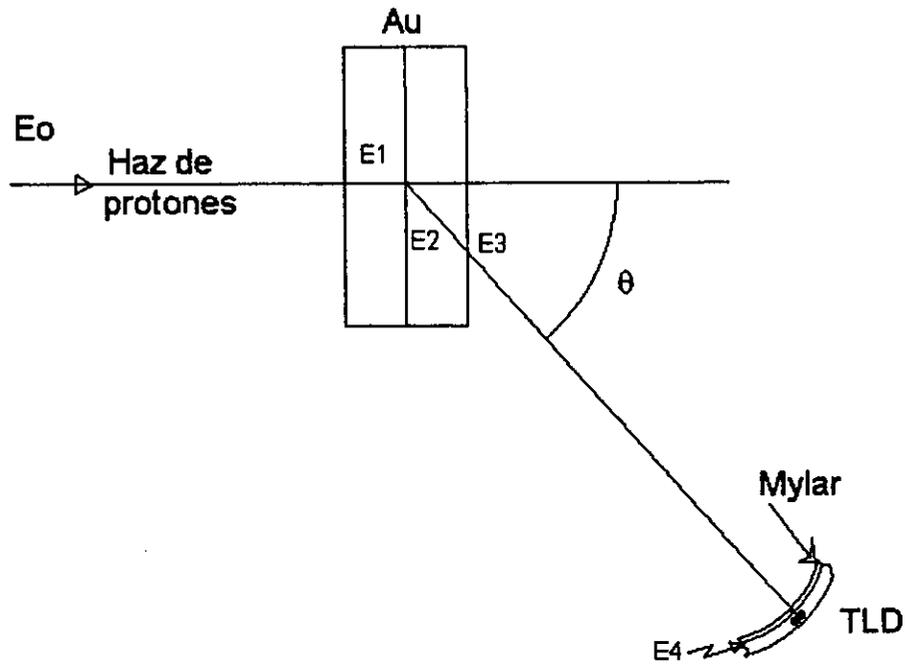


Figura B.1 Esquema que muestra la trayectoria de un protón que se considerado para las correcciones. El protón llega al blanco con energía E_0 y pierde ΔE de energía por atravesar la mitad del blanco, E_1 . Colisiona y por conservación del momento lineal sale con menor energía, E_2 . Pierde de nuevo energía al atravesar el resto del espesor del blanco, quedando con energía, E_3 . Finalmente, pierde energía al atravesar el Mylar, llegando al dosímetro con energía E_4 .

REFERENCIAS

- AT75** Attix, Frank Herbert. Further consideration of the track interaction model for thermoluminescence in LiF (TLD-100), *J. Appl.*, **46** (1975)81-88
- AT86** Attix, Frank Herbert. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. John Wiley & Sons, N.Y., 1986.
- BE92** Bevington P. R., D. K. Rovinson. Data deduction and error analysis for the physical science McGraw-Hill N.Y.1992.
- BJ81** Bjarngard B. E. *Healt Phys.* **40**(1981)913.
- BU67** Butts, J. J. and R. Katz, Theory of RBE for jeavy ion bombardment of dry enzymes and viruses, *Radist. Res.*, **30**(1967)855.
- BU82** Buenfil, A. E., Uso de películas de tinte radiocrómico como dosímetros secundarios, Tesis profesional, Fac. Ciencias, UNAM.
- BU87** Buenfil, A. E., R. M. Uribe, A. de la Piedad, W. L. McLaughlin and A. Miller. Thin plastic radiochromic dye films as ionizing radiation dosimeter, *Radiat. Phys. Chem.* **22**(1985)325.
- CA93** Carrillo, R. E. Thermoluminescent response of several phosphors to monoenergetic photon beams with energies from 275 to 2550 eV. Tesis, University of Wisconsin, USA, 1993.
- CE94** CENAM Dirección de Metrología Eléctrica. Guía BIMP/ISO para la expresión de la incertidumbre en las mediciones. CENAM, Rep Tec. CNM-MED-PT-0002 Queretaro1994.
- CL68** Claffy, E. W., Click, C. C. And Attix, F. H. Processes and colour centers in LiF:Mg,Ti, In Proc. 2nd. Int. Conf. On.
- DA49** Daniels F., C. A. Boyd and D. F. *Saunders Science* **109**(1949)440.
- DA53** Daniels F., C. A. Boyd and D. F. *Saunders Science* **117**(1953)34.
- GB95** Gamboa de Buen, I, et. all Supralinearity in the response of TLD-100 to 5.3 MeV alpha particles. *Radiation Protection Dosimetry*(1995)

GB96a Gamboa de Buen, Ma. Isabel. Medida de la respuesta termoluminiscente (eficiencia y supralinealidad) de LiF:Mg,Ti expuesto a radiación altamente ionizante. Tesis doctoral, Fac. Ciencias, UNAM.

GB96 Gamboa de Buen, I. Y. M. E. Brandan. Influence of annealing on TDD-100 response to 5.3 MeV alpha particles *Appl. Radiat. Isot.* **47**(1996)111-114.

GI57 Ginther R. J. and R. D. Kirk J. *Electrochem. Soc.* **104**(1957)365.

HF897 Hoffman M. W. *Ann. Phys. Chem. N.F.* **60**(1897)269.

HO84 Horowitz, Y. S., R. Chen, M. D. Morgan and T. G. Stoebe. Termoluminescence and thermoluminescent dosimetry. Vol I.

HO90 Horowitz, Y. S. Mathematical modelling of supralinearity for heavy charged particles *Radiation Protection Dosimetry* **33**(1990)75-81.

JA81 Jamba, Douglas. Dosimetry measurement in ion implanters. *Nuclear Instruments Methods* **189**(1981)253.

KR88 Krane, Kenneth. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons (1988).

MA69 Marmier, Pierre and E. Sheldon. *Physics of nuclei and particles*, vol.1 Academic Press. N.Y.,1969.

MA85 Mahesh, K. Y. D. R. *Vij Tecchiques of radiation dosimetry*. Wiley Eastern Limited. India, 1985.

MI89 Mische, E. F. And McKeever S. W. S. Mechanisms of supralinearity in Lithium fluoride thermoluminescence dosimeters *Radiation Protection Dosimetry* **29** (1989) 159-175.

MK81 McKinlay A. F. *Thermoluminescence dosimetry*. Adam Hilger Bristol, 1981.

MO80 Montret-Brugerolle, M. Distribution spatiale de l'énergie déposée par des ions énergétiques dans les milieux condensés étudié par thermoluminescence. Tesis de doctorado, Universidad de Clermont-Ferrand II Francia.

MO86 Moscovitch M., Horowitz Y. S. A microdosimetric track interaction model applied to alpha-particle-induced supralinearity and linearity in thermoluminescent LiF:Mg,Ti. *Radiation Protection Dosimetry* **17** (1986) 487.

MO88 Moscovitch M., 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** (1988) 804-814.

PU49 Purcell J. D., R. Tousey and K. Watanabe. *Phys. Rev.* **76**(1949)165.

PO71 Podgorsak, E.B., P. R. Moran, J.R. Cameron. Interpretation of resolved glow curve shapes in LiF (TLD-100) from 100 K to 500 K. *Proc.3rd Int. Conf. On Luminescence Dosimetry*, Riso report 249.

RA45 Randall J. T., M. H. F. Wilkins, The phosphorescence of various solids, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **184**(1945)347.

RO98 Rodríguez-Villafuerte, M. A Monte Carlo approach to the track interaction model to explain supralinearity in the thermoluminescence response. *Enviado a Nucl. Instr. Meth. B*(1998).

WA80 Waliorski and R. Katz. Supralinearity of peak 5 and 6 in TLD-700. *Nucl. Instr. Meth.* **172**(1980)463.

WA80 Waliorski and R. Katz. Supralinearity of peak 5 and 6 in TLD-701. *Nucl. Instr. Meth.* **175**(1980)48.

WA86 Waliorski, M.P.R., R.N. Hamm and R. Katz. The radial distribution of dose around the path of heavy ion in liquid water. *Int. J. Radiat. Appl. Instrum., Part D: Nucl. Tracks Radiat. Meas.*, **11**(1986)309.