



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**RESPUESTA
TERMOLUMINISCENTE DEL
TLD100 IRRADIADO CON
PROTONES DE 5keV**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A:

HUGO EVELIO VÁZQUEZ HERNÁNDEZ



**DIRECTOR DE TESIS:
M. en C. PATRICIA RAQUEL AVILÉS
MANDUJANO**

**CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX.
2021**



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.

DEDICATORIA

Con todo mi cariño a mis padres e hijos:

Clorinda Hernández Palacios,

Evelio Vázquez Mendoza,

Zair y Leonel Vázquez Ibarra.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco especialmente a mi directora de tesis la M. en C. Patricia Raquel Avilés Mandujano por compartirme su experiencia, su saber y su tiempo. Por sus valiosos comentarios, su gran apoyo y su paciencia, de todo corazón mil gracias.

A los Doctores Jannet Ramírez Legorreta y Juan López Patiño por instruirme y aclarar mis dudas en el uso del acelerador lineal de iones del Taller de Colisiones de la Facultad de Ciencias de la UNAM.

A todo el comité sinodal por mejorar mi trabajo con sus observaciones y sugerencias. A las doctoras Olga Leticia Ávila Aguirre y María Isabel Gamboa de Buen por todo el tiempo que invirtieron en revisar con gran detalle este trabajo y por sus críticas constructivas que fueron cruciales en el análisis de los resultados obtenidos.

A la Dra. Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga por corregirme y ayudarme a crear una mejor versión de esta tesis e incluirme en su proyecto “*Ionización y Fragmentación de Blancos Moleculares en Colisiones con Protones a Bajas Energías*” y hacer posible el sustento que me permitió continuar mis estudios en tiempos económicamente complicados por la pandemia COVID-19.

Esta investigación fue realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM número 31 clave IN115718. Agradezco a la DGAPA-UNAM por la beca recibida.

Agradezco infinitamente a mi familia por su apoyo incondicional. A mi madre Clorinda Hernández Palacios porque nunca perdió la fe en mí. A mi padre Evelio Vázquez Mendoza por su esfuerzo constante. A mis hijos Zair y Leonel Vázquez Ibarra por inspirarme. A mis hermanos Flor Araceli y Jorge Alberto Vázquez Hernández por sus ánimos. A mis sobrinos Yarezi Abigail y Luis Jael Morales Vázquez y Joshua Damián Vázquez Bautista por su afecto y admiración. Y por último pero no menos importante, a mi pareja Evangelina Piña Rivas por acompañarme en buenas y malas a construir y concluir con este trabajo un ciclo muy importante de mi vida.

TABLA DE CONTENIDO

RESUMEN.....	5
INTRODUCCIÓN.....	7
FUNDAMENTOS.....	10
1.1 RADIACIÓN IONIZANTE.....	10
1.2 EFECTOS DE INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN CON LA MATERIA.....	11
1.3 PODER DE FRENADO.....	14
1.4 ALCANCE.....	15
1.5 MAGNITUDES RADIOLÓGICAS.....	17
1.5.1 FLUENCIA.....	17
1.5.2 KERMA.....	17
1.5.3 DOSIS.....	18
1.6 EQUILIBRIO DE PARTÍCULA CARGADA.....	18
1.7 TERMOLUMINISCENCIA.....	20
1.8 DOSÍMETROS TL.....	22
1.9 TLD100.....	26
1.10 MODELO DE BANDAS.....	27
1.11 CURVA DE BRILLO.....	29
1.12 MODELO CINÉTICO.....	31
1.13 FUNCIÓN DE SUPRALINEALIDAD Y EFICIENCIA RELATIVA TL.....	37
1.14 MODELOS DE INTERACCIÓN DE TRAZAS.....	38
1.14.1 MODELO UNIFICADO DE INTERACCIÓN DE TRAZAS.....	38
1.14.2 TEORÍA DE ESTRUCTURA DE TRAZAS MODIFICADA.....	40
DESARROLLO EXPERIMENTAL.....	42
2.1 TRATAMIENTO TÉRMICO.....	42
2.2 LECTURA DE DOSÍMETROS TL.....	45
2.3 PRUEBA DE REPRODUCIBILIDAD Y HOMOGENEIDAD DE DOSÍMETROS TL.....	49
2.4 CARACTERIZACIÓN DE LOS DOSÍMETROS TL.....	50
IRRADIACIÓN CON RAYOS GAMMA.....	54
3.1 SISTEMA DE IRRADIACIÓN GAMMA.....	54
3.2 CAMPO DE RADIACIÓN GAMMA.....	57
3.3 RESPUESTA TL A LA RADIACIÓN GAMMA.....	64
IRRADIACIÓN CON PROTONES.....	71
4.1 SISTEMA DE IRRADIACIÓN CON PROTONES.....	71
4.2 SELECCIÓN DE PROTONES.....	76
4.3 CÁLCULO DE LA FLUENCIA.....	81
RESPUESTA TL A PROTONES.....	87
5.1 RESULTADOS.....	88
5.2 DISCUSIÓN.....	93
5.3 IRRADIACIÓN POSTERIOR CON GAMMAS.....	104
CONCLUSIÓN.....	107
REFERENCIAS.....	111
ANEXO 1. PROTOCOLO DE LECTURA DE DOSÍMETROS TL.....	118
ANEXO 2. DIGITALIZACIÓN Y ANÁLISIS DE PTR.....	122
ANEXO 3. SUSTRACCIÓN DE LA SEÑAL ESPURIA CON CGCD.....	128

RESUMEN

En este trabajo se estudia el comportamiento de la respuesta termoluminiscente (RTL) total y la evolución de las curvas de brillo del dosímetro termoluminiscente TLD100 irradiado con protones de 5 keV a distintas fluencias. Se incluye una comparación con las curvas de brillo y de calibración reportadas en la literatura para protones de 0.7, 1.5 y 3.0 MeV; y con las obtenidas experimentalmente para rayos gamma de ^{137}Cs .

Para lograr este propósito hubo que satisfacer objetivos particulares relacionados con la cuantificación de la fluencia, la dosis y la caracterización de los dosímetros empleados. Se calculó la tasa de dosis que produce la fuente sellada de ^{137}Cs del Taller de Física de Radiaciones 1 de la Facultad de Ciencias de la UNAM a dos distancias fijas. Se calculó la fluencia recibida como función de la posición de los dosímetros con respecto al centro del haz de protones generado por el acelerador lineal de iones del Taller de Colisiones de la Facultad de Ciencias de la UNAM. Se determinaron la incertidumbre por reproducibilidad y los factores de sensibilidad de cada uno de los dosímetros y se encontraron los valores adecuados del filtro de velocidades para generar con el acelerador un haz de protones de 5 keV con la estabilidad, pureza e intensidad requeridas en este trabajo.

De las irradiaciones con protones de 5 keV se obtuvo que en el intervalo de fluencias estudiado la RTL del TLD100 de $1.30 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \pm 12.8\%$ a $2.63 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \pm 10.1\%$ presentó comportamiento indefinido, de $6.95 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \pm 10.0\%$ a $1.82 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \pm 8.6\%$ comportamiento supralineal y de $2.23 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \pm 7.4\%$ a $1.13 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \pm 8.4\%$ comportamiento sublineal. El comportamiento lineal no fue observable, por lo que fue imposible calcular la eficiencia relativa del TLD100 para protones de 5 keV con respecto a rayos gamma de ^{137}Cs . Sin embargo, los resultados obtenidos para TLD100 irradiado con ^{137}Cs fueron importantes como base de comparación y referencia para mostrar que la metodología empleada en la presente investigación es correcta.

La curva de calibración para protones de 5 keV tuvo una forma similar a las curvas de calibración para protones de 0.7, 1.5 y 3.0 MeV. Sin embargo se observó que los

comportamientos supralineal y sublineal para protones de 5 keV se presentaron a fluencias mayores de acuerdo con el modelo unificado de interacción de trazas (UNIM).

La curva de calibración para ^{137}Cs tuvo una forma distinta que la curva de calibración para protones de 5 keV porque el intervalo de dosis estudiado correspondió a una región de RTL con comportamiento lineal y supralineal. También se observó un desplazamiento de la curva hacia arriba debido a que la RTL del TLD100 irradiado con rayos gamma fue siempre mayor que la obtenida con protones de 5 keV incluso desde muy bajas dosis, en acuerdo con la teoría de estructura de trazas modificada (TSTM).

Las curvas de brillo que se obtuvieron muestran que la forma de la curva depende de la dosis. Se identificaron 3 formas principales distintas con máximos de intensidad TL localizados aproximadamente a las mismas temperaturas sobre regiones asociadas con los picos de brillo 3, 4 y 5. Las formas de las curvas difieren de las curvas de brillo reportadas para protones de otras energías y de las obtenidas para rayos gamma de ^{137}Cs . De los experimentos de prueba preliminares con el acelerador se obtuvieron curvas de brillo de TLD100 irradiado con argón y protones de 8 keV con una forma muy semejante a las obtenidas con protones de 5 keV, lo cual sugiere que la forma de la curva de brillo depende de la energía del campo de radiación y no del tipo de partícula irradiada.

A partir del Modelo de Bandas y los modelos de interacción de trazas se explica cualitativamente la forma de las curvas de brillo con respecto de la energía del campo de radiación y la fluencia de irradiación.

Este trabajo contribuye al esfuerzo que se ha venido haciendo por diferentes autores e instituciones desde finales del siglo pasado en el estudio del comportamiento del TLD100 irradiado con iones de distintas energías. Nuestras conclusiones podrían ser útiles y motivar el desarrollo de nuevos proyectos de titulación relacionados con la irradiación del TLD100 con iones de muy muy bajas energías. También esperamos que el presente escrito pueda servir como fuente de consulta para estudiantes interesados en el tema.

INTRODUCCIÓN

En la actualidad la radiación ionizante es un recurso de gran importancia. Tiene una amplia variedad de aplicaciones en distintas áreas. Con ella se puede cuantificar la cantidad de dióxido de carbono emitido por las fábricas, controlar plagas, generar energía eléctrica, producir polímeros y abono, esterilizar instrumentos y alimentos, conservar frutas y verduras e incluso mejorar las cosechas. Pero la radioterapia y el radiodiagnóstico son, en lo personal, los usos más sorprendentes que tiene la radiación.

A pesar de sus enormes beneficios, el uso de la radiación ionizante requiere de gran cuidado y control. La exposición irresponsable y desmesurada puede traer graves consecuencias para la salud. En el tejido vivo la interacción radiación–materia genera iones pesados positivos y electrones rápidos que atraviesan y rompen moléculas de importancia vital o producen radicales libres que reaccionan con otros componentes celulares generando diversas enfermedades, incluyendo la muerte.

Los efectos biológicos de la radiación ionizante se clasifican en deterministas y estocásticos. Entre los efectos deterministas se tiene: esterilidad temporal a 0.15 Gy en testículos y 0.6 Gy en ovarios, esterilidad permanente a 4 Gy en testículos y 3 Gy en ovarios, cataratas y eritema a 2 Gy en cristalino y piel respectivamente, alopecia a 5 Gy en piel, neumonía a 6 Gy y la muerte a 10 Gy [1]. Por otro lado, los efectos estocásticos pueden aparecer mucho tiempo después de la exposición y cualquier interacción es capaz de inducir una probabilidad de padecer alguno de ellos. La leucemia, la alteración en el desarrollo de embriones y fetos, y el cáncer son algunos ejemplos de efectos estocásticos.

Para garantizar la integridad física de las personas se han establecido límites de dosis tanto para el personal ocupacionalmente expuesto (POE) como para el público en general. La legislación mexicana, en el Reglamento General de Seguridad Radiológica (RGSR) de la Ley Reglamentaria al Artículo 27 Constitucional en Materia Nuclear Título III, estipula un límite para el equivalente de dosis efectivo anual de 50 mSv para POE, 5 mSv para público general y 0.5 mSv para estudiantes [2].

Una dosis excesiva en un tratamiento médico puede dañar los tejidos sanos adyacentes al tejido enfermo. Mientras que una dosis baja puede disminuir la calidad de la terapia y el control tumoral. Por tanto, es indispensable que la administración de la dosis se realice con la mayor exactitud posible, entre 3 y 5%, para optimizar los resultados del tratamiento [Ca14]. En este sentido, la dosimetría es un área muy importante de la Física Médica y de Radiaciones.

La dosimetría se divide principalmente en personal y ambiental. El objetivo de la primera consiste en cuantificar y controlar la dosis individual que recibe el POE con sus labores. Por otro lado, la dosimetría ambiental se ocupa de medir las variaciones de dosis debida a la radiación natural y artificial presentes en el entorno. Esta vigilancia permite detectar oportunamente la presencia de otras fuentes radioactivas.

Los dosímetros termoluminiscentes (TL) ofrecen muchas ventajas tanto económicas como operativas. Por ello los materiales TL son los más estudiados, en particular aquellos que son tejido-equivalentes, es decir que absorben y dispersan la radiación incidente de la misma forma que el tejido biológico. Por ello el fluoruro de litio (LiF) es el material TL más utilizado en dosimetría personal y se ha demostrado que la introducción de impurezas ha mejorado sus cualidades dosimétricas. El LiF dopado con magnesio y titanio, mejor conocido como TLD100, fue patentado por la compañía Harshaw Chemical en 1963 [Be73].

El lector encontrará en la bibliografía una larga lista de otras tesis y artículos científicos sobre este material irradiado con rayos gamma y partículas de distintas energías a diferentes dosis. Pero poco se ha dicho, o tal vez nada, sobre el comportamiento del TLD100 irradiado con protones de muy muy bajas energías, del orden de algunos keV, que si bien pueden encontrarse en los rayos cósmicos también pueden producirse en aceleradores de partículas. En este proyecto se utilizó el acelerador lineal de iones del Taller de Colisiones de la Facultad de Ciencias de la UNAM bajo la supervisión de los doctores Juan López y Jannet Rodríguez.

De esta forma surgen las siguientes preguntas ¿Cómo se comportará la RTL del TLD100 al ser irradiado con protones de estas energías a distintas fluencias? ¿Las curvas de brillo

tendrán la misma forma que las obtenidas para protones de otras energías o que las obtenidas para rayos gamma? Las respuestas a estas preguntas constituyen el objetivo general de este trabajo de tesis que más específicamente consiste en obtener la curva de calibración y la evolución de las curvas de brillo del TLD100 irradiado con protones de 5 keV a distintas fluencias y compararlas con las reportadas en la literatura para protones de 0.7, 1.5 y 3.0 MeV; y con las obtenidas experimentalmente para rayos gamma de ^{137}Cs .

La tesis se divide de la siguiente manera. En el capítulo 1 se exponen los conceptos básicos relacionados con la interacción radiación–materia y el fenómeno termoluminiscente. En el capítulo 2 se describe el tratamiento térmico, el protocolo de lectura y las pruebas de homogeneidad y reproducibilidad de los dosímetros TL. En el capítulo 3 se obtiene la respuesta TL del TLD100 a rayos gamma. Se calcula la tasa de dosis a dos distancias fijas del centro de la fuente radioactiva de ^{137}Cs y se obtiene la curva de calibración y las curvas de brillo a distintas dosis. En el capítulo 4 se describen con detalle el funcionamiento del acelerador lineal de iones, la espectrometría de masas, el cálculo de la fluencia y el método de irradiación de los dosímetros. En el capítulo 5 se muestra la respuesta TL del TLD100 irradiado con protones de 5 keV y se discuten los resultados obtenidos. Finalmente, en el capítulo 6 se presentan las conclusiones generales de la irradiación con protones y los resultados más importantes sobre la fuente sellada y el acelerador de iones.

Por último, en la sección de Anexos se incluyen 3 tutoriales con el deseo de que el presente escrito pueda servir como fuente de consulta para los estudiantes recién interesados en el tema. El primer anexo trata sobre el protocolo de lectura de dosímetros TL, el segundo sobre la digitalización y análisis de las películas radiocrómicas (PTR), y el tercero de la sustracción de la señal espuria de las curvas de brillo con el programa CGCD. Todo con el equipo disponible en el Taller de Física de Radiaciones 1 de la Facultad de Ciencias de la UNAM.

Capítulo 1

FUNDAMENTOS

En este capítulo se exponen los conceptos generales involucrados en el desarrollo del presente trabajo como: radiación ionizante, interacción de la radiación ionizante con la materia, fluencia, dosis, termoluminiscencia, curva de brillo, modelo de bandas e interacción de trazas.

1.1 RADIACIÓN IONIZANTE

Llamamos radiación a la propagación de la energía, la cual puede darse por medio de ondas electromagnéticas o por partículas. De acuerdo con el efecto que tiene la radiación sobre la materia se clasifica en radiación ionizante y no ionizante [Az10].

La radiación ionizante es aquella que excita e ioniza la materia. La ICRU (International Commission on Radiation Unit and Measurements) la clasifica de acuerdo con su proceso de ionización en radiación directamente ionizante e indirectamente ionizante [Az10].

La radiación directamente ionizante son partículas cargadas, como protones, electrones y otros núcleos que transfieren su energía a las partículas cargadas del medio. La radiación indirectamente ionizante son fotones de alta energía, rayos X y rayos gamma, y neutrones. Los fotones transfieren su energía principalmente a electrones mientras que los neutrones interactúan únicamente con el núcleo. [Az10].

El 70% de la radiación ionizante, a la cual está expuesto el ser humano, proviene de fuentes naturales mientras que el 30% restante proviene de la actividad humana, principalmente de las aplicaciones médicas [Ce96].

Los rayos cósmicos y la radioactividad son fuentes naturales de radiación ionizante. Los rayos cósmicos son partículas cargadas de alta energía provenientes del sol u otras estrellas. El campo magnético de la Tierra desvía estas partículas pero una parte entra a la atmósfera por los polos, entre ellas protones de distintas energías, que destruyen moléculas y

producen más partículas con carga. En esta cascada de partículas se producen algunos núcleos radioactivos [Ce96].

La radioactividad es la transformación nuclear espontánea de un radionúclido inestable, como el ^{40}K , ^{87}Rb , ^{138}La , ^{176}Lu , ^{187}Re , ^{237}U , ^{238}U , ^{60}Co , ^{137}Cs , entre otros. De acuerdo con el tipo de partículas que se emiten, los procesos radioactivos se clasifican en decaimiento alfa, beta y gamma [Ce96]. Por ejemplo, el ^{60}Co se convierte en ^{60}Ni en estado base por 3 decaimientos. En el primero, el ^{60}Co se transforma en $^{60}\text{Ni}^{**}$ en un estado excitado meta-estable de 2.50 MeV con emisión de electrones con una energía máxima de 0.31 MeV. Luego el $^{60}\text{Ni}^{**}$ se transforma en $^{60}\text{Ni}^*$ con emisión de fotones de 1.17 MeV. Por último el $^{60}\text{Ni}^*$ se transforma en ^{60}Ni en estado base con emisión de fotones de 1.33 MeV [Ce96]. En la figura 1.1.1 se ilustra la transformación del ^{60}Co .

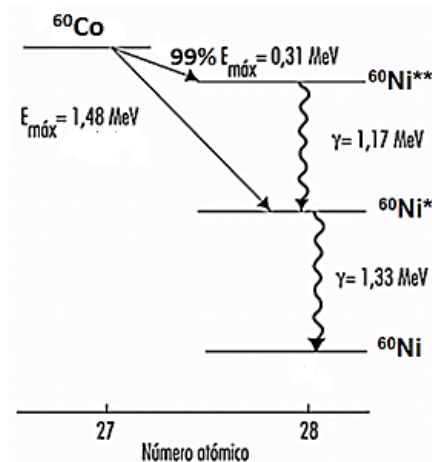


Figura 1.1.1. Esquema de decaimiento del Cobalto 60 [Ce96].

1.2 EFECTOS DE INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN CON LA MATERIA

Cuando la radiación ionizante incide sobre la materia, las partículas del campo de radiación transfieren parte de su energía a electrones y núcleos del material a lo largo de su trayectoria. Desde el punto de vista fenomenológico existen tres tipos de procesos independientes, las colisiones elásticas y las inelásticas y las reacciones. Las colisiones elásticas producen dispersiones que conservan la energía interna de las partículas mientras que las inelásticas producen excitaciones. A diferencia de las colisiones, las reacciones producen cambios en la estructura de núcleos, átomos o moléculas. Las reacciones más comunes son la ionización y la disociación molecular [Lo16].

El efecto fotoeléctrico, el efecto Compton, la producción de pares, las dispersiones Raleigh y Thomson y las reacciones fotonucleares son los distintos procesos de interacción de los fotones con la materia que se conocen. En la figura 1.2.1 se muestran las condiciones en las que cada uno de los 3 procesos más importantes predominan [Ev55]. Por ejemplo, para fotones de ^{60}Co el 99% de las interacciones producen efecto Compton. [Lo06].

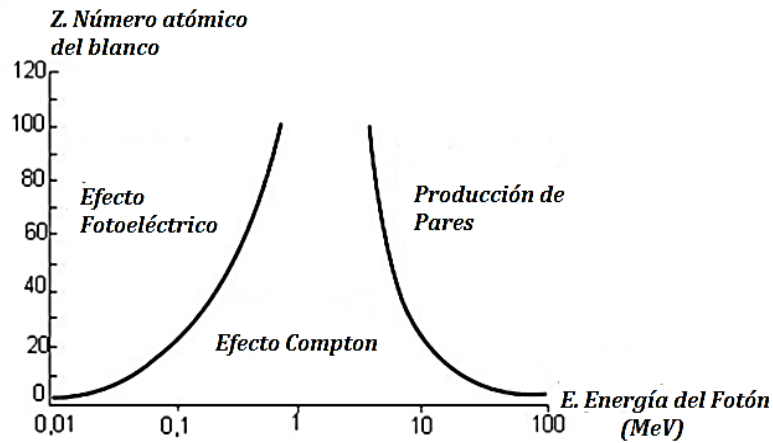


Figura 1.2.1. Regiones en el plano, Z-E, que favorecen la probabilidad de ocurrencia de los tres procesos de interacción más importantes con fotones. Las curvas en el plano indican la misma probabilidad para ambos procesos [Ev55].

El efecto fotoeléctrico, figura 1.2.2 (a), es una interacción en la cual un fotón cede toda su energía a un electrón ligado de las capas K o L. Si el fotón tiene suficiente energía, el electrón es liberado y emitido del átomo [Be71]. El efecto Compton, figura 1.2.2 (b), es una interacción en la cual un fotón transfiere solo una parte de su energía a un electrón de las capas más externas y el átomo es ionizado [Va18]. La producción de pares, figura 1.2.2 (c), ocurre cuando los fotones con energías mayores que 1.022 MeV interactúan con el campo electromagnético del núcleo y forman pares de electrón-positrón [Va18].

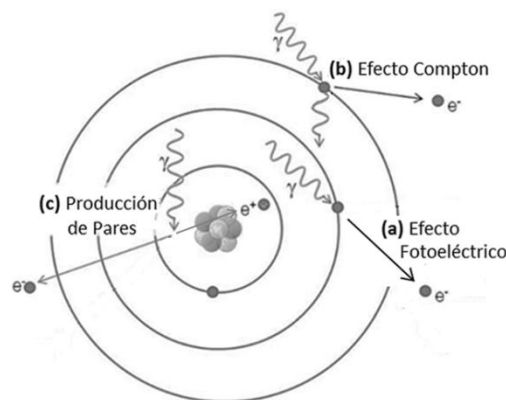


Figura 1.2.2. (a) Efecto fotoeléctrico, (b) efecto Compton y (c) producción de pares [Va18].

Las partículas cargadas de un campo de radiación colisionan elástica o inelásticamente con otras partículas cargadas del blanco por medio de interacciones coulombianas. De acuerdo con el parámetro de impacto b con respecto al radio atómico a , las colisiones se clasifican en suaves si $b > a$ y duras si $b \approx a$ o $b < a$.

Las colisiones suaves son las más probables y con estas los iones proyectil pierden más de la mitad de su energía en procesos de excitación e ionización de los átomos del blanco. En las colisiones duras con $b \approx a$ es probable que el proyectil colisione con un solo electrón del átomo y que este adquiera una elevada energía cinética, que después transfiere a otras partículas a una cierta distancia de la trayectoria original del proyectil. Si $b \ll a$ los proyectiles interactúan con el campo eléctrico del núcleo y dependiendo de su masa estos pueden ser deflectados y emitir rayos X de frenado o ser dispersados sin pérdidas de energía [Va14].

Para electrones y positrones de bajas energías las pérdidas por colisión electrónica dominan. Pero a altas energías las pérdidas radiativas, por emisión de fotones, son más importantes [At86].

Las partículas cargadas pesadas (PCP), iones con una masa mayor o igual a la del protón, de baja energía interactúan principalmente con los núcleos del blanco. Bajo estas condiciones las colisiones pueden desplazar núcleos y alterar las estructuras atómicas de los cristales [Ri01]. A medida que las PCP penetran en el material capturan electrones que apantallan su estado de carga neta [Av00]. Si el número atómico del blanco es alto la dispersión de Rutherford, que consiste en colisiones elásticas que cambian la dirección de los proyectiles sin pérdidas de energía, se favorece.

A altas energías las PCP transfieren su energía a electrones principalmente y los átomos del blanco son ionizados o excitados. Cuando las PCP son relativistas emiten fotones al frenarse dentro del blanco y cuando la energía supera la barrera coulombiana del núcleo se producen reacciones nucleares [Av00].

1.3 PODER DE FRENADO

A diferencia de los fotones, las partículas cargadas incidentes interactúan siempre y tantas veces con las partículas del blanco que se puede considerar que su pérdida de energía es un proceso continuo. En recorridos macroscópicos las variaciones se vuelven despreciables y el proceso de frenado se puede describir a partir de una pérdida media de energía por unidad de longitud ($-dE/dx$) llamada poder de frenado y poder másico de frenado a la cantidad $(1/\rho)(-dE/dx)$, donde ρ es la densidad del material del blanco [Zi80].

Como las PCP pueden perder su energía por medio de interacciones con electrones y núcleos, el poder másico de frenado se divide en dos contribuciones, el poder másico de frenado electrónico y el poder másico de frenado nuclear, ecuación 1.3.1. Las pérdidas radiativas para PCP solo son importantes a muy altas energías [Zi80].

$$-\frac{dE}{\rho dx} = \left(-\frac{dE}{\rho dx}\right)_{electrónico} + \left(-\frac{dE}{\rho dx}\right)_{nuclear} \quad \text{[Ecuación 1.3.1]}$$

El poder másico de frenado para PCP se puede calcular a partir de distintas fórmulas de acuerdo con el parámetro $\beta=v/c$, donde v es la velocidad de las partículas proyectil y c la velocidad de luz en el vacío.

La fórmula de Bethe-Bloch es válida para PCP en la región donde el poder másico de frenado electrónico es dominante, desde β mayor que 0.05 hasta un valor que depende de la partícula a partir del cual las pérdidas de energía radiativas se vuelven importantes. El poder másico de frenado para un compuesto se calcula como el promedio pesado de los poderes másicos de frenado de las sustancias puras que lo forman y la porción con que cada una contribuye al peso molecular [Zi80].

El modelo dieléctrico de Anderson-Ziegler es útil para PCP con β entre 0.01 y 0.05. En esta región de energías intermedias la velocidad de los proyectiles es comparable a la velocidad promedio de los electrones orbitales. Los proyectiles empiezan a capturar electrones del medio y se produce un efecto de apantallamiento de su carga. Para calcular el poder de

frenado, el estado de carga de los proyectiles se representa por una carga efectiva Z_{eff} que se introduce en la fórmula de Bethe-Bloch [Zi80].

La Teoría de Lindhard-Scharff-Schiott es válida para PCP con $\beta < 0.01$. A estas velocidades los proyectiles se frenan por colisiones con los núcleos del material y la contribución del poder de frenado electrónico disminuye. Esta teoría demuestra que el poder de frenado electrónico es proporcional a $E^{1/2}$, donde E es la energía de las partículas proyectil. En este rango de energías el poder de frenado nuclear es importante y se puede calcular con la fórmula de Ziegler-Biersack [Ga80] [Gu02].

1.4 ALCANCE

El alcance (R) de una partícula con energía E que incide sobre un material se define como el valor esperado de la longitud de su recorrido hasta que se detiene o alcanza la energía térmica del medio [Zi80].

Las partículas cargadas colisionan continuamente y son desviadas de su dirección original de incidencia. A este proceso se le llama dispersión múltiple. Los ángulos de dispersión son muy pequeños pero el efecto total puede llegar a ser apreciable, especialmente para partículas cargadas ligeras. Para PCP las desviaciones no son tan importantes debido a su masa y sus trayectorias son aproximadamente rectilíneas. En la figura 1.4.1 se muestra esquemáticamente el recorrido de diferentes partículas a través de un material [Zi80].

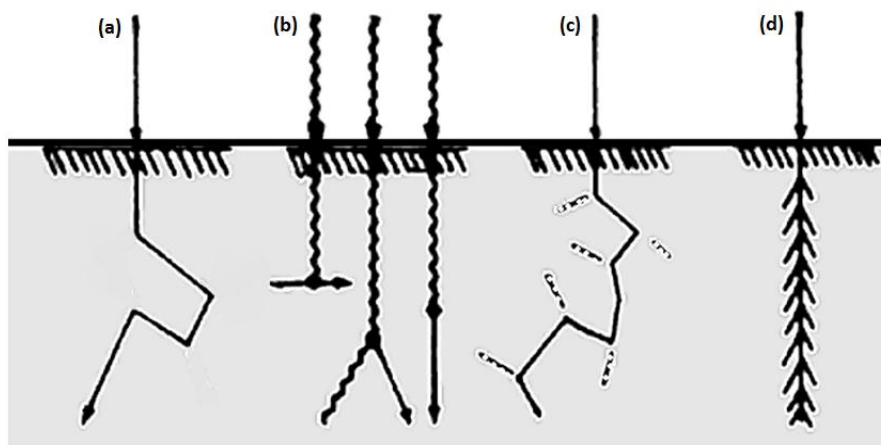


Figura 1.4.1. De izquierda a derecha, (a) los neutrones colisionan con núcleos y se mueven azarosamente dentro del material, (b) los fotones no cambian de dirección y pueden producir pares, efecto Compton o efecto fotoeléctrico, (c) los electrones son desviados continuamente por colisiones con electrones y núcleos, y (d) la trayectoria de las PCP no cambia significativamente debido a su masa [Zi80].

Para PCP el alcance CDSA (*Continuos Slowing Down Aproximation*) R_{CDSA} , definido como la distancia a la cual las partículas cargadas han perdido completamente su energía, calculada con la ecuación 1.4.1, donde (dE/dx) es el poder de frenado total, es prácticamente igual al alcance. La diferencia se debe a que el R_{CDSA} supone pérdidas continuas de energía mientras que en la realidad las colisiones son discretas y producen pérdidas discontinuas [Zi80].

$$R_{CDSA} = \int_{E_0}^0 \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad \text{[Ecuación 1.4.1]}$$

El programa SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) es un software libre, desarrollado en Visual Basic por James F. Ziegler, para calcular los poderes de frenado electrónico y nuclear y el alcance CDSA para PCP en distintos blancos.

El programa permite elegir el material del blanco, sustancias puras o compuestos; la especie del ion proyectil, su energía, el número de iones y el ángulo de incidencia. Los cálculos están basados en el libro con el mismo nombre, de los autores J. F. Ziegler, M. D. Ziegler y J. P. Biersack [3]. En la figura 1.4.2 se muestran las trayectorias calculadas con SRIM para protones de 5, 10 y 100 keV en LiF.

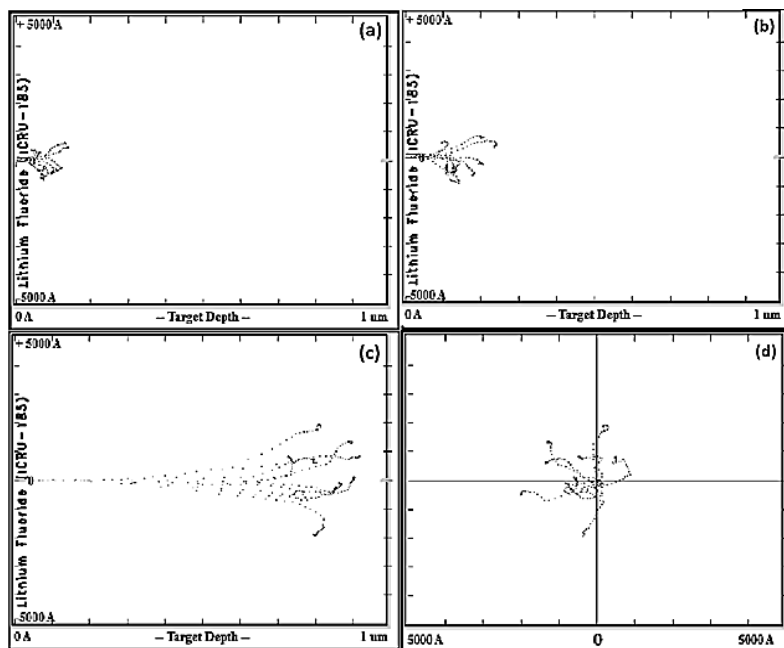


Figura 1.4.2. Trayectorias en profundidad de 10 protones de (a) 5 keV, (b) 10 keV y (c) 100 keV; en una lámina de LiF de 1 μm de grosor a un ángulo de incidencia de 0 rad y (d) vista transversal para protones de 100 keV obtenidas con el programa SRIM versión 2008.

1.5 MAGNITUDES RADIOLÓGICAS

Para describir un campo de radiación y cuantificar sus efectos sobre la materia se han definido distintas magnitudes radiológicas y dosimétricas como la fluencia, el kerma y la dosis.

1.5.1 FLUENCIA

La fluencia Φ es el número de partículas ΔN que atraviesan un área efectiva imaginaria de sección transversal ΔA que tiende a cero, ecuación 1.5.1.1. Sus unidades típicas son cm^{-2} [At86].

$$\Phi = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta A} \quad \text{[Ecuación 1.5.1.1]}$$

1.5.2 KERMA

El kerma K (*Kinetic Energy Released per unit of MAAss*) está definido exclusivamente para radiación indirectamente ionizante sobre cualquier medio material. Se define como el valor esperado de la energía que es transferida a partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés del medio irradiado, ecuación 1.5.2.1. Sus unidades en el SI son el Gray. $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ [At86].

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad \text{[Ecuación 1.5.2.1]}$$

El kerma está formado por dos contribuciones, el kerma de colisión (K_{col}) y el kerma radiativo (K_{rad}), ecuación 1.5.2.2. El kerma de colisión es la energía transferida que produce ionización y excitación. Se excluye la energía transferida entre partículas cargadas y las pérdidas radiativas. El kerma radiativo es la energía transferida que produce radiación de frenado [At86].

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad \text{[Ecuación 1.5.2.2]}$$

$$K_{col} = K(1 - g) \quad \text{[Ecuación 1.5.2.3]}$$

El kerma de colisión está relacionado con el kerma con la ecuación 1.5.2.3, donde g es la fracción de energía que los electrones pierden en procesos radiativos. Para materiales con número atómico bajo y bajas energías del haz g es prácticamente cero y la energía transferida por el haz primario es absorbida por el medio irradiado y el kerma es igual al kerma de colisión. Como las partículas cargadas pueden o no abandonar el volumen de interés el kerma de colisión no es necesariamente igual a la dosis [At86].

1.5.3 DOSIS

Es el valor esperado de la energía depositada dE en un punto de interés P , por cualquier tipo de radiación ionizante, dentro de un volumen esférico de masa dm , ecuación 1.5.3.1, lo suficientemente grande como para que el depósito de energía haya sido producido por muchas partículas e interacciones y lo suficientemente pequeño para que los fotones producidos por la radiación de frenado hayan salido del volumen. Las unidades en el SI son el Gy [At86].

$$D = \frac{dE}{dm} \quad \text{[Ecuación 1.5.3.1]}$$

1.6 EQUILIBRIO DE PARTÍCULA CARGADA

El equilibrio de partícula cargada (EPC) se utiliza para relacionar la dosis absorbida con el kerma de colisión. Se dice que existe EPC en un pequeño volumen si para toda partícula cargada, generalmente electrones, originada en el volumen y que sale del volumen con una energía cinética T , existe otra partícula análoga originada fuera del volumen que entra al volumen con la misma energía cinética T . Las condiciones que garantizan el EPC son las siguientes

1. El medio material del pequeño volumen tiene densidad y composición química homogéneas.
2. El campo de radiación es uniforme y no hay presencia de campos electromagnéticos no homogéneos.

En la práctica resulta imposible satisfacer estrictamente las condiciones de EPC. Por ello se colocan materiales plásticos frente al material irradiado, como nylon y acrílico, con un

espesor aproximadamente igual al alcance de los electrones de mayor energía en dicho material. Así la atenuación es la menor posible y se proporciona EPC.

En general la dosis impartida por fotones de alta energía, del orden de MeV, es menor en la superficie que la dosis en profundidad. Mientras mayor es la energía de un haz de fotones menor es la dosis en superficie [Va14].

En la superficie se producen fotones dispersos por el medio y retrodispersados por el blanco y electrones secundarios producidos por el medio y el blanco. Estos electrones, generalmente de alta energía, depositan su energía en el trayecto y contribuyen al incremento de la dosis con la profundidad hasta un valor máximo, a una distancia igual al alcance de los electrones de mayor energía. Posteriormente la dosis disminuye debido a la atenuación del haz primario al atravesar el blanco [Ca14].

La zona, en la curva dosis en profundidad, comprendida entre la superficie y la profundidad de dosis máxima es conocida como región de incremento, figura 1.6.1. En esta región no existe EPC y el K_{col} es mayor que la dosis absorbida por que la energía transferida a los electrones no es absorbida completamente en el mismo volumen.

La fluencia de partículas cargadas aumenta con la profundidad hasta que se alcanza el EPC a una distancia d_m donde el kerma de colisión es igual a la dosis absorbida. Después de este punto existe otra región conocida como equilibrio de partícula cargada transitorio (EPCT) donde tanto la dosis como el kerma disminuyen simultáneamente y se satisface la ecuación 1.6.1, donde, en general $\beta > 1$ e igual a 1 en ausencia de atenuación del haz primario [Ca14].

$$D = \beta K_{col} \quad \text{[Ecuación 1.6.1]}$$

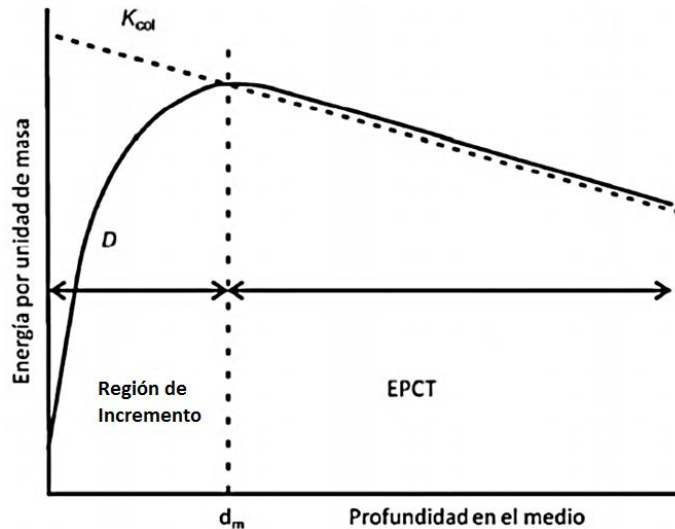


Figura 1.6.1 Kerma de colisión y dosis absorbida como función de la profundidad en un medio irradiado con haces de fotones de alta energía [Ca14].

1.7 TERMOLUMINISCENCIA

La luminiscencia es el fenómeno de emisión de luz de un material, orgánico o inorgánico, que ha absorbido energía de alguna fuente externa. La emisión de luz se produce cuando los electrones que fueron excitados regresan a su estado base. El material puede ser un aislante o un semiconductor. Los metales no presentan propiedades luminiscentes [Lo11].

Se le llama tiempo de vida característico, τ , al intervalo temporal entre la absorción de la energía y la emisión luz. De acuerdo con esto, la luminiscencia se clasifica en fluorescencia si $\tau \leq 10^{-8}$ segundos y fosforescencia si $\tau > 10^{-8}$ segundos. Es decir, es fluorescencia cuando no existe retardo entre la absorción de energía y la emisión de luz, en este caso la luminiscencia requiere la presencia de la fuente de energía. Por otra parte, la fosforescencia ocurre cuando los electrones son atrapados en estados excitados metaestables de tal forma que la luminiscencia es independiente de la presencia de la fuente que la origina. Si la transición al estado metaestable ocurre a una temperatura T y la diferencia de energía entre dicho estado y el estado base es $\Delta E \gg kT$, donde $k = 8.62 \times 10^{-5}$ eV/K es la constante de Boltzmann, entonces existe la probabilidad de que el electrón permanezca en el estado excitado durante mucho tiempo [Lo11].

Existen distintos fenómenos de luminiscencia que se clasifican de acuerdo con la fuente de energía de la excitación. Quimioluminiscencia por medio de reacciones químicas,

Bioluminiscencia por reacciones bioquímicas, Triboluminiscencia por fricción, Piezoluminiscencia por esfuerzos físicos, Sonoluminiscencia por medio de sonido, Electroluminiscencia por medio de campo eléctrico, Cátodoluminiscencia por medio de rayos catódicos o haces de electrones, Fotoluminiscencia por luz visible o UV y Radioluminiscencia por medio de radiaciones ionizantes [Lo11].

La termoluminiscencia (TL) o luz térmicamente estimulada es la fosforescencia de un material, que previamente ha absorbido energía de un campo de radiación ionizante, cuando es calentado por debajo de su temperatura de incandescencia. Cuando un material TL en estado de equilibrio termodinámico es irradiado, se perturba y se relaja emitiendo luz mientras aumenta su temperatura y llega a otro estado de equilibrio. El hecho de que la fosforescencia se produzca a través de un proceso no isotérmico caracteriza este fenómeno [Ri16].

La luz emitida es característica del material y no del campo de radiación incidente. Sin embargo, estos materiales no pueden volver a emitir por simple re-calentamiento, sino hasta que son expuestos nuevamente a radiación ionizante, figura 1.7.1. Existen materiales como algunos cristales, principalmente halogenuros alcalinos, cerámicos y polímeros que presentan termoluminiscencia. Por ejemplo, el fluoruro de litio (LiF:Mg,Ti y LiF:Mg,Cu,P), el borato de litio ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Mn}$), el óxido de berilio (BeO), el fluoruro de calcio (CaF_2 y $\text{CaF}_2\text{:Dy}$), el sulfato de calcio ($\text{CaSO}_4\text{:Mg}$) y el óxido de aluminio (Al_2O_3), entre otros [Az09].



Figura 1.7.1 Luz emitida por distintos materiales TL [Az09].

1.8 DOSÍMETROS TL

La importancia de la TL radica en su aplicación en la dosimetría. Un dosímetro se define como cualquier dispositivo con un volumen sensible a la radiación ionizante con el cual puede hacerse una lectura asociada a la dosis recibida. Los dosímetros se pueden clasificar en absolutos y secundarios. Los absolutos son aquellos que no requieren de una calibración en un campo de radiación ionizante conocido y miden directamente una cantidad física relacionada con la energía absorbida, entre ellos están los calorímetros y algunas cámaras de ionización. Los secundarios son aquellos que requieren de una calibración previa, como las películas de tinte radiocrómico (PTR) y los dosímetros termoluminiscentes (TL).

Un dosímetro TL es un sólido cristalino que tiene la capacidad de almacenar energía de un campo de radiación ionizante y emitir una señal luminosa proporcional a la dosis recibida cuando es estimulado térmicamente [Az09].

La luz emitida, durante el calentamiento del material, se mide con un tubo fotomultiplicador, el cual genera una corriente eléctrica que es proporcional a la intensidad de la luz emitida. La integral de la corriente con respecto del tiempo de emisión es proporcional a la dosis recibida por el material. A esta lectura de carga se le conoce como la respuesta TL total del dosímetro (RTL). A la gráfica de la intensidad de luz emitida contra temperatura de calentamiento se le conoce como curva de brillo. La curva de brillo es característica del material, del campo de radiación, de la dosis absorbida, del tratamiento térmico y de la tasa de calentamiento durante la lectura. Los puntos de máxima intensidad de la curva son llamados picos de brillo [Lo11].

Los materiales TL idóneos para dosimetría deben cumplir con una serie de requisitos. Deben tener un amplio intervalo de respuesta lineal en función de la dosis, alta sensibilidad, bajo desvanecimiento, reproducibilidad y homogeneidad de su respuesta, bajo umbral de detección, estabilidad ante condiciones ambientales, reusabilidad bajo tratamiento térmico y un número atómico efectivo similar al tejido ($Z_{eff}=7.4$) [Lo11].

La reproducibilidad de un dosímetro R , dada por la ecuación 1.8.1, se define como la desviación estándar porcentual con respecto del valor promedio $\langle RTL \rangle$ de la RTL

obtenida en repetidas irradiaciones bajo las mismas condiciones, donde σ es la desviación estándar. La reproducibilidad indica el grado de precisión que tiene un dosímetro. En dosimetría ambiental y personal la reproducibilidad debe ser menor que el 5% [Lo11].

$$R = \frac{100\sigma}{\langle RTL \rangle} \leq 5\% \quad \text{[Ecuación 1.8.1]}$$

La homogeneidad de un lote de dosímetros H , dada por la ecuación 1.8.2, se define como la desviación estándar porcentual, con respecto al valor promedio $\langle RTL \rangle_{\text{lote}}$, de la RTL de un conjunto de dosímetros irradiados bajo las mismas condiciones. En dosimetría se dice que un conjunto de dosímetros es homogéneo si la homogeneidad de lote es menor que el 5% [Lo11].

$$H = \frac{100\sigma}{\langle RTL \rangle_{\text{lote}}} \leq 5\% \quad \text{[Ecuación 1.8.2]}$$

La sensibilidad TL S , dada por la ecuación 1.8.3, se define como la RTL por unidad de masa m del dosímetro por unidad de dosis absorbida D . Esta razón representa la porción de la energía absorbida que es transformada en luz. La sensibilidad depende de las características físicas y químicas del material TL. Por ejemplo, la sensibilidad puede cambiar de un dosímetro a otro debido a la diferencia entre sus tamaños de grano. También depende del campo de radiación. En la práctica, la sensibilidad de un material se optimiza introduciendo impurezas a su estructura cristalina que producen trampas y centros TL para portadores de carga [Lo11].

$$S = \frac{RTL}{mD} \quad \text{[Ecuación 1.8.3]}$$

La curva de calibración completa, RTL como función de la dosis, de la figura 1.8.1 presenta 4 tipos de comportamiento principalmente: lineal, supralineal, sublineal y de saturación. La región lineal de un material TL es la región más útil y precisa para hacer dosimetría, en este intervalo la sensibilidad de un dosímetro es prácticamente constante. La región supralineal se caracteriza por el incremento de la sensibilidad del material, con lo cual la precisión de la lectura disminuye pues pequeños cambios en la dosis producen grandes cambios en la

RTL. En la región sublineal, que antecede a la zona de saturación, se presenta una disminución de la sensibilidad al incrementar la dosis. En la zona de saturación se destruyen algunos elementos de la estructura cristalina que dañan irreversiblemente las propiedades TL del material irradiado [Lo11].

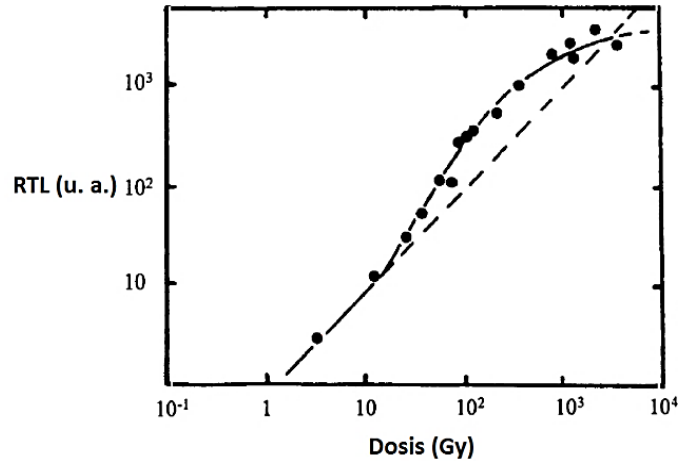


Figura 1.8.1 Curva de Calibración de TLD100 irradiado con rayos gamma de ^{60}Co [Mu99].

Las principales ventajas que tienen los dosímetros TL es que son de pequeñas dimensiones, del orden de milímetros, y baja masa, ~ 23.6 mg, lo que permite hacer dosimetría en un punto. No requieren de un empaque especial ni de conexiones adicionales para su lectura. Son portátiles. Su lectura es rápida y automatizable. La sensibilidad es independiente de la tasa de dosis y de la temperatura de irradiación lo cual no sucede con los dosímetros químicos. Son reutilizables cientos de veces, después de un tratamiento térmico, con un pequeño cambio es su sensibilidad. Tienen un punto de fusión arriba de los 800 °C. Existen en una amplia variedad de materiales con diferente sensibilidad a neutrones térmicos, por lo que pueden utilizarse combinados para medir distintos campos de radiación y discriminar entre campos mixtos como (β, γ) y (n, γ) [Mu99].

Las desventajas son que requieren de una calibración previa con respecto a un campo de radiación patrón. Presentan efectos de superficie que afectan la sensibilidad TL, como cambios en la transmisión luminosa debido a la contaminación, ralladuras o absorción gaseosa que pueden dar lugar a señal TL espuria. La sensibilidad aumenta o disminuye significativamente cuando han sido expuestos a grandes dosis. El método de lectura es

destrutivo y se puede llegar a perder información por un mal manejo o funcionamiento del equipo lector, además de que las lecturas también dependen del lector utilizado. [Mu99]

La elección del material TL adecuado para hacer dosimetría depende del objetivo a perseguir. Algunos materiales tienen una sensibilidad suficiente como para medir la dosis debida a la radiación de fondo con gran confiabilidad y rapidez, mientras que otros tienen la capacidad de medir las altas dosis requeridas por la industria, del orden de kGy [Mu99]. En dosimetría personal y clínica la equivalencia con el tejido es lo más importante y en ese sentido el LiF es la mejor opción. En dosimetría ambiental la equivalencia con el tejido se sacrifica por una alta sensibilidad que permite medir dosis muy bajas. Para ello resultan útiles los materiales con número atómico alto como el CaF₂. En la tabla 1.8.1 se muestran las propiedades de los materiales TL más empleados en dosimetría. El material base del dosímetro determina las interacciones de la radiación con la materia. [Mu99].

Existen distintas variedades de LiF, que difieren en la concentración de isótopos del litio. El TLD100 y el TLD100H tienen la concentración natural de Li, 93% ⁷Li y 7% ⁶Li. Estos isótopos del litio son los únicos que existen en la naturaleza. El TLD600 y el TLD600H tienen un 96% ⁶Li y el TLD700 y el TLD700H tienen un 99.99% ⁷Li. La sección eficaz de captura para neutrones térmicos del ⁶Li es muy alta comparada con la de ⁷Li y la combinación de un TLD700 con un TLD100 o de un TLD700 con un TLD600, es útil para hacer dosimetría en campos mixtos gamma neutrón porque el TLD700 mide principalmente rayos γ mientras que los otros 2 responden fuertemente a neutrones térmicos [Av98].

Material TL	Fluoruro de Litio (LiF)		Fluoruro de Calcio (CaF ₂)	
	TLD100	TLD100H	TLD200	TLD400
Tipo	Mg, Ti	Mg, Cu, P	Dy	Mn
Activadores	8.2	8.2	16.3	16.3
Número Atómico efectivo	Salud y física médica	Personal y ambiental	Ambiental	Ambiental y alta dosis
Rango Lineal	10 μ Gy – 10 Gy	1 μ Gy – 10 Gy	0.1 μ Gy – 10 Gy	0.1 μ Gy – 100 Gy
Espectro de Emisión	Azul	Azul, UV	Amarillo	Azul, Verde
Desvanecimiento	5 % anual 20 °C	Despreciable	10 % en 24 horas 16 % en 2 semanas	8 % en 24 horas 12 % en 3 meses

Tabla 1.8.1 Materiales TL más comunes en dosimetría y sus principales propiedades dosimétricas [Mu99] [Ha15].

1.9 TLD100

TLD100 es el nombre comercial del dosímetro TL compuesto de fluoruro de litio, litio natural, dopado con magnesio, de 100 a 200 ppm, y titanio, de 10 a 20 ppm. Tiene una densidad de 2.635 g/cm^3 equivalente a 1.2235×10^{23} átomos/cm³. Los TLD100 son fabricados con una homogeneidad de lote del $\pm 15\%$ y una reproducibilidad del 2%. Su respuesta TL es independiente de la tasa de dosis en el intervalo de 0 a 100 MGy/s [Ha15].

Fue patentado en 1963 por la compañía Harshaw Chemical [Be73] y, debido a que es un material tejido equivalente, $Z_{\text{eff}}=8.2$, el TLD100, figura 1.9.1 (a), es uno de los materiales más empleados en dosimetría e investigación [Mu99].

El LiF es un halogenuro alcalino cuya estructura está formada por la superposición de dos redes *fcc*, cúbicas centradas en las caras, con un parámetro de celda de 4.2 Angstrom. Una red corresponde a los iones Li^+ y otra a los iones F^- , figura 1.9.1 (c) [Mu99]. En la figura 1.9.1 (b) se muestra una micrografía de LiF:Mg,Ti en polvo. Se observa que el material presenta crecimientos de capas homogéneas con poros rectangulares bien definidos con un tamaño aproximado de 272.5 nm. El tamaño de grano promedio es de $65 \mu\text{m}$ [Lo11].

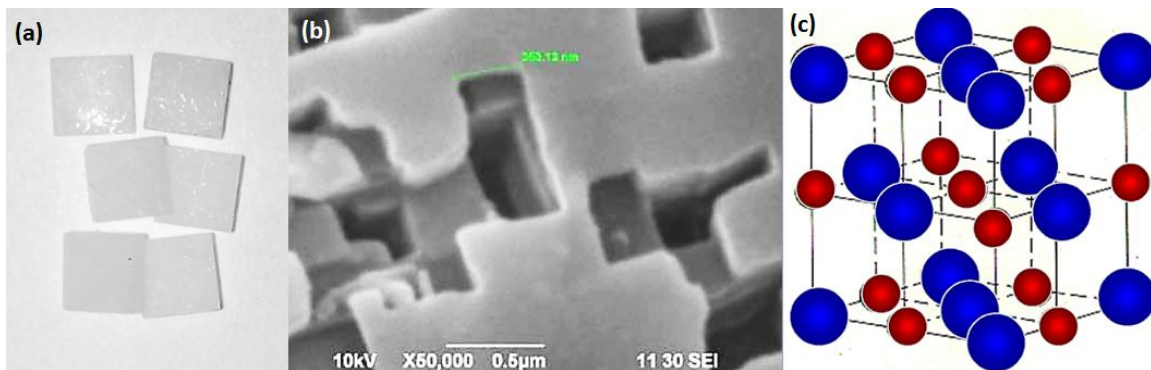


Figura 1.9.1. (a) TLD100 gruesos. (b) Micrografía de LiF:Mg,Ti a 400 ppm y 30 ppm respectivamente [Lo11]. (c) Estructura de la red del fluoruro de litio, en rojo el ion alcalino (Li^+) y en azul el ion halógeno (F^-) [Mu99].

El TLD100 se fabrica en distintas presentaciones, polvo, paralelepípedo delgado ($3.175 \times 3.175 \times 0.39 \text{ mm}^3$) y grueso ($3.175 \times 3.175 \times 0.89 \text{ mm}^3$) y microcubos ($1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$). Los microcubos son empleados comúnmente en radioterapia en aquellas situaciones en las que es precisa la máxima resolución espacial [Lo11].

Para manipular los TLD100 se recomienda usar pinzas de vacío en todo momento y evitar las pinzas mecánicas de dedo, porque los pequeños rasguños producen pérdidas de masa y relieves extraños en la superficie que afectan la emisión de luz. Para limpiarlos, el fabricante recomienda enjuagarlos, sin remojar, en alcohol metílico y esperar al menos 1 hora hasta que éste se evapore. Posteriormente se aplica el tratamiento térmico correspondiente, el cual contribuye a eliminar cualquier residuo de alcohol presente en el dosímetro [Ha15].

1.10 MODELO DE BANDAS

La termoluminiscencia en cristales está relacionada con la presencia de defectos e imperfecciones en la red cristalina. En un cristal puro los átomos están tan cercanos entre sí que los niveles de energía de sus electrones se traslapan formando 2 bandas continuas de energía, una banda de valencia y una banda de conducción separadas por una zona prohibida de energías. En materiales aislantes como los cristales iónicos la banda prohibida puede ser bastante ancha, de más de 6 eV [An09].

La presencia de defectos en los cristales produce niveles de energía metaestables en la banda prohibida que funcionan como trampas para portadores de carga que han sido excitados por radiación ionizante. Los defectos pueden ser vacancias o impurezas, figura 1.10.1. El defecto de Schottky es una vacancia producida por la ausencia de un ion dentro de la red y el de Frenkel se produce cuando un ion se localiza en una posición intersticial de la red. El centro F es un defecto formado por un electrón que ocupa el lugar de un ion halógeno. Los centros M, R y N son agrupaciones de 2, 3 y 4 centros F, respectivamente. Las impurezas son átomos de otra especie química ajena al cristal que ocupan lugares en la red, impureza sustitucional o de posición intersticial. Las impurezas receptoras de electrones producen niveles de energía cercanos a las bandas de conducción por lo que son trampas para electrones, mientras que las impurezas donadoras son trampas para huecos con niveles de energía cercanos a las bandas de valencia [Az09].

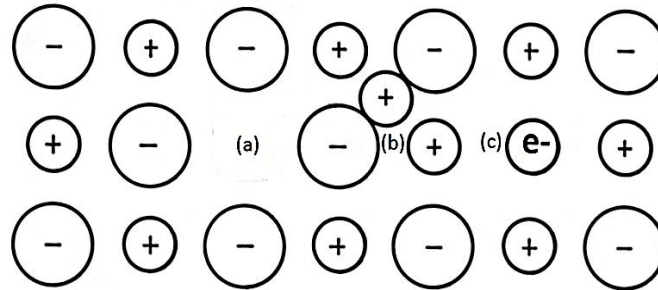


Figura 1.10.1. Defectos en una red cristalina, (a) Defecto de Schottky, (b) Defecto de Frenkel y (c) Centro F [Az09].

Los materiales TL empleados en dosimetría son cristales dopados con impurezas que han sido introducidas artificialmente de forma controlada, figura 1.10.2 (a). En el TLD100 la impureza de Mg^{+2} se introduce en la red del LiF en sustitución del Li^+ . Para preservar la neutralidad de la carga se forman vacancias de Li^+ . El Ti también sustituye al Li^+ en dos posibles estados de carga, Ti^{+3} , Ti^{+4} . Para compensar las cargas, existen impurezas de iones oxígeno O^{-2} o grupos oxhidrilo OH^- que sustituyen a vecinos próximos de iones F^- . Las trampas para electrones, asociadas al Mg, como los centros de recombinación, asociados al Ti [Mu99], están distribuidos en la banda prohibida de 11.8 eV de ancho aproximadamente [Av00].

El modelo de bandas es una explicación simplificada del fenómeno TL. Este modelo supone una irradiación del material espacialmente uniforme [Mc88]. Cuando el material es irradiado, los electrones en la banda de valencia son excitados a la banda de conducción dejando un hueco en ella. Ambos portadores de carga, electrones y huecos se mueven cada uno en sus respectivas bandas hasta que se recombinan inmediatamente o son atrapados por las trampas producidas por las impurezas, figura 1.10.2 (b). Cuando el material TL es calentado, los portadores de carga atrapados son excitados y liberados de sus trampas. Los electrones que regresan a la banda de conducción emiten un fotón para recombinarse con centros luminiscentes, figura 1.10.2 (c). Los huecos liberados se desplazan por la banda de valencia hasta encontrarse con un algún electrón atrapado que emite un fotón al recombinarse, figura 1.10.2 (d). Al aumentar gradualmente la temperatura los primeros portadores de carga liberados son aquellos más próximos a su respectiva banda de desplazamiento, y posteriormente aquellos atrapados en trampas más profundas. El proceso de recombinación de pares, electrón–hueco, emite fotones en el rango visible de 3 a 4 eV.

La intensidad de la emisión depende de la temperatura por lo que la curva de brillo es generada con distintos picos asociados a diferentes tipos de trampas [Mu99].

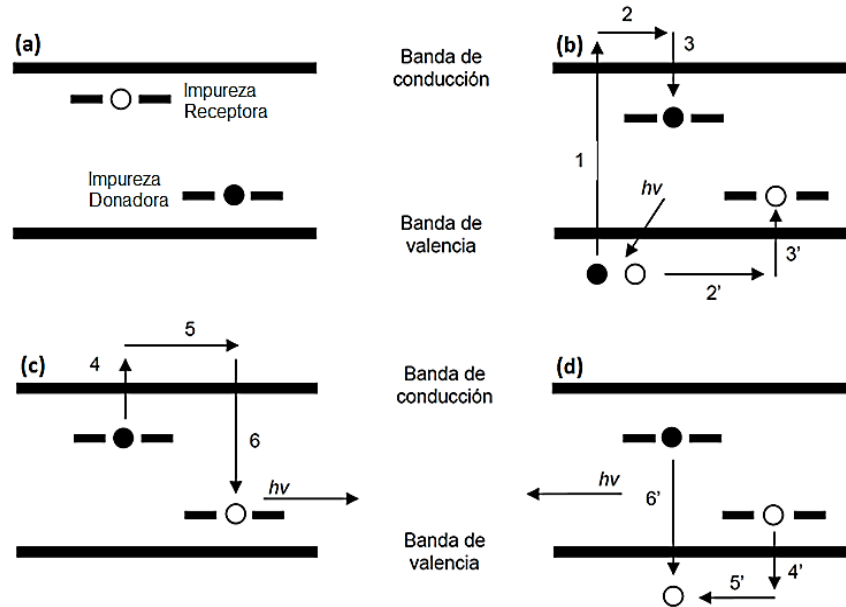


Figura 1.10.2. Modelo de Bandas del fenómeno TL. En círculos negros y blancos, electrones y huecos, respectivamente. **(a)** Configuración original de trampas producidas por las impurezas presentes en un material TL. **(b)** Cuando el material TL es irradiado por rayos gamma, con energía $h\nu$, (1) un electrón es excitado hacia la banda de conducción dejando un hueco en la banda de valencia. Luego los portadores de carga se mueven a través de sus bandas correspondientes (2,2') hasta que son atrapados por una trampa (3,3'). **(c)** **(d)** Durante el proceso de lectura el material TL es calentado y (4,4') los portadores de carga son liberados (5,5'). Estos se mueven a través de sus bandas correspondientes hasta que (6,6') electrones y huecos se recombinan emitiendo fotones [Az09].

1.11 CURVA DE BRILLO

La curva de brillo es una superposición de picos de brillo, uno por cada tipo de trampa. La intensidad de cada pico es proporcional al número de portadores de carga liberados por unidad de tiempo, dn/dt . Para cada una de las trampas la probabilidad de escape, p , de los portadores atrapados crece monótonamente con la temperatura. Pero el número de portadores atrapados decrece por lo que la tasa de liberación, dn/dt , llega a un máximo a una temperatura T_M y luego decrece hasta cero a otra temperatura T_I suficientemente alta, donde la probabilidad de escape es igual a 1 y la trampa se ha vaciado completamente. Por tal razón, la curva de brillo presenta varios máximos de intensidad a diferentes temperaturas. [Mu 99]

El TLD100 presenta una curva de brillo compleja formada aproximadamente por 12 picos de máxima intensidad entre la temperatura ambiente y los 400°C . En la figura 1.11.1 (a) se muestran los primeros 6 picos. El pico 1 es muy inestable a temperatura ambiente y por ello

no aparece en la figura. Las contribuciones de los picos posteriores tampoco se observan porque aparecen a temperaturas mayores que 250°C. Los picos se identifican de acuerdo con su temperatura de aparición de menor a mayor, la cual depende de la tasa de calentamiento empleada durante la lectura, figura 1.11.1 (b), y del proceso de deconvolución [Mu99].

En la práctica se acostumbra una temperatura máxima de lectura de 300 °C con una tasa de calentamiento de 10 °C/s. El espectro de emisión del TLD100 comprende la región del espectro visible, entre 350 y 600 nm. Este intervalo de longitudes de onda coincide precisamente con la zona de mayor eficiencia de los fotocátodos de los tubos fotomultiplicadores más comunes [Cr08].

Los picos que se presentan a baja temperatura son inestables a temperatura ambiente porque están asociados con las trampas más próximas a la banda de conducción que requieren menos energía para ser desocupadas. Por esta razón estos picos no se emplean en dosimetría. Por otro lado, los picos de mayor temperatura están asociados con las trampas más profundas cuya probabilidad de escape a temperatura ambiente es muy baja y esto los hace muy estables a las condiciones ambientales [Mu99].

Para el TLD100 se considera principalmente la respuesta TL debida al pico 5, llamado también pico dosimétrico, que aparece por arriba de los 200°C. Esta temperatura es lo suficientemente alta para asegurar la estabilidad del pico a temperatura ambiente y moderada como para que la componente infrarroja de la señal TL espuria que se genera durante la lectura no sea excesiva [Mu99].

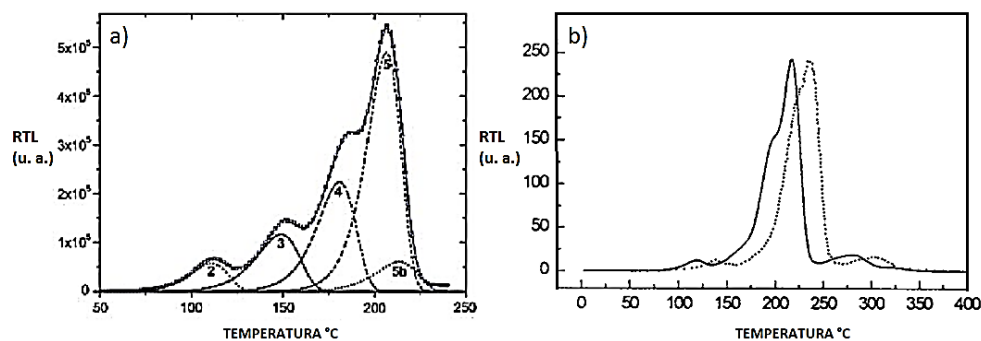


Figura 1.11.1. (a) Curva de brillo y picos componentes para TLD100 irradiado con rayos beta de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ a una dosis de 0.1 Gy para una tasa de calentamiento de 1°C/s [Ho11]. (b) Curvas de brillo de TLD100 irradiados con ^{60}Co obtenidos a una dosis de 12 Gy a dos tasas de calentamiento distintas, 2°C/s línea continua y 10°C/s línea punteada [Ba00].

1.12 MODELO CINÉTICO

La cinética de primer orden es un modelo matemático que describe la intensidad luminosa de un pico aislado de la curva de brillo como función de la temperatura. El término “*cinética de primer orden*” en la teoría TL es tomado de la química, donde una reacción de primer orden es aquella en la cual la tasa de reacción es directamente proporcional a la concentración de un reactivo. En este caso la tasa de recombinación es directamente proporcional al número de electrones atrapados n [Ch83].

Se basa en las siguientes hipótesis.

- Los portadores de carga móviles son electrones.
- Existe un solo tipo de trampa para electrones cerca de la banda de conducción, con una profundidad o energía de activación E y un solo tipo de centro luminiscente cerca de la banda de valencia.
- Después de la liberación térmica, la recombinación con un centro luminiscente es el único proceso posible. La probabilidad de re-atrapamiento es nula.
- Todos los procesos de recombinación son radiativos.
- La vida de los electrones en la banda de conducción es muy corta y la eficiencia luminiscente de los centros de recombinación y la concentración de trampas son independientes de la temperatura [Mu99].

La intensidad de la curva de brillo es proporcional a la tasa de recombinación que en este caso es igual a la tasa de liberación de los electrones, ecuación 1.12.1 ya que los electrones liberados no permanecen en la banda de conducción y su destino final es la recombinación radiativa [Mu99].

$$I = -c \frac{dn}{dt} \quad \text{[Ecuación 1.12.1]}$$

En esta ecuación c es una constante radiativa que en general es menor que 1. Como este modelo considera que todos los eventos de recombinación producen fotones entonces $c=1$. El signo negativo significa que en este proceso el número de electrones atrapados n disminuye con el tiempo [Lo11].

Como no hay re-atrapamiento entonces la tasa de liberación es proporcional al número de electrones atrapados n al instante t , ecuación 1.12.2, donde p es la probabilidad por unidad de tiempo de que ocurra una excitación térmica en una trampa con profundidad E a una temperatura absoluta T [Mu99].

$$-\frac{dn}{dt} = np \quad \text{[Ecuación 1.12.2]}$$

La distribución estadística de los electrones atrapados en los estados metaestables se puede considerar como una distribución de equilibrio dada por la distribución de Boltzmann, ecuación 1.12.3 [Lo11].

$$p = s \exp\left[-\frac{E}{kT}\right] \quad \text{[Ecuación 1.12.3]}$$

Donde s es un factor de frecuencia o factor pre-exponencial, una constante que proviene de considerar a la trampa como un pozo de potencial cúbico y que está relacionada con la frecuencia a la cual los electrones chocan con las paredes del pozo [An09].

Si la temperatura cambia linealmente con el tiempo de la forma $T = T_0 + \beta t$ entonces se obtienen las ecuaciones 1.12.4 y 1.12.5.

$$\beta = \frac{dT}{dt} \quad \text{[Ecuación 1.12.4]}$$

$$-\frac{dn}{dT} = -\frac{1}{\beta} \frac{dn}{dt} \quad \text{[Ecuación 1.12.5]}$$

Después de la exposición a la radiación ionizante en el tiempo $t=0$ hay un número inicial n_0 de electrones atrapados a una temperatura inicial T_0 . Entonces de las ecuaciones 1.12.5, 1.12.3 y 1.12.2 se obtiene la ecuación 1.12.6.

$$-\frac{dn}{dT} = \frac{1}{\beta} ns \exp\left[-\frac{E}{kT}\right]$$

$$\int_{n_0}^n \frac{dn'}{n'} = \int_{T_0}^T -\frac{1}{\beta} s \exp\left[-\frac{E}{kT'}\right] dT'$$

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

$$n = n_0 \exp\left[-\frac{s}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left[-\frac{E}{kT'}\right] dT'\right] \quad \text{[Ecuación 1.12.6]}$$

Y sustituyendo la ecuación 1.12.6 en la 1.12.1 se obtiene la ecuación 1.12.7

$$\therefore I(T) = sn_0 \exp\left[-\frac{E}{kT}\right] \exp\left[-\frac{s}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left[-\frac{E}{kT'}\right] dT'\right] \quad \text{[Ecuación 1.12.7]}$$

De esta última ecuación se observa que la intensidad del pico de brillo es directamente proporcional a n_0 que es el parámetro asociado con la dosis absorbida. De donde n_0 no cambia la forma del pico, sino que únicamente modifica la intensidad a cada temperatura en la misma proporción. La primera exponencial hace crecer la intensidad, represente la aceleración de la tasa de liberación de electrones a medida que aumenta la temperatura. La segunda exponencial produce la disminución de la intensidad como consecuencia de la reducción en la población de electrones atrapados. La forma del pico se infiere observando distintos valores de T ligeramente mayores que T_0 . La segunda exponencial decrece con valores muy próximos a uno y la primera exponencial domina. Hasta que a una cierta temperatura T_M el comportamiento de las dos exponenciales se anula y aparece un pico de máxima intensidad. A partir de esta temperatura la disminución de la segunda exponencial domina sobre la primera y la intensidad disminuye hasta que los electrones son liberados totalmente. Los picos que se forman bajo esta cinética son asimétricos pues la disminución de la intensidad TL a temperaturas mayores que T_M es más rápida que el incremento a temperaturas menores [Mu99], figura 1.12.1.

En principio la temperatura T_M podría calcularse con la ecuación 1.12.8. Sin embargo, a lo más se obtiene la ecuación 1.12.9 que muestra la relación que existe entre la temperatura del pico, la energía de activación de la trampa y la tasa de calentamiento.

$$\frac{d}{dT} \ln I = 0 \quad \text{[Ecuación 1.12.8]}$$

$$\frac{\beta E}{kT_M^2} = s \exp\left[-\frac{E}{kT_M}\right] \text{ [Ecuación 1.12.9]}$$

De la ecuación 1.12.9 se observa que T_M aumenta al incrementar E , lo cual concuerda con el modelo de bandas. Para trampas más profundas se requiere mayor energía térmica para liberar los electrones. El parámetro n_0 no aparece en esta ecuación lo cual indica que la posición de T_M es independiente de la dosis y que para grandes cambios en la tasa de calentamiento el valor de T_M varía muy poco [An09].

Aunque este modelo es muy sencillo y poco realista permite dar una descripción analítica muy útil de los picos de las curvas de brillo y obtener parámetros importantes como la energía de activación y el factor de frecuencia a partir del ajuste de los datos experimentales [Mu99].

La cinética de segundo orden considera que la probabilidad de re-atrapamiento es igual a la probabilidad de recombinación, $\frac{1}{2} : \frac{1}{2}$. Con esta cinética los picos de brillo son casi simétricos y la temperatura T_M aumenta con la dosis [An09].

La cinética de orden general supone un reatrapamiento alto. El parámetro b asociado con el orden de la cinética controla los semianchos izquierdo y derecho de los picos TL y sus valores están comprendidos entre 1 y 2. Mientras que el parámetro E controla el ancho total de cada pico con valores comprendidos entre 0.5 y 3 [Lo11].

Muchos materiales de interés en dosimetría, como el TLD100 exhiben un comportamiento que obedece claramente a la cinética de primer orden [De86]. Desde el punto de vista dosimétrico no todos los picos son de interés por lo que separar los distintos picos que componen a una curva de brillo a partir de un modelo cinético dado es útil e importante. A esta técnica se le llama deconvolución. El mejor ajuste con los datos experimentales proporciona información sobre los parámetros T_M , E y s .

La deconvolución con cualquier orden cinético requiere el valor de la integral f , ecuación 1.12.10, para cada uno de los puntos del pico de brillo y en cada iteración del procedimiento de ajuste; que no puede resolverse analíticamente. Para calcularla se emplea

un método de aproximación, dado por la ecuación 1.12.11. Si sólo se considera el primer término de la serie, dado por la ecuación 1.12.12, y $T_0=0$ entonces se obtiene una expresión simplificada para la intensidad TL a primer orden conocida como aproximación de Podgorsak-Moran-Cameron [An09], ecuación 1.12.13 [Le91].

$$\int_{T_0}^T \exp\left[-\frac{E}{kT'}\right] dT' = f = F(T, E) - F(T_0, E) \quad \text{[Ecuación 1.12.10]}$$

$$F(T, E) = \int_0^T \exp\left[-\frac{E}{kT'}\right] dT' = T \exp\left[-\frac{E}{kT}\right] \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{kT}{E}\right)^n (-1)^{n-1} n! \quad \text{[Ecuación 1.12.11]}$$

$$F(T, E) = \frac{kT^2}{E} \exp\left[-\frac{E}{kT}\right] \quad \text{[Ecuación 1.12.12]}$$

$$I(T) = sn_0 \exp\left[-\frac{E}{kT} - \frac{s}{\beta} \frac{kT^2}{E} \exp\left[-\frac{E}{kT}\right]\right] \quad \text{[Ecuación 1.12.13]}$$

Con esta simplificación se gana velocidad en el cálculo que es importante en dosimetría y el error relativo es despreciable al usar la misma aproximación durante las calibraciones. La ecuación 1.12.14 es una adaptación de la ecuación 1.12.13 de acuerdo con las principales características de los picos de brillo [An09].

$$\therefore I(T) = I_M \exp\left[1 + ((T - T_M)W) - \exp[(T - T_M)W]\right] \quad \text{[Ecuación 1.12.14]}$$

donde I_M es la intensidad máxima del pico. El parámetro $W = E/kT_M^2$ está relacionado con el ancho del pico a la mitad de su máxima intensidad w : *FWHM* (*Full Width at Half Maximum*) con la ecuación 1.12.15 la cual se deduce a partir de las soluciones numéricas, del sistema de ecuaciones 1.12.16 que se obtiene de la forma de los picos de brillo de primer orden, figura 1.12.1.

$$w = \frac{2.44}{W} = \tau + \delta = \frac{1.46}{W} + \frac{0.98}{W} \quad \text{[Ecuación 1.12.15]}$$

$$I(\delta) = \frac{I_M}{2} = I(-\tau) \quad \text{[Ecuaciones 1.12.16]}$$

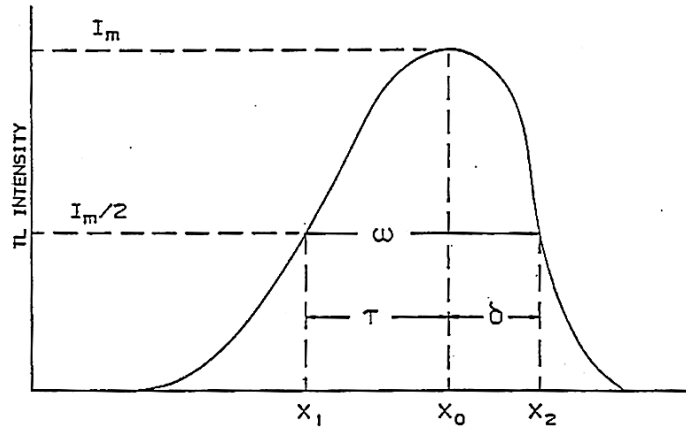


Figura 1.12.1. Forma de un pico de brillo obtenido con cinética de primer orden [Ha88].

Una medida de la exactitud de una deconvolución se obtiene comparando la RTL de la curva de brillo con la suma de la RTL de todos los picos. A esta medida se le conoce como figura de mérito (*FOM*), ecuación 1.12.17, donde j es un número de canal asociado con una temperatura, y_j es la intensidad TL experimental en el canal j , $y(x_j)$ es el valor obtenido por el ajuste y A es el área total bajo la curva de brillo. En general se obtienen valores típicos menores que el 2%, adecuado para muchas aplicaciones dosimétricas [Ha88].

$$FOM = \sum_{j_i}^{j_f} \frac{100 |y_j - y(x_j)|}{A} \quad \text{[Ecuación 1.12.17]}$$

En diversos estudios se ha observado que la temperatura de los picos de primer orden no depende de la dosis de radiación pero que al aumentar la tasa de calentamiento los picos se recorren hacia mayores temperaturas. Físicamente esto se debe a que cuando los dosímetros se calientan más rápido las trampas tardan más tiempo en vaciarse. En la tabla 1.12.1 se muestran las temperaturas a las que pueden encontrarse aproximadamente los picos del TLD100, irradiado a 12 Gy con rayos gamma de ^{60}Co , y cinética de primer orden a 2 tasas de calentamiento distintas, 2 °C/s y 10 °C/s [Ba00].

Pico	2 °C/s	10 °C/s
3	156.31 ± 1.02	180.73 ± 1.84
4	192.29 ± 0.93	216.81 ± 1.27
5	217.86 ± 0.86	239.92 ± 3.24
6a	230.77 ± 0.77	254.26 ± 2.88
6b	252.04 ± 0.96	276.02 ± 1.96
7	276.76 ± 1.84	301.20 ± 2.56
8	306.12 ± 1.21	324.31 ± 1.33

Tabla 1.12.1. Temperaturas de los picos de brillo de TLD100, irradiado a 12 Gy con rayos gamma de ^{60}Co , con 2 tasas de calentamiento distintas [Ba00].

1.13 FUNCIÓN DE SUPRALINEALIDAD Y EFICIENCIA RELATIVA TL

Una forma de analizar la RTL total de un material es por medio de la función de supralinealidad y la eficiencia relativa.

La función de supralinealidad es la pendiente de la curva de calibración a una dosis dada normalizada por la pendiente de la región lineal, ecuación 1.13.1. Representa el cambio de la sensibilidad del dosímetro con la dosis y permite identificar los intervalos de repuesta lineal $F=1$, supralineal $F>1$ y sublineal $F<1$ [Ga96].

$$F(D) = \frac{\frac{RTL}{D}}{\left(\frac{RTL}{D}\right)_L} \quad \text{[Ecuación 1.13.1]}$$

Los sistemas físicos irradiados con distintos campos de radiación o energías responden de forma diferente a las mismas dosis. La eficiencia relativa TL es una comparación entre la RTL por unidad de masa por unidad de dosis obtenida de un campo de radiación de interés y la RTL por unidad de masa por unidad de dosis obtenida de un campo de radiación de referencia, ecuación 1.13.2, que puede ser gammas de ^{60}Co o de ^{137}Cs . Representa el cambio en la sensibilidad del material, en el intervalo de respuesta lineal, debido al campo de radiación empleado. En general es menor que 1 para PCP [Ga96] [Av00].

$$\eta = \frac{\left(\frac{RTL}{mD}\right)}{\left(\frac{RTL}{mD}\right)_{ref}} \quad \text{[Ecuación 1.13.2]}$$

1.14 MODELOS DE INTERACCIÓN DE TRAZAS

Los fotones y las PCP tienen trayectorias rectilíneas al atravesar un medio material y producen un campo de radiación secundario formado por rayos δ que distribuyen la energía que les fue transferida. Se consideran dos tipos de radiaciones en función de la LET. La radiación débilmente ionizante tiene bajo LET y produce rayos δ que depositan la energía homogéneamente en todo el material mientras que la radiación altamente ionizante, alto LET, concentra la dosis alrededor de las trayectorias de las partículas incidentes.

Los electrones secundarios liberados por PCP tienen trayectorias errantes a través del material y su penetración máxima, considerada en la dirección perpendicular, define el radio de una región donde la energía es depositada localmente, conocida como traza. El tipo de traza depende tanto del campo de radiación como del tipo de material.

Como las PCP pierden energía a medida que atraviesan el material la energía disponible para producir rayos δ disminuye y el radio de la traza también disminuye. Por eso se considera que, en general, las trazas tienen una forma cónica.

1.14.1 MODELO UNIFICADO DE INTERACCIÓN DE TRAZAS (UNIM)

El UNIM fue formulado por Y. S. Horowitz y colaboradores [Ho96a, Ho96b] basados en el modelo propuesto por Claffy [Cl68] y F. H. Attix [At75]. Es válido para partículas con trazas rectilíneas paralelas, fotones y PCP, que inciden perpendicularmente sobre un material TL. Con este modelo se calcula teóricamente la función de supralinealidad en la región lineal-supralineal. La formulación matemática ignora los efectos de saturación a altas fluencias producidos por la superposición de las trazas, por lo que no predice sublinealidad. Las trazas para PCP están más localizadas por lo que su umbral de supralinealidad es mayor que el de rayos gamma [Ga96].

El UNIM para PCP se basa en la competencia de trampas TL durante el proceso de lectura. Se propone que dentro de las trazas existen trampas (TC*) y centros TL (LC*) activos que compiten con centros de recombinación no radiativos (α) localizados en las regiones entre trazas, junto con otras trampas (TC) y centros TL (CL) inactivos, figura 1.14.1.1.

A bajas fluencias la distancia entre trazas es tan grande que los procesos generados ocurren en el interior de la traza. Al calentar el material la mayoría de los portadores de carga se recombinan con centros TL pertenecientes a la misma traza. Los que escapan de las trazas son capturados por los centros de competencia que les impiden recombinarse con centros TL de trazas vecinas por lo que la emisión de luz es proporcional al número de trazas y la respuesta del material TL es lineal con respecto de la fluencia.

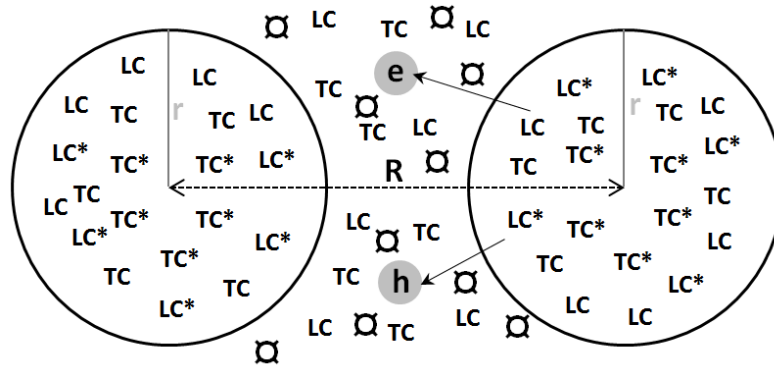


Figura 1.14.1.1. Secciones transversales de 2 trazas vecinas de radio r que distan entre sí R unidades. Cuando los portadores de carga son liberados, electrones (e) y huecos (h), durante el proceso de lectura; algunos se recombinan dentro de las trazas mientras que otros escapan y pueden ser capturados por centros de recombinación no radiativos localizados al exterior de las trazas [Av98].

Al aumentar la fluencia, aumentan las trazas y disminuye la distancia entre ellas por lo que la RTL depende de la interacción entre trazas. La probabilidad de que los portadores de carga, liberados durante la lectura, se escapen de su traza y puedan recombinarse con centros TL de trazas vecinas aumenta. Con esto se produce un incremento no lineal de la luz emitida y un comportamiento supralineal de la RTL del material. Este modelo también predice que al aumentar la energía de las PCP incrementa el tamaño de la traza y la supralinealidad se observa a fluencias menores.

El modelo de interacción de trazas (TIM) solo aplica para PCP y difiere del UNIM en la expresión utilizada para la probabilidad que los portadores de carga tienen para emigrar a una traza vecina, además de otros parámetros. Para el TIM esta probabilidad depende del radio de la traza y de la separación entre ellas, mientras que para el UNIM depende también del radio de la traza asociado con los huecos producidos. Para la formulación matemática de la función de supralinealidad ambos modelos solo consideran las contribuciones de las 3 trazas vecinas más cercanas. Pero el UNIM considera además 2 parámetros libres adicionales, el número de electrones que sufren recombinación dentro de la traza y el

número de electrones que escapan de la traza, que le permite dar una mejor descripción de la respuesta supralineal.

1.14.2 TEORIA DE ESTRUCTURA DE TRAZAS MODIFICADA (TSTM)

Un dosímetro TL se puede modelar como un detector formado por una matriz de elementos sensibles, átomos o moléculas, en donde la ionización de un elemento sensible se produce mediante un impacto producido por radiación incidente. De tal manera que la densidad de impactos está relacionada con la energía depositada por los electrones secundarios en el medio [Ga96] [Av00].

La teoría de estructura de trazas (TST) formulada por J. J. Butts y R. Katz [Ka67] y la modificación hecha por Y. S. Horowitz [Ho80, Ho84, Ho90b] conocida como TSTM postulan que los rayos δ generados en el material son los principales responsables del depósito de energía, los cuales son emitidos perpendicularmente a la trayectoria de las PCP, y que pierden su energía de forma continua. Aunque los rayos gamma y las PCP producen electrones secundarios los efectos físicos observados son distintos para las mismas dosis.

Ambas teorías son válidas para detectores de un impacto, multi-impacto y multi-blanco. El primero supone que 1 ionización en un elemento sensible del material TL produce 1 activación, para el segundo 1 activación requiere más de 1 ionización en 1 elemento sensible y para el tercero se necesita más de 1 ionización en más de 1 elemento sensible para generar 1 sola activación. Para cada modelo y tipo de radiación, gamma o PCP, existe una probabilidad de activación, que depende de distintos parámetros, como el número de impactos, la dosis promedio necesaria para que un elemento sensible reciba un impacto y el tamaño del volumen sensible; que se obtienen mediante el ajuste de datos experimentales obtenidos con el campo de radiación de referencia.

La TST propone que es posible calcular la RTL debida a PCP a partir de la eficiencia relativa con respecto a un campo de referencia de radiación gamma. Las discrepancias entre esta teoría y los resultados experimentales, de acuerdo con la TSTM, se debe a que el espectro de energías y la distribución de los rayos δ producidos por las PCP son diferentes a los producidos por rayos gamma usados normalmente como referencia, de ^{60}Co y de ^{137}Cs .

Por ello la TSTM obtiene la eficiencia relativa a partir de la distribución radial de la dosis impartida por PCP y de la función de respuesta obtenida para un campo de referencia de radiación gamma con un espectro de rayos δ y un volumen de material irradiado aproximadamente iguales al producido por las PCP. La distribución radial de la dosis se puede obtener directamente de la TST y TSTM o a partir de la irradiación de gases con PCP de la misma energía o por simulaciones Monte Carlo [Av00]. El cálculo de la eficiencia relativa también depende de las energías medias requeridas para producir un par electrón-hueco, tanto para la radiación de referencia como para la de interés.

A diferencia de los fotones, los rayos δ producidos por PCP generan distribuciones radiales de dosis no homogéneas dentro de las trazas. Estas trazas alcanzan densidades muy altas de energía en regiones sumamente pequeñas. En estas zonas se logra saturar la capacidad de respuesta del sistema y gran parte de la energía depositada no genera RTL. Esto explica porque la eficiencia TL a la radiación altamente ionizante es generalmente menor que la del mismo sistema expuesto a radiación débilmente ionizante [Ga96].

Capítulo 2

DESARROLLO EXPERIMENTAL

La respuesta TL que se obtiene de un dosímetro irradiado depende fuertemente de diversas condiciones experimentales. Por ello es importante mencionar los protocolos de preparación previa, sección 2.1, y de lectura de los dosímetros TL, sección 2.2, empleados en el desarrollo experimental.

Los dosímetros TLD100 se fabrican en grandes cantidades. Cuando estos son elaborados simultáneamente, de una misma mezcla, se dice que pertenecen al mismo lote. Esto sugiere que la RTL, bajo las mismas condiciones de irradiación, debería ser la misma. Sin embargo, esto no sucede debido a pequeñas variaciones en su composición física y química, tales como el tamaño y la concentración de impurezas, que producen distinta sensibilidad entre ellos. En este trabajo se utilizaron 11 dosímetros termoluminiscentes comerciales TLD100 fabricados por ThermoFisher Scientific Inc. en presentación de paralelepípedo, $3.175 \times 3.175 \times 0.89 \text{ mm}^3$, 10 pertenecientes al lote S-5281 y 1 al lote S-5465. En la sección 2.3 se describen las pruebas de reproducibilidad y homogeneidad que se realizaron para caracterizar los dosímetros y determinar la incertidumbre de su RTL.

2.1 TRATAMIENTO TÉRMICO

La curva de brillo y la RTL de un dosímetro dependen del tratamiento térmico previo a su irradiación. En este trabajo se siguió el protocolo recomendado por el fabricante que consistió en un horneado de 400 °C durante una hora seguido por un horneado a 100 °C durante 2 horas. Este protocolo maximiza y estabiliza la respuesta TL del TLD100 [Ha00]. El horneado se llevó a cabo en las instalaciones del Taller de Física de Radiaciones 1 de la Facultad de Ciencias de la UNAM.



Figura 2.1.1. Hornos del Taller de Física de Radiaciones 1 de la UNAM empleados en el tratamiento térmico de los dosímetros. A la izquierda incubadora microbiológica y mufla eléctrica la derecha.

El primer horneado tiene por objetivo borrar la señal acumulada, debido a la radiación de fondo, durante su almacenamiento. Durante este proceso las trampas de los portadores de carga se vacían completamente y se restablece la configuración original de las impurezas [Ho90a]. Este horneado se realizó en una mufla marca Felisa modelo FE-340, figura 2.1.1, la cual requiere de un tiempo de 40 minutos aproximadamente para alcanzar la temperatura programada de forma estable. El segundo horneado se realizó en una incubadora microbiológica marca Binder modelo ED53-UL, figura 2.1.1. Su finalidad es estabilizar los picos de baja temperatura [Ho90a].

Ambos horneados se realizaron en una atmósfera de aire. Algunos estudios muestran que la atmósfera de horneado es relevante para la respuesta TL del TLD100 irradiado con partículas poco penetrantes o rayos X ultra-suaves y recomiendan realizarlo en atmósferas inertes de N_2 y He [Ka80, Ca94]. Sin embargo, investigaciones posteriores no encuentran diferencias significativas en las curvas de brillo ni en la respuesta TL del TLD100 irradiado con partículas alfa de 5.3 MeV previamente horneados en una atmósfera de He y aire, figura 2.1.2 [Ga96].

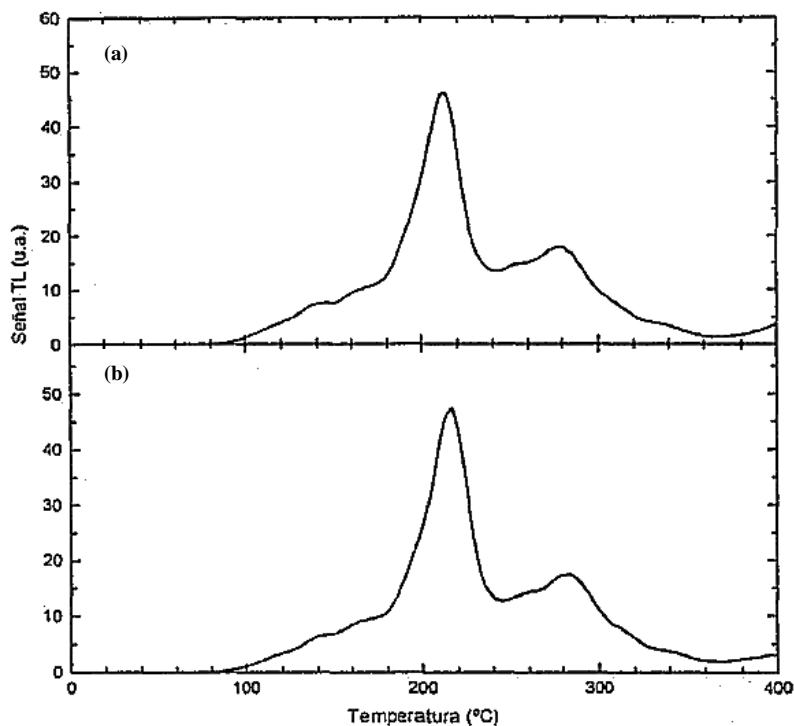


Figura 2.1.2. Curvas de brillo de TLD100 irradiado con partículas α a la misma fluencia (a) horneado en He y (b) horneado en aire [Ga96].

La fuerte dependencia que tienen las curvas de brillo y la respuesta TL del TLD100 con los tratamientos térmicos indican que la sensibilidad de éstos no es una característica intrínsecamente constante. Por ello los tratamientos térmicos no tienen por objetivo únicamente el borrado, sino también de restablecer la sensibilidad de los dosímetros a un valor aproximadamente reproducible.

Desde que los dosímetros salen del primer horneado hasta que alcanzan la temperatura ambiente se genera la configuración de equilibrio de los centros TL que determinan la sensibilidad y dan forma a la curva de brillo. En este sentido la etapa de enfriamiento, entre ambos horneados, es especialmente importante. Para el caso del TLD100 se ha encontrado que la sensibilidad depende fuertemente de la rapidez de enfriamiento, aunque todavía existe controversia al respecto [Mu99]. En este trabajo la etapa de enfriamiento se realizó en aire a temperatura ambiente durante 15 minutos.

El horneado pre-lectura suprime los picos de brillo de baja temperatura. Con esto se reducen los errores en la RTL causados por su inestabilidad. Para este trabajo, este horneado no fue necesario porque los dosímetros irradiados no se leyeron inmediatamente

sino 24 horas después. Cuando un dosímetro no recibe un tratamiento térmico adecuado los portadores de carga remanentes en niveles de energía muy profundos producen cambios en su sensibilidad. Cabe recalcar que se tuvo especial cuidado en seguir estrictamente las etapas de horneado y enfriamiento, tanto en tiempo como en temperatura.

Después de la irradiación de los dosímetros TL, el proceso de lectura es otro factor que influye tanto en la curva de brillo como en la RTL que se obtiene. En la siguiente sección presentamos el protocolo de lectura empleado en este trabajo.

2.2 LECTURA DE DOSÍMETROS TL

La lectura de los dosímetros se realizó 1 día después de cada irradiación, en un lector TL marca HARSHAW modelo 3500, del Taller de Física de Radiaciones 1, figura 2.2.1. El lector puede consultar el Anexo 1 donde se detalla el protocolo de lectura.

Se verificó un flujo de gas entre 95 y 100 mm, equivalente a una tasa de flujo de aire entre 3001 y 3167 CCM (cm^3/min) y una presión de 22 psi aproximadamente, esto para garantizar el óptimo desempeño del equipo [TR10].

El lector TL está formado por una plancheta, un sistema de acoplamiento óptico, un tubo fotomultiplicador (TFM), una fuente reguladora de alto voltaje, un amplificador de pulsos, un sistema electrónico integrador de corriente y un sistema de control, figura 2.2.1. El equipo es manejado por una computadora con el software WinREMS (*Windows Radiation Evaluation and Management System*) previamente instalado.

Dentro de una cámara especial, la plancheta calienta los dosímetros de manera controlada. Está formada por un circuito calefactor eléctrico de alta corriente y un termopar. El sistema de acoplamiento óptico aísla térmicamente al TFM del calor de la plancheta. Esto se puede lograr de distintas formas, con sistemas de lentes, filtros térmicos, capas de agua o capas de vacío [Su06]. También funciona como condensador óptico, para que la mayor parte de la luz emitida llegue al TFM y la contribución de la señal TL espuria producida principalmente por la radiación infrarroja disminuya [Lo11].

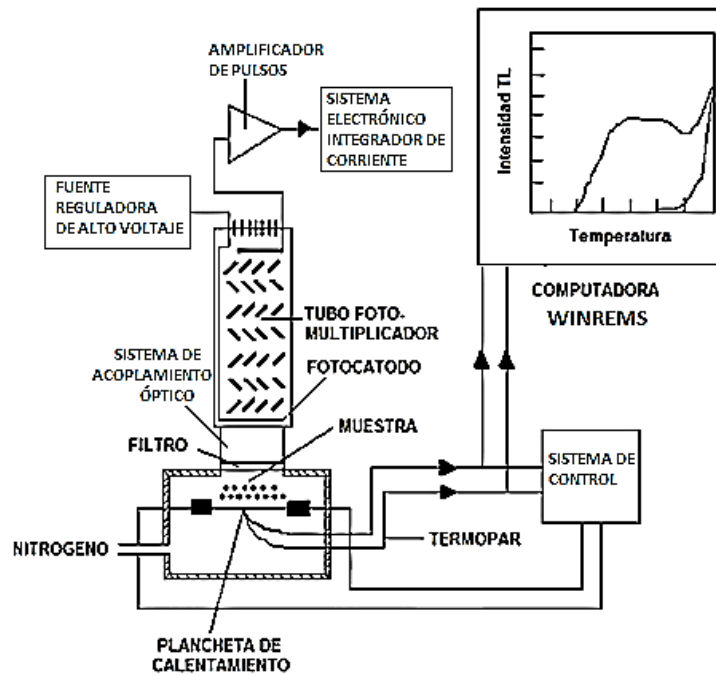
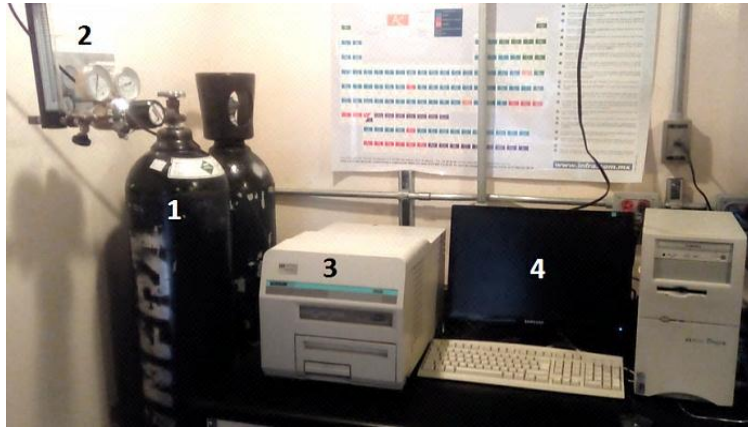


Figura 2.2.1. Arriba, equipo de lectura TL del Taller de Física de Radiaciones 1 de la Facultad de Ciencias de la UNAM. 1 Tanque de gas nitrógeno, 2 Medidores de presión y flujo de gas, 3 Lector TL Marca HARSHAW 3500 y 4 Computadora. Abajo, diagrama de los principales componentes de un lector TL convencional [Lo11].

La luz emitida por los dosímetros es convertida en una señal eléctrica por medio de un tubo fotomultiplicador. Los transductores de este tipo que son de buena calidad son altamente sensibles, tienen una alta relación señal-ruido, respuesta constante en un amplio intervalo de longitudes de onda, un tiempo de respuesta corto y una señal nula en ausencia de iluminación. Están diseñados para mediciones de potencia radiante baja como la luz UV y la luz visible.

El TFM consiste en un fotocátodo que emite fotoelectrones cuando se expone a la radiación y de 9 electrodos adicionales o dinodos, figura 2.2.2. El dinodo D1 mantiene un voltaje

aproximado de 90 V más positivo que el fotocátodo de modo que los fotoelectrones liberados son acelerados hacia él para luego chocar contra el dinodo siguiente, que es 90 V más positivo que el anterior. Esto ocasiona la emisión de varios electrones adicionales liberados en cada uno de los dinodos. La serie de resistencias montadas en la base del tubo sirve como una red divisoria de voltaje. De esta manera se forman de 10^6 a 10^7 electrones por cada fotón incidente. Esta cascada de electrones es reunida en el ánodo y la corriente resultante es medible [Cr08].

La fuente reguladora de alto voltaje sirve para garantizar la estabilidad del voltaje óptimo de operación del TFM. La respuesta de un dosímetro TL irradiado depende del voltaje de operación del tubo fotomultiplicador del lector TL utilizado. En el presente trabajo este voltaje fue de 749 V. El amplificador de pulsos sirve para reducir el ruido proveniente del TFM [Lo11].

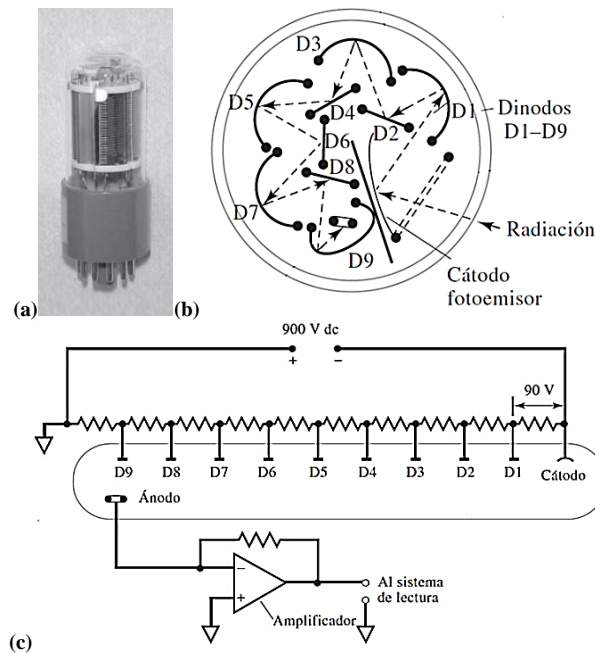


Figura 2.2.2. (a) Tubo fotomultiplicador típico recubierto de cuarzo. (b) Corte transversal. (c) Diagrama del circuito [Cr08].

La corriente eléctrica generada es integrada en el tiempo por un sistema electrónico. Está formado por un circuito altamente sensible y de bajo ruido acoplado a un circuito electrónico con salida visual digital. El sistema de control es un dispositivo que regula el calentamiento de la plancheta dentro del intervalo de temperaturas deseado, con la tasa de calentamiento programada y el intervalo de integración de la corriente [Lo11].

El programa WinREMS grafica en tiempo real la corriente eléctrica contra 200 canales de adquisición de datos distribuidos en el periodo de integración especificado. La información registrada se exporta en un archivo ASCII, con los datos del equipo lector, el número de identificación del dosímetro, la hora y la fecha de la lectura, el voltaje de operación, la temperatura máxima de lectura, la tasa de calentamiento, la presencia de gas, el valor de la carga en nC, el valor de la máxima intensidad TL y 200 pares de datos, intensidad TL en unidades arbitrarias contra temperatura en grados Celsius. Con el mismo programa se controlan también otros parámetros como el intervalo de temperaturas de la lectura y la tasa de calentamiento. Es importante mencionar que en este trabajo se utilizó un intervalo de temperaturas de 50 a 400 °C con una tasa de calentamiento de 10 °C/s con un período de integración de 36 segundos.

El funcionamiento correcto del lector se verifica al iniciar lectura y cada 10 lecturas, con una prueba de ruido del tubo fotomultiplicador (PMT Noise) y una prueba de la luz de referencia. Para la primera se realiza una lectura con el cajón del instrumento ligeramente abierto y otra completamente abierto para la segunda prueba. Si los valores de carga obtenidos se mantienen constantes con respecto a los parámetros de lectura habituales, 0.0301 ± 0.0082 y 167.1 ± 6.0 nC, respectivamente, se puede suponer que el equipo funciona adecuadamente. La lectura de ruido corresponde a la luz que llega al TFM por defecto en el equipo y la lectura de referencia a una fuente de luz integrada dentro del lector.

Los dosímetros se colocaron con la cara no irradiada sobre la plancheta y se realizó la lectura en una atmósfera de gas inerte para disminuir la contribución de la señal TL espuria. Usualmente se utiliza nitrógeno, N_2 , porque es abundante, accesible y no oxida la plancheta. La señal TL espuria se eliminó de las curvas de brillo por medio del programa CGCD. El lector puede consultar el Anexo 3 donde se brinda un pequeño tutorial para este procedimiento.

La señal espuria es producida principalmente por la emisión infrarroja generada por la plancheta, por las trazas de aire dentro de la cámara de calentamiento y por el propio dosímetro. La abrasión mecánica como ralladuras, polvo, contaminación, humedad y los gases absorbidos en la superficie del dosímetro también contribuyen a la señal espuria. En

este sentido el N₂ funciona como gas de arrastre para evitar la interacción de los fotones con otras partículas que puedan alterar la lectura [Su06].

La RTL de un dosímetro también depende del equipo lector. Por ello es necesario realizar una prueba de reproducibilidad para evaluar la dispersión de las lecturas obtenidas por un mismo dosímetro a las mismas dosis. En experimentos que requieren el uso de varios y distintos dosímetros también es necesaria una prueba de homogeneidad que consiste en una calibración individual para relacionar correctamente la RTL obtenida con todos ellos a distintas dosis.

2.3 PRUEBAS REPRODUCIBILIDAD Y HOMOGENEIDAD DE DOSÍMETROS TL

La caracterización previa de los dosímetros es importante para evaluar la variabilidad de la RTL de cada uno con respecto de sí mismo bajo las mismas condiciones de irradiación, prueba de reproducibilidad, y con respecto del valor medio del conjunto, prueba de homogeneidad.

De la prueba de reproducibilidad se obtiene para cada dosímetro el valor de la incertidumbre asociada a su lectura y de las pruebas de homogeneidad se obtiene para cada uno un coeficiente de corrección del elemento (CCE) o factor de sensibilidad, ecuación 2.3.1, que reduce la desviación estándar de la RTL con respecto del conjunto [Az09].

$$CCE_i = \frac{\langle RTL \rangle}{RTL_i} \quad \text{[Ecuación 2.3.1]}$$

Donde RTL_i es la respuesta TL del i -ésimo dosímetro y $\langle RTL \rangle$ es el valor promedio del conjunto. El valor del CCE calculado con un campo de radiación en particular puede utilizarse con otros campos distintos. Sin embargo, este valor no es constante en el tiempo.

Para las pruebas anteriores se irradiaron todos los dosímetros 5 veces bajo las mismas condiciones de geometría y tiempo. Fueron colocados verticalmente sobre la ranura circular de una base de acrílico a una distancia fija de 15.75 mm del centro de una fuente sellada de ¹³⁷Cs, figura 2.3.1, durante 24 h 30 min ± 0.68%. Se eligió este período de irradiación para que la contribución de la señal TL espuria fuera despreciable.

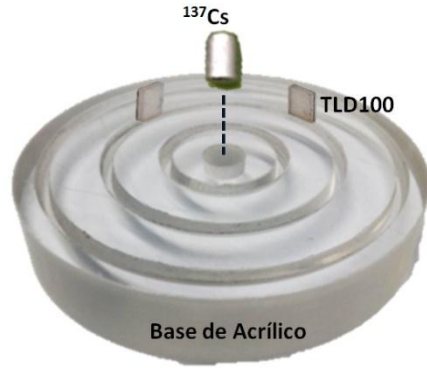
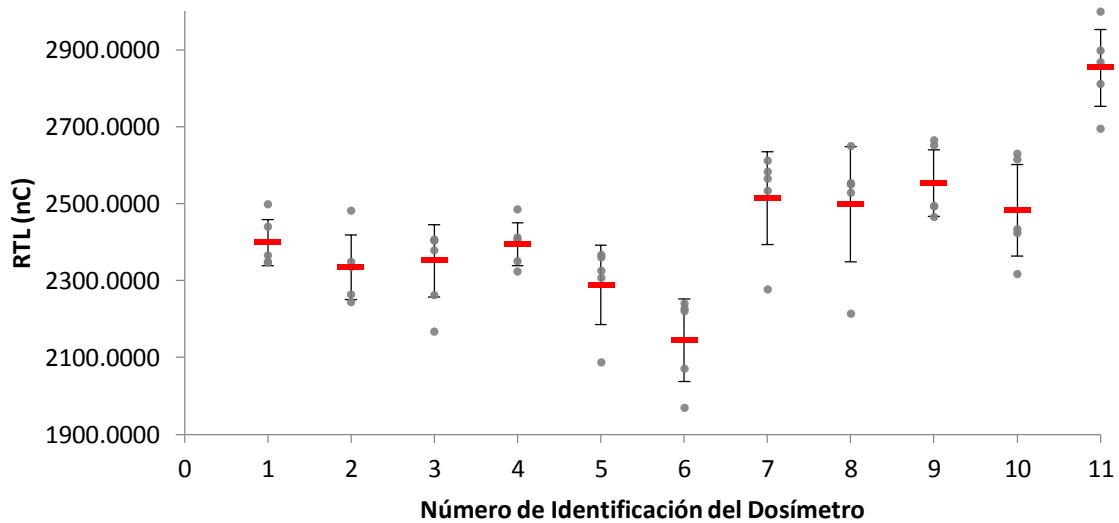


Figura 2.3.1. Dispositivo experimental empleado en las pruebas de reproducibilidad y homogeneidad de los dosímetros TL.

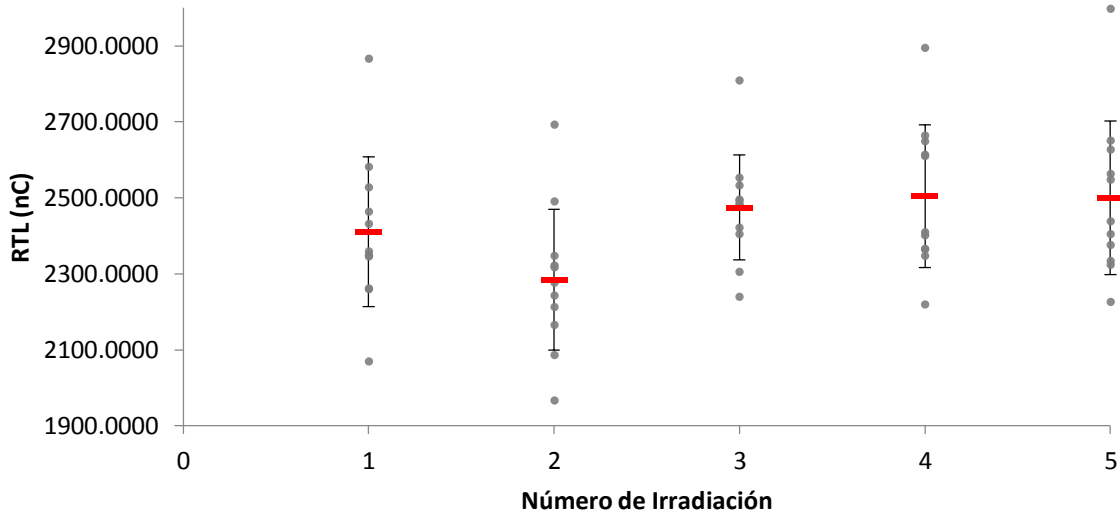
Posteriormente se irradiaron los dosímetros bajo las mismas condiciones de irradiación por 3 h y se comparó la homogeneidad del lote con y sin la aplicación del CCE. Los resultados obtenidos se presentan a continuación en la sección 2.4.

2.4 CARACTERIZACIÓN DE LOS DOSÍMETROS TL

Las gráficas 2.4.1 y 2.4.2 muestran la información recopilada de las pruebas de reproducibilidad y de homogeneidad, respectivamente. De la primera se obtuvieron las incertidumbres por reproducibilidad y de la segunda los factores de sensibilidad, asociados a cada uno de los dosímetros, los cuales aparecen en la tabla 2.4.1.



Gráfica 2.4.1. Prueba de reproducibilidad. En puntos grises, la RTL obtenida por un mismo dosímetro, del 1 al 11, bajo las mismas condiciones de irradiación. La línea horizontal roja representa el valor promedio con su respectiva desviación estándar.



Gráfica 2.4.2. Prueba de homogeneidad. En puntos grises, RTL de los 11 dosímetros en cada una de las 5 irradiaciones realizadas bajo las mismas condiciones de tiempo y geometría. La línea horizontal roja representa el valor promedio del conjunto con su respectiva desviación estándar.

Dosímetro	Reproducibilidad	Factor de Sensibilidad (CCE)
1	± 2.5 %	1.015 ± 0.030
2	± 3.6 %	1.044 ± 0.030
3	± 4.1 %	1.049 ± 0.013
4	± 2.3 %	1.017 ± 0.023
5	± 4.5 %	1.065 ± 0.024
6	± 5.0 %	1.136 ± 0.023
7	± 4.8 %	0.970 ± 0.023
8	± 6.0 %	0.977 ± 0.031
9	± 3.4 %	0.954 ± 0.028
10	± 4.8 %	0.982 ± 0.025
11	± 3.5 %	0.854 ± 0.017

Tabla 2.4.1. Valores de la incertidumbre porcentual por reproducibilidad y factores de sensibilidad asociados a cada uno de los 11 dosímetros bajo estudio en el presente trabajo.

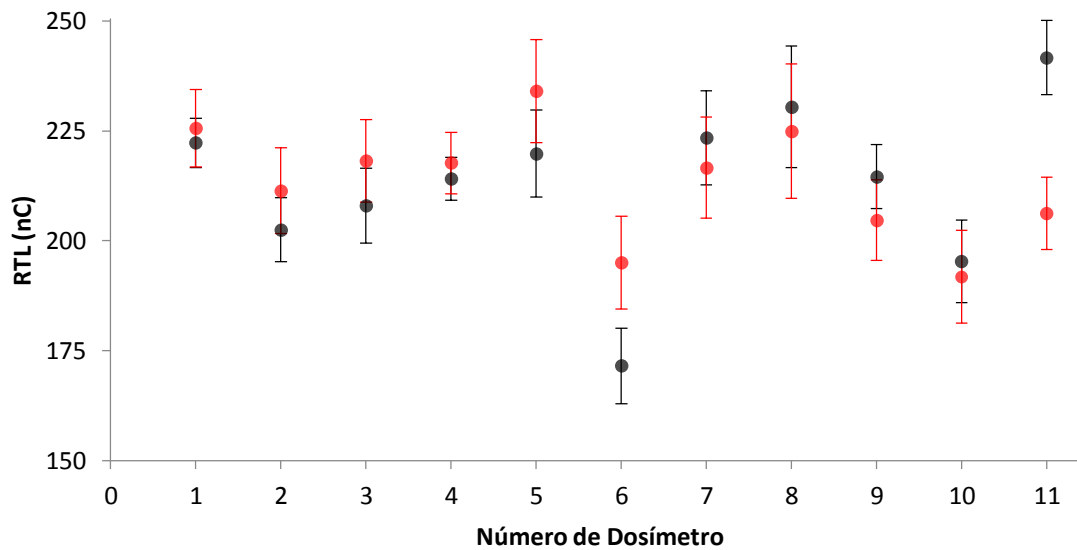
Las incertidumbres que se presentan en la tabla son de origen estadístico y representan la dispersión de la RTL y del CCE con respecto del valor promedio correspondiente a un conjunto de irradiaciones bajo las mismas condiciones. Este tipo de incertidumbres relacionadas con el dosímetro, con los procesos e instrumentos de medición y con la introducción de factores de corrección se representan usualmente por medio de la desviación estándar.

La exactitud y la precisión de una medida son conceptos diferentes. La precisión está relacionada con la reproducibilidad. Un dosímetro tiene alta precisión cuando existe una

desviación estándar pequeña en la distribución de las RTL obtenidas en las pruebas de reproducibilidad. En este sentido los dosímetros más precisos son el 4 y 1 y los menos precisos son el 8 y el 6. Por otra parte, la exactitud expresa la proximidad entre los valores esperados que se obtienen al estimar el valor verdadero. El CCE puede ser considerado como una medida de la exactitud de un dosímetro en tanto se considere a la RTL promedio como el valor verdadero. En este sentido los más exactos son aquellos cuyo CCE es más próximo a 1. Los dosímetros 4 y 1 satisfacen esta condición. Los menos exactos son los dosímetros 6 y 11.

Cabe mencionar que los valores de CCE no son constantes y requieren recalibrarse cada determinado tiempo o al inicio de cada investigación. Son útiles bajo cualquier campo de irradiación pues solo caracterizan la RTL con respecto del valor promedio del conjunto. Usualmente son calculados a partir de irradiación gamma tal y como se realizó en esta tesis.

En la gráfica 2.4.3 se muestran los datos obtenidos de irradiar los 11 dosímetros bajo estudio en condiciones de reproducibilidad. En ella se compara la RTL con y sin la aplicación del CCE. Los puntos en color negro representan la RTL entregada directamente por el lector TL y en color rojo la RTL multiplicada por el CCE. En este gráfico las barras verticales de los puntos negros representan solo la incertidumbre por reproducibilidad.



Gráfica 2.4.3. Comparación de la RTL que se obtuvo directamente del lector TL, en color negro, y la RTL multiplicada por su factor de sensibilidad, en color rojo, para una irradiación bajo condiciones de reproducibilidad.

En esta gráfica se observa que la aplicación del CCE aumenta la incertidumbre asociada a la RTL de cada dosímetro, pero disminuye la dispersión de los valores obtenidos en conjunto. La RTL promedio con y sin la aplicación del CCE, 213 ± 12 nC y 213 ± 18 nC, respectivamente, son estadísticamente iguales pero la desviación estándar disminuye del 8.4 al 5.8%. Por lo que medir y aplicar el CCE mejora la comparación de la RTL entre distintos dosímetros irradiados a distintas dosis.

Capítulo 3

IRRADIACIÓN CON RAYOS GAMMA

En este capítulo se obtiene la respuesta TL del TLD100 a rayos gamma. Estos resultados son importantes no solo como base de comparación sino que también permiten evaluar el método experimental y el análisis de la información empleado en la presente investigación ya que en la literatura no existen estudios previos sobre el comportamiento del TLD100 irradiado con protones del orden de unos cuantos keV de energía.

Se calculó la tasa de dosis a dos distancias fijas del centro de la fuente radioactiva de ^{137}Cs y se obtuvieron la curva de calibración y las curvas de brillo en el intervalo de dosis de 0.3 Gy $\pm 0.8\%$ a 37.2 Gy $\pm 1.6\%$. La importancia de caracterizar el sistema de irradiación gamma consistió en corregir las tasas de dosis por efectos de atenuación del haz y no puntualidad de la fuente, así como garantizar que las pruebas de reproducibilidad y homogeneidad de los dosímetros se hayan llevado a cabo bajo las mismas condiciones de irradiación.

3.1 SISTEMA DE IRRADIACIÓN GAMMA

El sistema de irradiación gamma consiste de un portadosímetros circular de acrílico, de 5.508 ± 0.006 cm de diámetro y 0.994 ± 0.002 cm de grosor, con 3 ranuras circulares homocéntricas de distintos radios, 7.31 ± 0.06 mm, 15.75 ± 0.06 mm, 19.06 ± 0.03 mm; de 1 mm de profundidad aproximadamente, figura 3.1.1 (c); y una fuente de radiación gamma colocada en el centro del portadosímetros formada por una muestra radioactiva sellada de $^{137}\text{Cesio}$ con un recubrimiento cilíndrico de acero de 6 mm de largo por 4.5 mm de diámetro que absorbe la radiación beta, figura 3.1.1 (b).

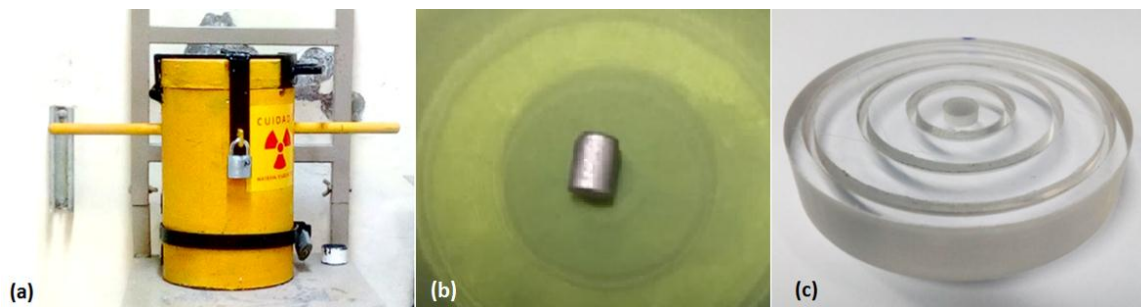


Figura 3.1.1. (a) Contenedor de material radioactivo, (b) fuente sellada de Cesio 137 y (c) portadosímetros.

El ^{137}Cs es un radionúclido, con un tiempo de vida medio de 30.17 años. En el 94.6% de los casos se transforma en Bario 137 en estado excitado ($^{137}\text{Ba}^*$) por decaimiento beta menos con emisión de electrones con una energía máxima de 0.512 MeV. Posteriormente el $^{137}\text{Ba}^*$ se convierte, con un tiempo de vida medio de 2.55 minutos, en un núcleo estable de ^{137}Ba por decaimiento gamma con emisión de fotones de 0.661 MeV [Or94], figura 3.1.2.

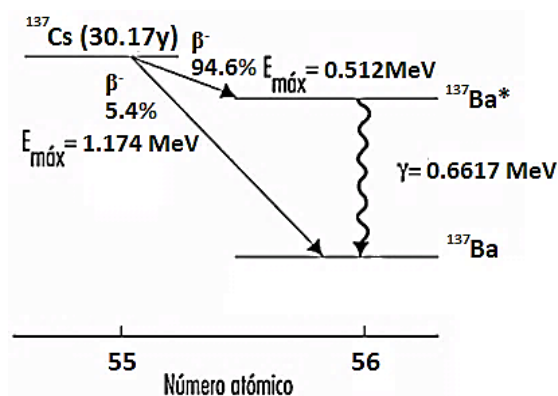


Figura 3.1.2. Esquema de decaimiento del Cesio 137 [Or94].

La fuente utilizada, marca Amersham International modelo CDC703 serie 4821GR, fue calibrada el 31 de enero de 1986 con una tasa de kerma en aire de 2.3 nGy/s a 1 metro de distancia. Cabe mencionar que, por seguridad radiológica, el sistema de irradiación se mantuvo en todo momento dentro de un contenedor cilíndrico de plomo de 22 cm diámetro por 32 cm de largo, figura 3.1.1 (a).

Para estimar la tasa de dosis actual sobre las ranuras 1 y 2 del sistema de irradiación a partir de la tasa de kerma en aire registrada en el certificado de la fuente se utilizó el procedimiento de Jogs-Cunningham [Va14]. La tasa de dosis en agua rodeada de aire a 1

metro de distancia de la fuente el 31 de enero de 1986 se puede calcular con la ecuación 3.1.1

$$\dot{D}_{agua} = \beta \left[\dot{K}_{agua} \right]_{aire} = \beta \left[\dot{K}_{aire} \right]_{aire} \frac{(\mu_{en}/\rho)_{agua}}{(\mu_{en}/\rho)_{aire}} k(r_{agua}) \quad \text{[Ecuación 3.1.1]}$$

Para el caso de rayos gamma de ^{137}Cs , la constante β vale 1.001, en agua el factor de corrección $k(r_{agua})$ vale 1 y los coeficientes másicos de absorción de energía para el agua y el aire valen 0.0329 y 0.0295 cm^2/g , respectivamente [At86].

$$\dot{D}_{agua} = 1.001 [2.3 \text{ nGy/s}] \frac{0.0329 \text{ cm}^2/\text{g}}{0.0295 \text{ cm}^2/\text{g}} = 2.6 \text{ nGy/s}$$

De modo que la tasa de dosis en TLD100 bajo las mismas condiciones está dada por la ecuación 3.1.2 donde los coeficientes másicos de absorción de energía para el LiF y el agua valen 0.0274 y 0.0329 cm^2/g , respectivamente [At86].

$$\dot{D}_{TLD100} = \dot{D}_{agua} \frac{(\mu_{en}/\rho)_{LiF}}{(\mu_{en}/\rho)_{agua}} = 2.2 \text{ nGy/s} \quad \text{[Ecuación 3.1.2]}$$

La corrección por tiempo sigue una ley exponencial. Para el cálculo se consideró la fecha de inicio de estas pruebas, 11 de diciembre de 2019, ecuación 3.1.3.

$$\dot{D} = \dot{D}_{TLD100} \exp[-\lambda t] = (2.2 \text{ nGy/s}) \exp \left[-\ln 2 \frac{12367 \text{ días}}{11012 \text{ días}} \right] = 1.0 \text{ nGy/s} \quad \text{[Ecuación 3.1.3]}$$

Para fuentes puntuales la corrección por distancia sigue la ley de inverso al cuadrado, ecuación 3.1.4. Para calcular la tasa de dosis sobre las ranuras 1 y 2 del sistema de irradiación gamma se consideraron, como primera aproximación, las distancias al centro del sistema, ecuaciones 3.1.5 y 3.1.6.

$$\dot{D}_i = \frac{d^2}{d_i^2} \dot{D} \quad \text{[Ecuaciones 3.1.4]}$$

$$\Delta \dot{D}_i = \frac{2d^2 \dot{D}}{d_i^3} \Delta d_i$$

$$\dot{D}_1 = \frac{10^6 \text{ mm}^2}{(7.31 \text{ mm})^2} 1.0 \text{ nGy/s} = 18713.9 \text{ nGy/s} \quad \text{[Ecuaciones 3.1.5]}$$

$$\Delta \dot{D}_1 = \frac{2(10^6 \text{ mm}^2)(1.0 \text{ nGy/s})}{(7.31 \text{ mm})^3} (0.06 \text{ mm}) = 307.2 \text{ nGy/s}$$

$$\dot{D}_2 = \frac{10^6 \text{ mm}^2}{(15.75 \text{ mm})^2} 1.0 \text{ nGy/s} = 4031.2 \text{ nGy/s} \quad \text{[Ecuaciones 3.1.6]}$$

$$\Delta \dot{D}_2 = \frac{2(10^6 \text{ mm}^2)(1.0 \text{ nGy/s})}{(15.75 \text{ mm})^3} (0.06 \text{ mm}) = 30.7 \text{ nGy/s}$$

3.2 CAMPO DE RADIACIÓN GAMMA

Para verificar la distribución del campo de radiación se realizaron perfiles transversales y laterales de la fuente con distintas películas de tinte radiocrómico (PTR). Para los perfiles transversales se colocó una placa circular de película, de 5 cm de diámetro, marca Gafchromic modelo XRQA2 sobre el sistema de irradiación por 72 horas en contacto directo con la fuente. Para los perfiles laterales se colocó verticalmente una banda de la misma película, de 13 cm de largo por 1 cm de ancho, sobre la ranura 3 por 72 horas, a una distancia de 19.06 ± 0.03 mm del centro del sistema de irradiación, figura 3.2.1. También se realizaron perfiles laterales a contacto directo con la fuente. Para ello se colocó la fuente horizontalmente sobre una placa circular de PTR, de 5 cm de diámetro, modelo HDV2 de la misma marca.

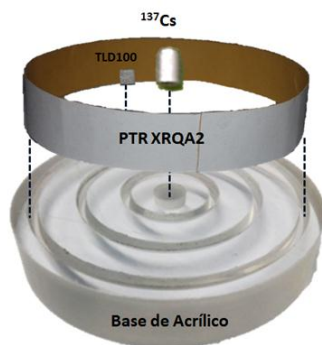


Figura 3.2.1. Película XRQA2 irradiada sobre la ranura 3 del sistema de irradiación gamma.

Las PTR son geles radiocrómicos laminados entre capas adhesivas y plásticos transparentes. Las sustancias radiocrómicas son aquellas que cambian sus propiedades ópticas al interactuar con radiación ionizante. Este tipo de radiación produce en ellas radicales libres que inducen la recombinación de las cadenas del polímero con lo cual la película se tiñe de color azul o naranja dependiendo del tinte utilizado en su fabricación. La polimerización produce un oscurecimiento en las películas que incrementa con la dosis y que puede medirse a partir del cambio en los valores de pixel de su imagen digitalizada. El fabricante recomienda el análisis de las imágenes RGB en canal rojo para hacer dosimetría. En este trabajo las PTR fueron utilizadas exclusivamente para analizar los perfiles de los campos de irradiación.

El modelo XRQA2 fue diseñado como una herramienta de control de calidad en radiología. Consiste en una capa activa de 25 μm sobre una capa de polyester blanco de 97 μm y cubierta superiormente por una capa de adhesivo de 20 μm y una capa de polyester color amarillo de 87 μm . El lado amarillo indica la cara sensible de la película. La doble capa de polyester que cubre la capa activa la hace excepcionalmente robusta y resistente al agua. Su rango útil va de los 0.001 a los 0.2 Gy de radiación gamma. Las partículas alfas y otras partículas cargadas de baja energía no logran llegar a la capa activa debido al recubrimiento de polyester [Ga00].

El modelo HDV2 consiste en una capa activa de 8 μm sobre una base de polyester transparente de 97 μm . La capa activa contiene un tinte marcador amarillo, que permite la dosimetría multicanal, y otros componentes estabilizadores que hacen innecesarios

tratamientos adicionales posteriores a la irradiación. Para distinguir el lado activo de estas películas, las hojas están marcadas con una pequeña hendidura cercana a una de las esquinas. Cuando la película está orientada horizontalmente y la hendidura está en la esquina superior derecha entonces la cara sensible se encuentra del lado del observador. Esta PTR es sensible a fotones de alta energía, partículas cargadas y neutrones. El rango de medida útil va de los 10 a los 1000 Gy [Ga01].

Las películas se digitalizaron 24 horas después de la irradiación con un scanner TMA1600 y las imágenes obtenidas fueron analizadas con el software ImageJ. Si el lector lo requiere puede consultar el Anexo 2 donde se indica el procedimiento para digitalizar y analizar una PTR. El valor de fondo de la película se obtuvo a partir de las imágenes de referencia de películas no irradiadas del mismo tipo.

Los perfiles del campo de radiación a contacto directo con la fuente, en posición vertical y horizontal, se obtuvieron de las placas circulares irradiadas que se muestran en la figura 3.2.2. En la figura 3.2.3 se indican las 4 direcciones arbitrarias consideradas en el análisis.

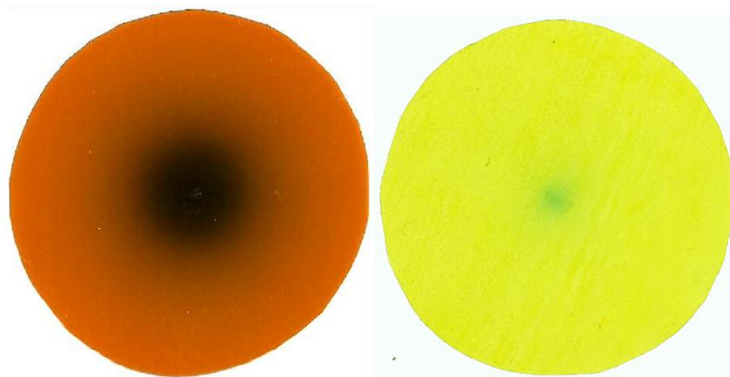


Figura 3.2.2. De izquierda a derecha. Película XRQA2 y HDV2 colocadas transversal y lateralmente sobre la fuente radioactiva a contacto directo por 72 horas.

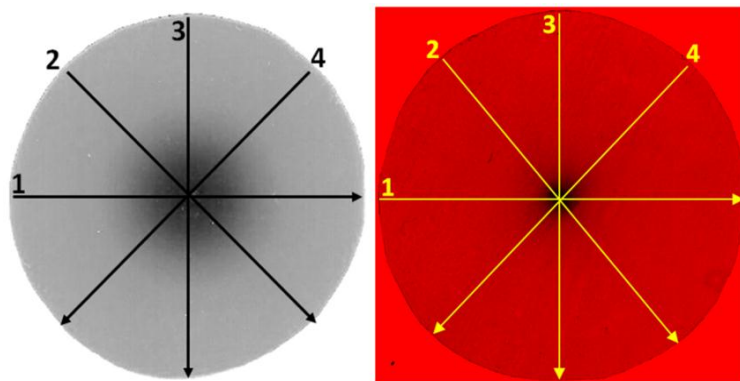
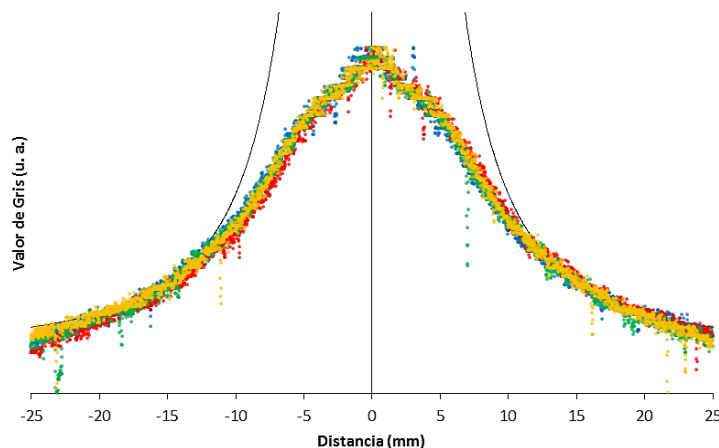


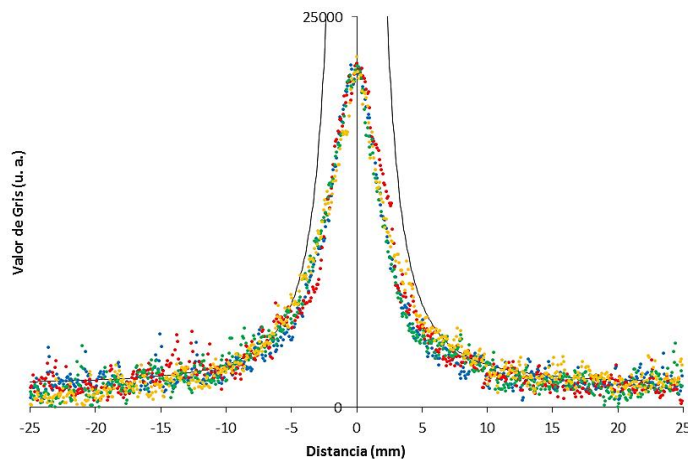
Figura 3.2.3. A la izquierda en escala de grises, se presentan las direcciones de los perfiles transversales del campo de radiación medidos con película XRQA2 y a la derecha, en canal rojo, los perfiles laterales medidos con película HDV2.

La información obtenida de las 4 direcciones aparece sobrepuesta en una misma gráfica para reconstruir el perfil correspondiente. En las gráficas 3.2.1 y 3.2.2 se presentan los perfiles transversales y laterales del campo de radiación, respectivamente. Las líneas continuas en color negro representan el mejor ajuste de acuerdo con la ley del inverso al cuadrado. El ajuste de los datos experimentales se realizó por mínimos cuadrados en Excel.

El valor promedio de la respuesta de la PTR, es decir el valor de gris promedio que adquiere la imagen de la película después de ser irradiada, a una distancia de interés nos permite estimar la diferencia porcentual con respecto al mejor ajuste con la ley de inverso al cuadrado de la distancia.



Gráfica 3.2.1. Perfil transversal del campo de radiación gamma, en azul, rojo, verde y amarillo las direcciones 1, 2, 3 y 4, respectivamente. La línea negra continua representa la ley del inverso cuadrado de la distancia que mejor se ajusta a los datos experimentales.



Gráfica 3.2.2. Perfil lateral del campo de radiación gamma, en azul, rojo, verde y amarillo las direcciones 1, 2, 3 y 4, respectivamente. La línea continua en color negro representa la ley del inverso cuadrado que mejor se ajusta a los datos experimentales.

Se observa que el campo de radiación es radialmente homogéneo pero que cambia de acuerdo con la orientación de la fuente. De modo que la fuente sellada de ^{137}Cs no es isotrópica ya que los perfiles, transversal y lateral, son distintos. Por ello es importante mencionar que todas las irradiaciones fueron hechas con la fuente dispuesta verticalmente sobre el disco de acrílico, figura 3.2.1.

La dosis recibida por la PTR no sigue una ley de inverso al cuadrado de la distancia y por tanto la fuente radioactiva no puede considerarse puntual. Para distancias menores que 12.4 ± 0.01 , mm del centro del sistema de irradiación la ley del inverso al cuadrado sobrestima los valores de respuesta de las PTR. Para el caso particular de las ranuras 1 y 2 las diferencias son en promedio 33.6 % y 2.0 %, respectivamente. De aquí se sigue que los valores de la tasa de dosis calculadas con la ley de inverso al cuadrado son en realidad mayores que los experimentales.

La distribución del campo de radiación sobre la ranura 3 y las direcciones analizadas se muestran en la figura 3.2.4. La dirección 1, gráfica 3.2.3, revela una disminución de la respuesta de la película en la región correspondiente a los dosímetros. Las direcciones 3 y 4, gráfica 3.2.4, asociadas a regiones del dosímetro al exterior e interior de la ranura, respectivamente, tienen una respuesta promedio cuya diferencia está dentro del intervalo de incertidumbre de los datos experimentales. La comparación con la respuesta medida en la dirección 2 muestra que la respuesta de la película disminuye un 15.8 % debido a la atenuación de los rayos gamma por presencia del acrílico.

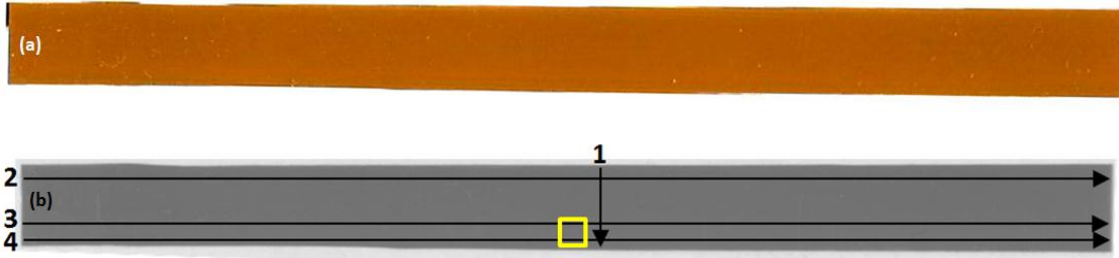
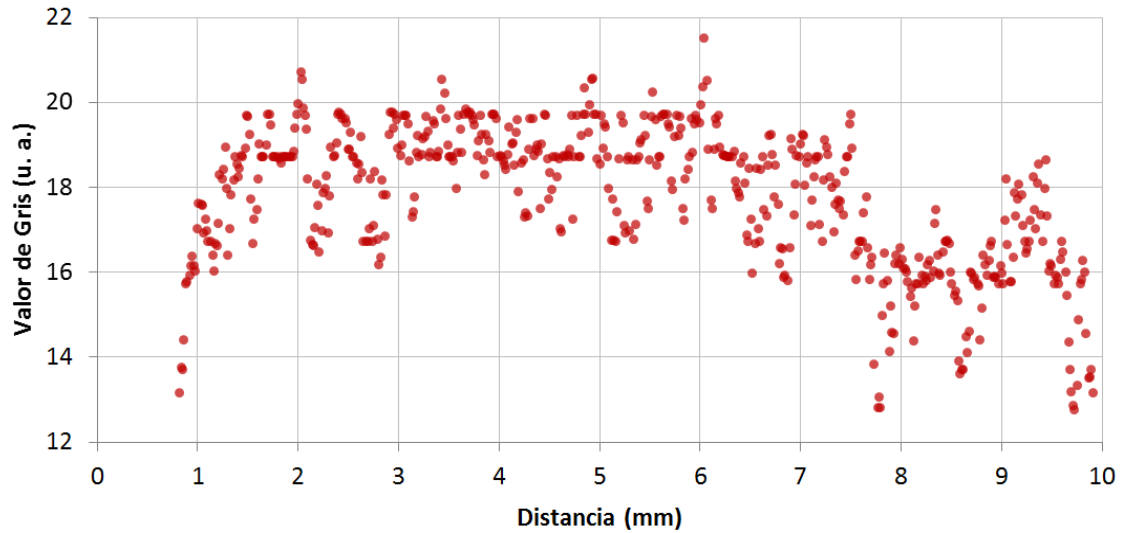
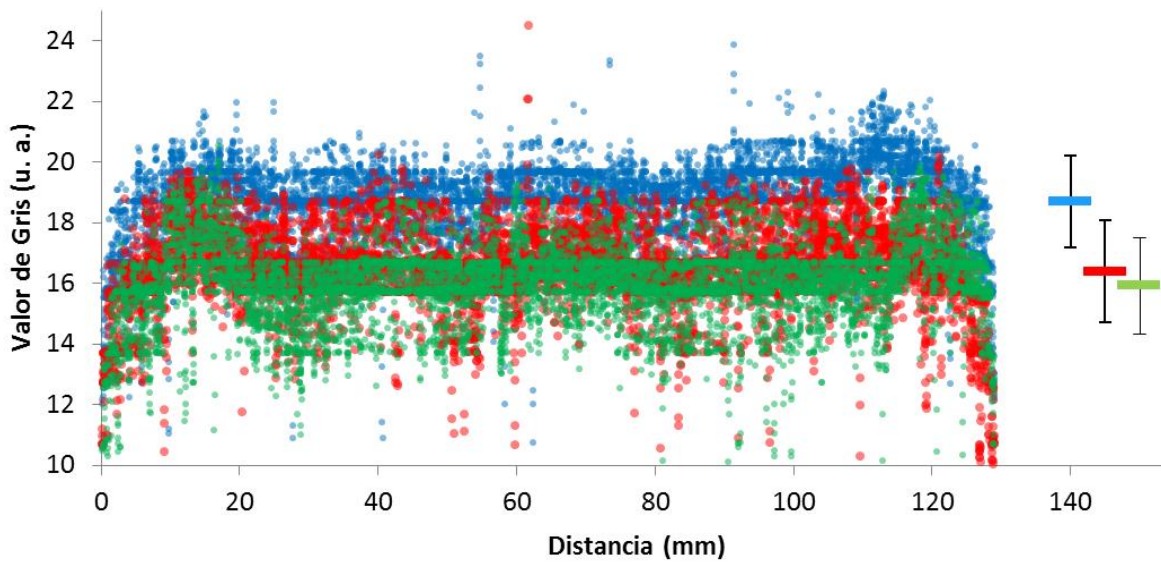


Figura 3.2.4. (a) Película XRQA2 irradiada sobre la ranura 3 del sistema de irradiación gamma. (b) Direcciones para las cuales se analizó la respuesta de la película. El recuadro amarillo representa la posición de un dosímetro en el sistema de irradiación.



Gráfica 3.2.3. Perfil de la dirección 1 de la distribución del campo de radiación gamma a una distancia de 19.06 mm del centro del sistema.



Gráfica 3.2.4. En azul, rojo y verde perfil de las direcciones 2, 3 y 4, respectivamente, de la distribución del campo de radiación gamma a una distancia de 19.06 mm del centro del sistema de irradiación. En las barras horizontales se muestra el valor promedio y su respectiva desviación estándar.

A partir de estos resultados se estima que la tasa de dosis sobre las ranuras 1 y 2 son menores, un 39 y 14 %, respectivamente, que las calculadas de acuerdo con la ley del inverso al cuadrado, ecuaciones 3.1.5 y 3.1.6. Esta disminución es resultado de 2 contribuciones. Una se debe a que sobre las ranuras 1 y 2 la fuente radioactiva no puede ser considerada como puntual. La otra es debida a que no hay condiciones de geometría de haz estrecho ya que la presencia del acrílico causa atenuación en el haz de fotones. Las tasas de dosis corregidas están dadas por las ecuaciones 3.2.1 y 3.2.2.

$$\dot{D}_1 = 11452 \pm 188 \frac{nGy}{s} \quad \text{[Ecuaciones 3.2.1]}$$

$$\dot{D}_2 = 3467 \pm 26 \frac{nGy}{s} \quad \text{[Ecuaciones 3.2.2]}$$

Es importante mencionar que estas fueron las tasas que se consideraron para calcular la dosis en función del tiempo de irradiación de los dosímetros y que no consideran las contribuciones por retrodispersión producidas por las paredes interiores del contenedor de plomo, por lo que los valores de dosis así calculados son en realidad menores que los experimentales. Se sugiere como trabajo a futuro, para el taller de Física de Radiaciones, determinar experimentalmente el valor de dicha diferencia.

Se sabe que, para un radionucleido, la tasa de dosis disminuye exponencialmente con el tiempo. Se calculó que la diferencia entre la tasa de dosis inicial, el 11 de diciembre de 2019, y la final, el 11 de marzo de 2020, es del 0.6 %. Esta diferencia es resultado del tiempo de vida del ^{137}Cs de 30.17 años. Por tal motivo en el presente trabajo se consideró una tasa de dosis constante, igual a la tasa de dosis inicial.

La dosis recibida en la superficie de un dosímetro es menor que la dosis recibida bajo condiciones de EPC. Para que un dosímetro sea irradiado completamente con esta condición es necesario colocar un blanco entre él y la fuente, pegado al dosímetro, con un espesor igual al alcance de los electrones secundarios de mayor energía generados en la superficie del material correspondiente. Para TLD100 irradiado con rayos gamma de ^{137}Cs se requiere un blanco de acrílico con un espesor de 2 mm o un blanco de LiF de 1 mm. Solo cuando el espesor irradiado del dosímetro es mucho mayor que el espesor necesario para que exista EPC se puede prescindir del blanco ya que la diferencia en la respuesta TL con y

sin EPC es despreciable. En este trabajo los TLD100 no fueron irradiados bajo condiciones de EPC y en consecuencia la dosis recibida es menor que la calculada. Pero suponemos que la diferencia es despreciable ya que se ha observado que disminuye con la energía de los fotones. Por ejemplo, en la figura 3.2.5 se observa que la dosis en la superficie de agua irradiada con rayos gamma de 1 MeV es tan solo 40% menor que la dosis bajo condiciones de EPC. Por tanto, se espera que las dosis recibidas en superficies opuestas de los dosímetros irradiados con rayos gamma de 0.661 MeV de ^{137}Cs , sean aproximadamente iguales a la dosis bajo condiciones de EPC.

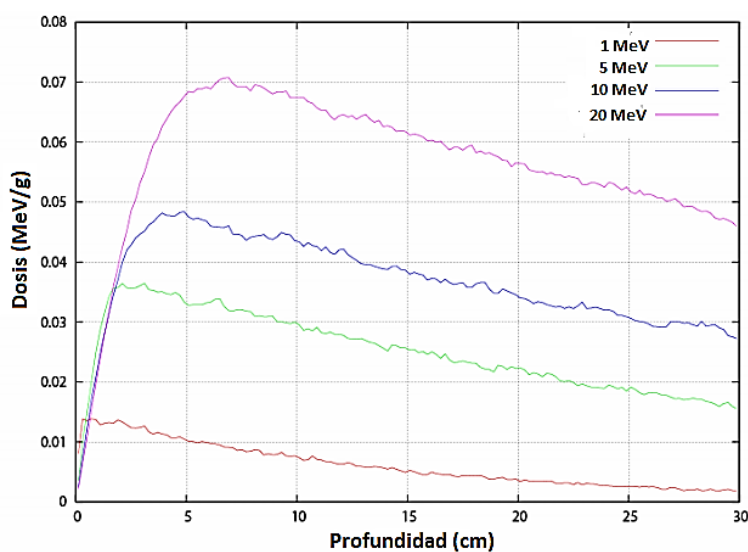


Figura 3.2.5. Curva de dosis en profundidad para agua irradiada con rayos gamma de 20, 10, 5 y 1 MeV [Mo21].

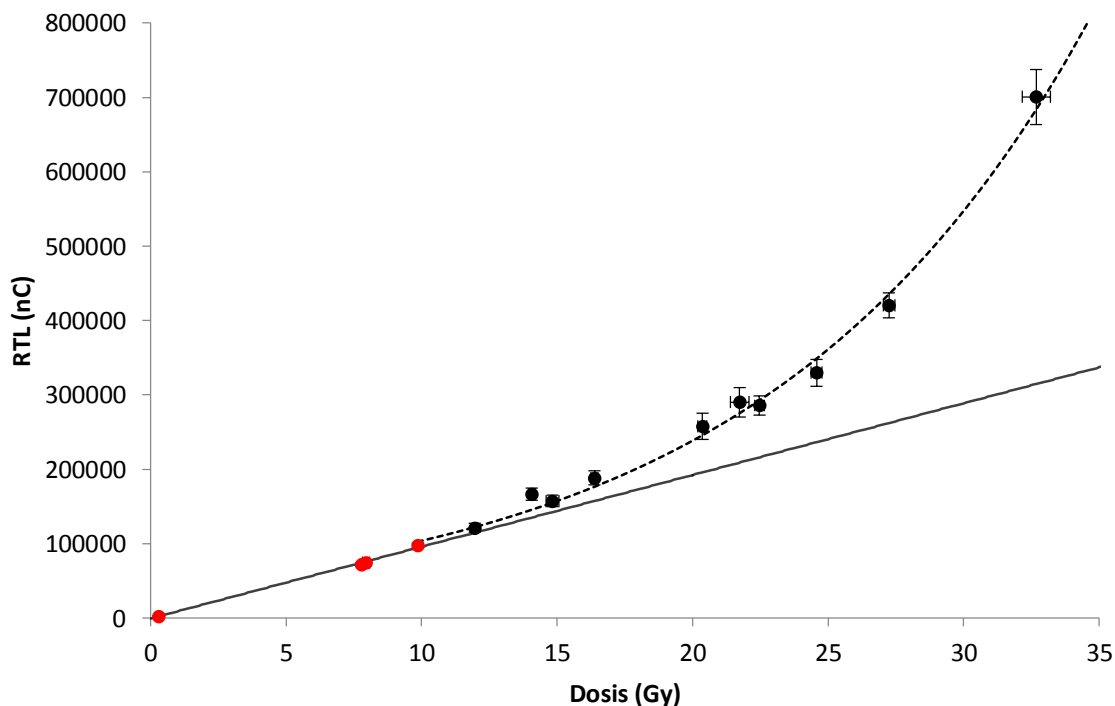
3.3 RESPUESTA TL A LA RADIACIÓN GAMMA

Los dosímetros fueron irradiados en el sistema de irradiación gamma a distintas dosis. Para ello se varió tanto la distancia a la fuente, primera y segunda ranura del portadosímetros, y los tiempos de irradiación, de 1 a 90 días.

En la gráfica 3.3.1 se muestra la RTL como función de la dosis. Se observan dos comportamientos, uno lineal dentro del intervalo de dosis entre 0.3 Gy $\pm 0.8\%$ y 9.9 Gy $\pm 0.8\%$ con una tendencia descrita por la ecuación 3.3.1 y otro exponencial de 12.0 Gy $\pm 0.8\%$ a 32.7 Gy $\pm 1.6\%$ descrito por la ecuación 3.3.2.

$$RTL = (9642 \pm 231) \frac{nC}{Gy} D - (474 \pm 141) nC \quad [\text{Ecuación 3.3.1}]$$

$$RTL = (45303 \pm 1825) e^{\frac{(0.083 \pm 0.002) D}{Gy}} nC \quad [\text{Ecuación 3.3.2}]$$



Gráfica 3.3.1. RTL de TLD100 irradiado con rayos gamma de ^{137}Cs como función de la dosis. En puntos rojos se representa la respuesta dentro del intervalo lineal y con puntos negros la respuesta supralineal.

De la pendiente de la curva de calibración en la región lineal, gráfica 3.3.1, se calculó para los dosímetros una sensibilidad de 407.9 ± 9.8 nC/mgGy que concuerda con el valor reportado por la Dra. Gamboa de Buen para TLD100 de $3.175 \times 3.175 \times 0.38$ mm irradiados con gammas de ^{60}Co de 401.0 ± 8.1 nC/mgGy [Ga96]. En el trabajo de la M. C. Avilés Mandujano se demuestra experimentalmente que la sensibilidad del material depende de la presentación del dosímetro y que los cubos de $1 \times 1 \times 1$ cm³ tienen una sensibilidad aproximadamente 70% menor que los paralelepípedos [Av98]. En este caso atribuimos que la sensibilidad fue ligeramente mayor debido a la diferencia de energías de los campos de radiación, a que los dosímetros pertenecen a distintos lotes y tienen un espesor diferente.

En este trabajo se determina que la eficiencia relativa TL de los rayos gamma de ^{137}Cs con respecto a los rayos gamma de ^{60}Co , definida como el cociente de las sensibilidades obtenidas en los intervalos de RTL con comportamiento lineal, es de 1.02 ± 0.03 . Estudios experimentales sobre TLD100 irradiado con fotones con energías entre 10 keV y 1.25 MeV muestran que la eficiencia relativa TL, con respecto a rayos gamma de ^{60}Co , aumenta por arriba de 1 al disminuir la energía del haz [Ga96]. Esto se debe a que la atenuación del haz disminuye al incrementar la energía de los fotones. Por ejemplo, para TLD100 con un espesor de 0.89 mm la atenuación para rayos de 10 keV es del 76% y menor al 10% para energías mayores a 30 keV.

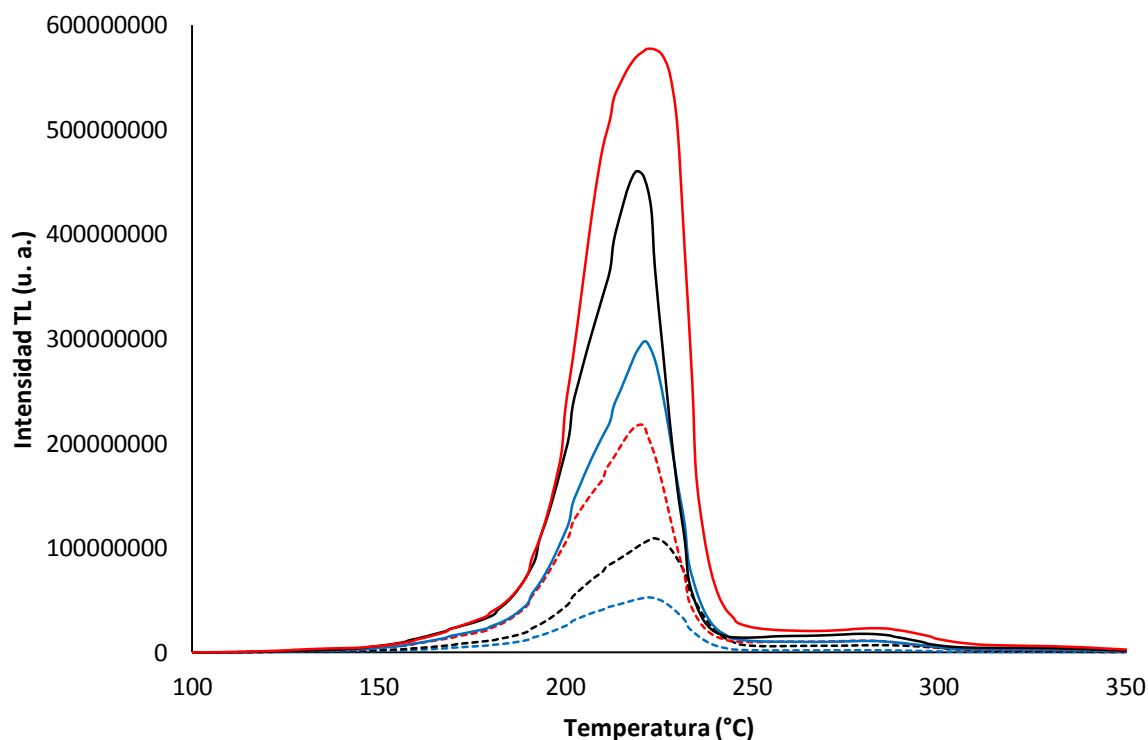
Se sabe que los fotones con menor energía inducen menor supralinealidad y el umbral se presenta a mayores dosis que para gammas de ^{60}Co [Ga96]. Para rayos X de 15 kV se ha reportado linealidad hasta 17.5 Gy [Fl98] mientras que para rayos gamma de ^{60}Co hasta 10 Gy [Ga96]. Como la energía de los fotones del ^{137}Cs es menor que la de los del ^{60}Co entonces se espera que la supralinealidad inducida por el ^{137}Cs sea menor que la de ^{60}Co y que el umbral de supralinealidad sea mayor para ^{137}Cs .

Otros estudios demuestran que el comportamiento de la respuesta del LiF irradiado con gammas de ^{137}Cs y de ^{60}Co es prácticamente el mismo y que la diferencia entre la supralinealidad inducida por ambas radiaciones es despreciable por lo que los umbrales de supralinealidad son muy próximos entre sí [Su06]. De la curva de calibración obtenida para rayos gamma de ^{137}Cs , gráfica 3.4.3, se estimó un umbral de supralinealidad de 11.3 Gy $\pm 1.2\%$ en concordancia con los resultados para rayos gamma de ^{133}Ba , ^{54}Mn y ^{60}Co encontrados en la literatura [Fl98]. Con este valor estimado de dosis umbral, la RTL calculada con las ecuaciones 3.3.1 y 3.3.2, y los valores de sus correspondientes derivadas difieren dentro del intervalo de incertidumbre por lo que la curva de calibración puede considerarse continua y suave dentro de estos intervalos.

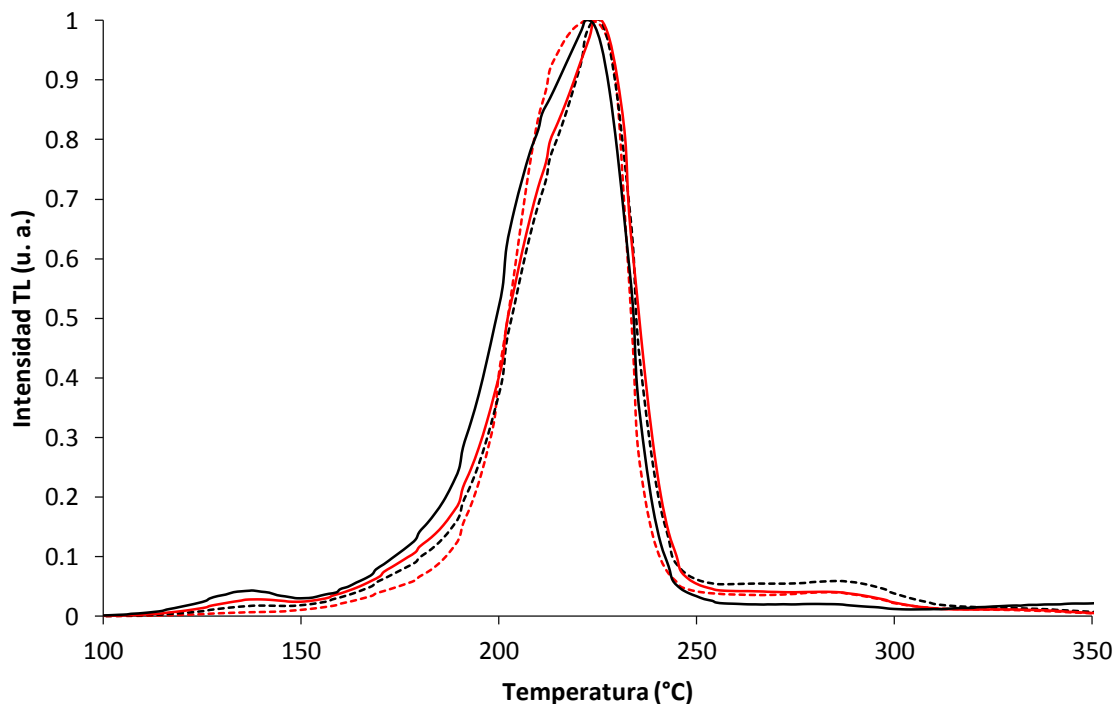
La gráfica 3.3.2 muestra las curvas de brillo que se obtuvieron a distintas dosis entre 0.3 Gy $\pm 0.8\%$ y 37.2 Gy $\pm 1.6\%$. Se observa que la forma de las curvas consiste en dos máximos de intensidad TL, uno principal en la región de temperaturas asociada con el pico 5 y otro en la región del pico 7. En la gráfica 3.3.3 se presentan 4 curvas de brillo

normalizadas obtenidas a distintas dosis distribuidas a lo largo del intervalo de estudio. En ella se observa que la intensidad TL crece con la dosis y la curva de brillo mantiene la misma forma. Para el máximo principal de la curva se obtuvo una temperatura promedio de 222.7 ± 2.4 °C.

Observando a detalle la gráfica 3.3.3 se puede apreciar que a bajas dosis la intensidad TL de la región de temperaturas entre 100 y 150 °C, asociada con el pico de brillo número 3 es mínima y disminuye al aumentar la dosis y que aumenta la intensidad TL de las regiones de temperaturas entre 250 y 300 °C, asociada con los picos de brillo 6 a 8.



Gráfica 3.3.2. Curvas de brillo de TLD100 irradiado con rayos gamma de ^{137}Cs a distintas dosis. En orden ascendente 7.8 Gy $\pm 0.8\%$, 14.1 Gy $\pm 0.8\%$, 20.4 Gy $\pm 0.8\%$, 24.6 Gy $\pm 0.8\%$, 27.2 Gy $\pm 0.8\%$ y 32.7 Gy $\pm 1.6\%$.



Gráfica 3.3.3. Curvas de brillo normalizadas de TLD100 irradiado con rayos gamma de ^{137}Cs a distintas dosis. 0.3 Gy $\pm 0.8\%$ en línea negra continua, 7.9 Gy $\pm 1.6\%$ línea roja continua, 14.8 Gy $\pm 1.6\%$ línea negra discontinua y 32.7 Gy $\pm 1.6\%$ línea roja discontinua.

Las curvas de brillo obtenidas no difieren de otras curvas reportadas en trabajos anteriores con TLD100 irradiado a bajas dosis con rayos gamma de 356 keV de ^{133}Ba y 1.25 MeV de ^{60}Co , figura 3.3.1, [F198].

Partiendo únicamente de la forma de las curvas obtenidas en este trabajo se encontró que la temperatura promedio del máximo principal de intensidad TL, 222.7 ± 2.4 °C, difiere de otros trabajos. Por ejemplo, para gammas de ^{60}Co y rayos X de 9 keV de energía efectiva la Dra. Gamboa de Buen encuentra 212 ± 1 °C y 213 ± 2 °C, respectivamente, empleando una tasa de calentamiento durante la lectura de 1°C/s [Ga96]. Se sabe que a menores tasas de calentamiento las temperaturas de los picos brillo también disminuyen [Ba00]. Además la temperatura que aquí se asocia al pico 5 no es resultado de una deconvolución.

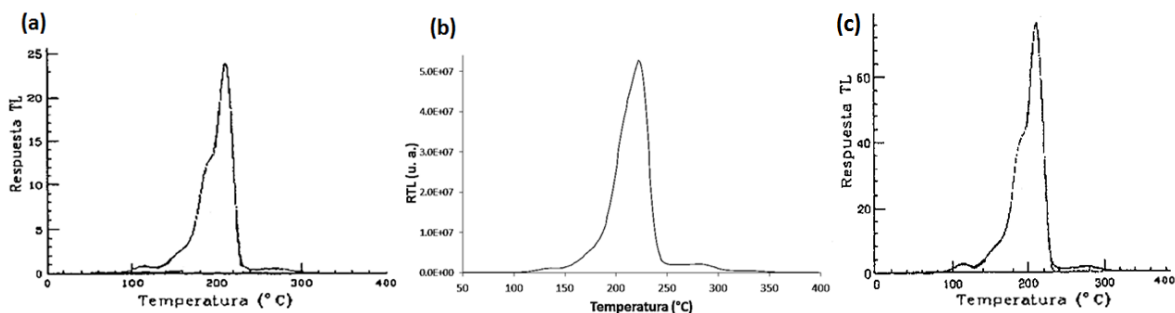


Figura 3.3.1. Curvas de brillo de TLD100 irradiado con rayos gamma de diferentes energías a distintas dosis. (a) 356 keV de ^{133}Ba a 93.6 mGy [F198], (b) 661 keV de ^{137}Cs a 7.8 Gy (este trabajo) y (c) 1.25 MeV de ^{60}Co a 386.4 mGy [F198].

La evolución de la curva de brillo con la dosis que se obtuvo para rayos gamma de ^{137}Cs entre 7.8 y 32.7 Gy, figura 3.3.2 (b), muestra que la forma básica de las curvas es independiente de la dosis. Se observa también que en las regiones de temperaturas mayores que 250°C , las curvas de brillo no presentan máximos locales de intensidad TL que contribuyan de manera significativa al área bajo la curva. En cambio, se observa que la región de temperaturas entre 150 y 200°C , asociada con el pico de brillo 4, contribuye con una intensidad TL que ensancha la cúspide del máximo principal.

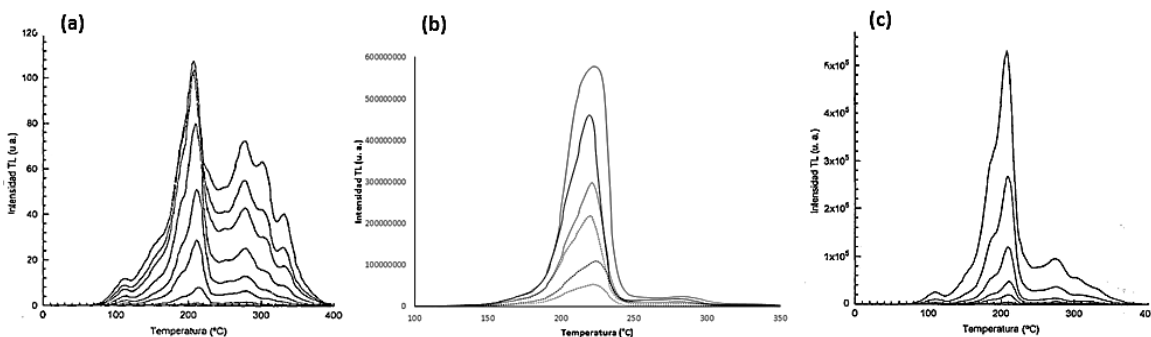


Figura 3.3.2. Curvas de brillo de TLD100 irradiado con rayos gamma de diferentes energías a distintas dosis. (a) Rayos X de 35 kV con una energía efectiva de 9 keV en el intervalo de dosis de 14.9 a 5380 Gy [Ga96], (b) 661 keV de ^{137}Cs de 7.8 a 32.7 Gy, resultado de este trabajo, (c) 1.25 MeV de ^{60}Co de 17 a 850 Gy [Ga96].

En la figura 3.3.2 (c) se muestran las curvas de brillo que se han reportado para TLD100 irradiado con rayos gamma de ^{60}Co a distintas dosis [Ga96]. En ellas se observan también dos máximos de intensidad TL, uno principal asociado al pico 5 y otro a temperaturas mayores que 200°C asociado al pico 7 que incrementa su tamaño con respecto del pico 5 al aumentar la dosis.

En la figura 3.3.2 (a) se muestran las curvas de brillo que se han reportado para TLD100 irradiado con rayos X de 9 keV a distintas dosis [Ga96]. De ellas se observa que al

aumentar la dosis hasta 5380 Gy se distinguen mejor los máximos de intensidad TL en las regiones de alta temperatura y que su contribución es comparable con la del máximo principal a pesar de que los fotones son de baja energía. Esto sugiere que la forma de las curvas de brillo para fotones depende de la dosis.

Los resultados obtenidos para TLD100 irradiado con rayos gamma de ^{137}Cs concuerdan con los reportados en otros trabajos para rayos gamma por lo que podemos concluir que el tratamiento dado a los dosímetros y el análisis de la información fueron correctos a lo largo del presente trabajo.

Capítulo 4

IRRADIACIÓN CON PROTONES

La parte esencial de este trabajo es el estudio de la respuesta TL del TLD00 irradiado con protones de 5 keV a distintas fluencias y comparar los resultados con los obtenidos experimentalmente para rayos gamma de ^{137}Cs y los reportados por la literatura para protones de 0.7, 1.5 y 3.0 MeV.

La finalidad de caracterizar el sistema de irradiación con protones es determinar los valores adecuados para generar un haz de 5 keV con la máxima pureza, intensidad y estabilidad posibles. Así como evaluar la fluencia recibida por los dosímetros en función de su posición con respecto al punto de máxima intensidad del haz.

En este capítulo se describe el proceso de caracterización del campo de irradiación con protones. Se obtiene el área efectiva del haz sobre la bandera y la función de distribución de los protones con respecto del centro del haz.

4.1 SISTEMA DE IRRADIACIÓN CON PROTONES

La irradiación con protones se llevó a cabo en el Taller de Colisiones de la Facultad de Ciencias de la UNAM con el acelerador lineal construido bajo la dirección de la Dra. Beatriz Fuentes y operado por los Doctores Juan López y Jannet Rodríguez.



Figura 4.1.1. Acelerador lineal del Taller de Colisiones de la Facultad de Ciencias de la UNAM, 1 Cañón de iones, 2 Línea del acelerador, 3 Cámara de reacción y 4 Zona de detección.

El acelerador está diseñado para formar haces de iones positivos con energías entre 1 y 10 keV. Está constituido principalmente por el cañón de iones, la línea del acelerador, la cámara de reacción y la zona de detección, figura 4.1.1. En la cámara de reacción tienen lugar las colisiones entre los iones del haz y las moléculas de un blanco gaseoso. Estas colisiones producen fragmentos, tanto del haz como del blanco, que son desviados y detectados por una serie de dispositivos ubicados en la zona de detección. Debido a la naturaleza de los experimentos en este trabajo, ni la cámara de reacción ni la zona de detección fueron utilizadas.

Para evitar que los iones del haz interactúen con partículas del aire se genera en el interior del acelerador un vacío primario, alrededor de 10^{-2} Torr, con dos bombas mecánicas y un vacío secundario, de 10^{-6} Torr, con dos bombas turbomoleculares. De acuerdo con el tratamiento de Loschmidt, con esto se logra un camino libre medio para protones mucho mayor que la longitud del acelerador [Lo16].

El cañón de iones, tipo Colutron modelo G1, está formado por una fuente, marca Colutron modelo Q-101, un sistema de lentes Einzel y un filtro de velocidades, figura 4.1.2.

En la fuente se generan protones y otros iones. La fuente está formada por una cámara de nitrato de boro resistente a altas temperaturas, un filamento de tungsteno y un ánodo, figura 4.1.3.

Cuando la presión en la zona del cañón es de 2 a 4 μ Torr se hace pasar una corriente continua a través del filamento. La corriente se aumenta gradualmente hasta alcanzar los 10 A, para que la desgasificación del filamento se realice correctamente. En ese momento el filamento comienza a desprender termoelectrones y se aplica un voltaje de 85 V al ánodo para acelerarlos. Dentro de la cámara se introduce una mezcla de argón e hidrógeno en una proporción 1:1, correspondiente a 50 mTorr de cada gas aproximadamente, para ionizarla. Primero el Ar, para iniciar y mantener una descarga lo suficientemente intensa para que la corriente en el ánodo sea mayor que 1 A. Luego de ingresar el hidrógeno la corriente disminuye, debido a que este actúa como una resistencia al flujo de los iones de Ar. La mezcla se controla con válvulas de zafiro y su presión es monitoreada con una termocupla.

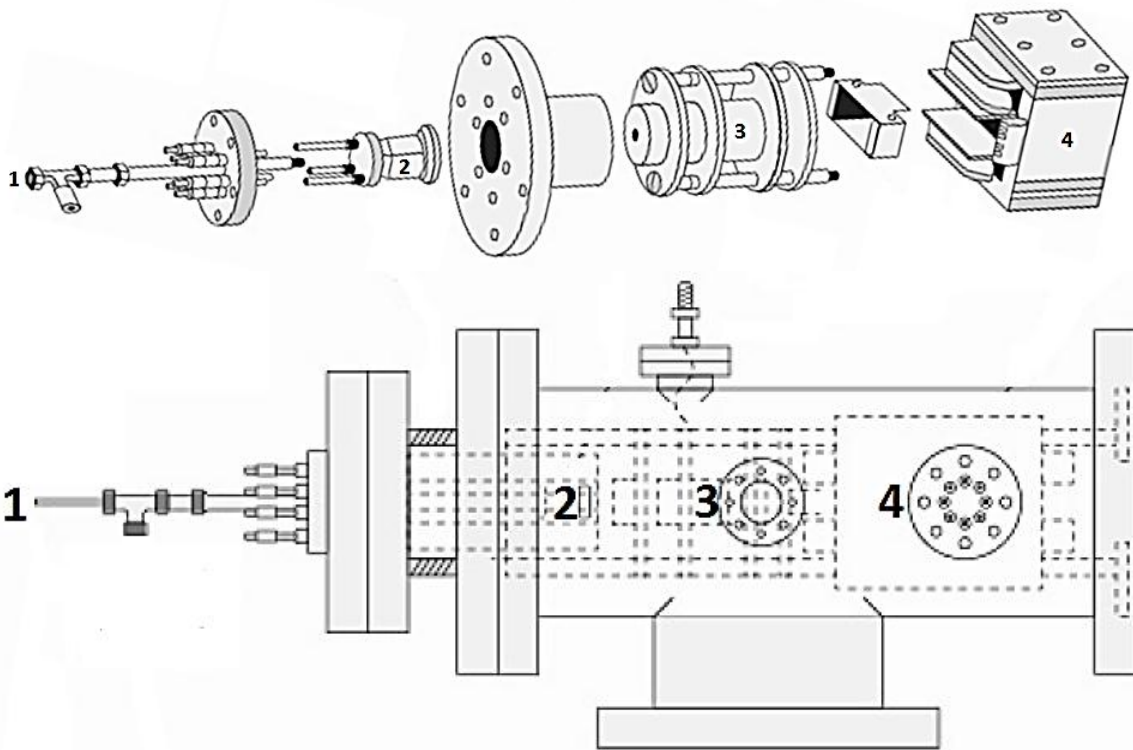
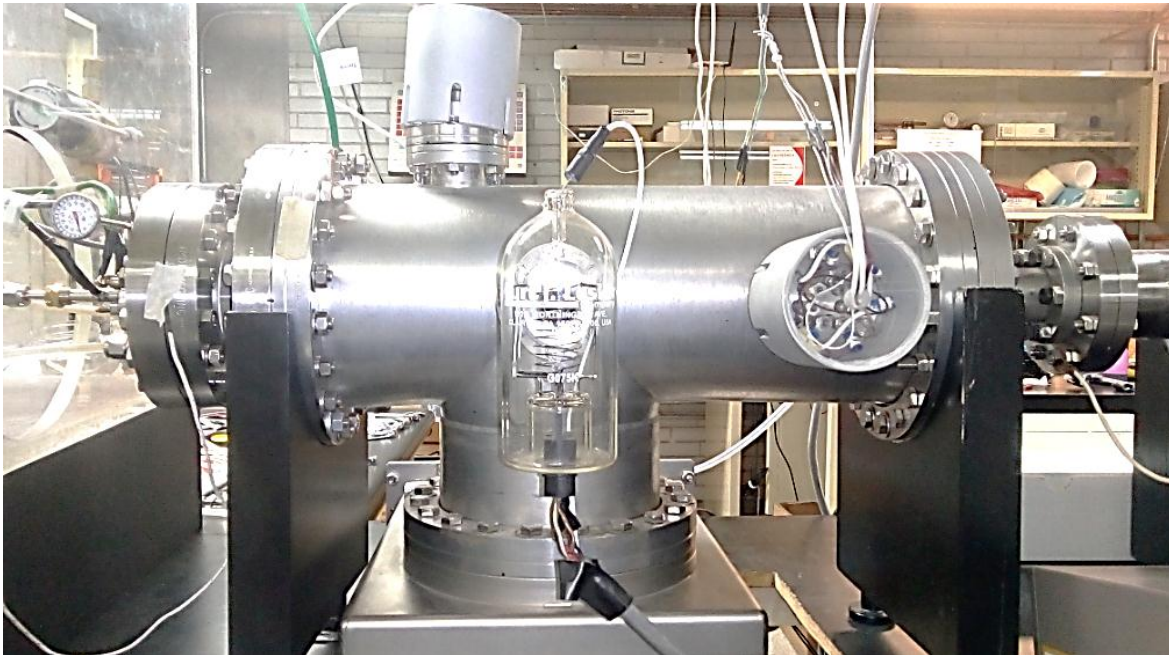


Figura 4.1.2. Arriba, cañón de iones tipo Colutron modelo G1. En medio, componentes del Cañón; 1 Entrada del Gas, 2 Fuente de Einzel y 4 Filtro de velocidades. Abajo, posición de los componentes en el interior del cañón [Lo16].

Los iones son extraídos de la fuente, enfocados y acelerados por las lentes de Einzel, un conjunto de lentes electrostáticas formadas por 3 electrodos cilíndricos. Con 840 V en la lente de enfoque por cada 1 kV de voltaje de aceleración se obtienen corrientes óptimas del

haz [Lo16]. La función principal del electrodo de enfoque es evitar la dispersión de los iones y aumentar así el número de incidencias dentro de la región de interacción.

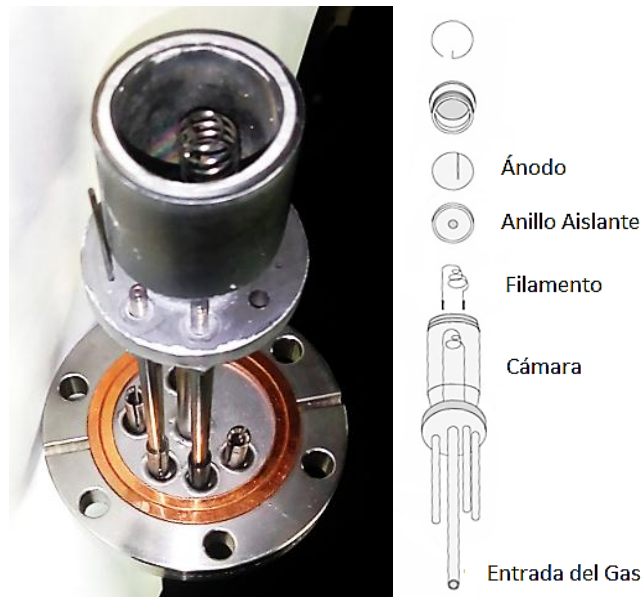


Figura 4.1.3. A la izquierda fuente de iones del acelerador y diagrama de sus componentes a la derecha [Lo16].

La mayoría de los iones generados en la fuente son de Ar^+ . Los protones y otros iones como H_2^+ y H_3^+ se obtienen a partir del H_2 . Debido a la presencia de moléculas de aire también se producen N_2^+ , O_2^+ y H_2O^+ . Para seleccionar los iones de interés, el haz pasa a través de un filtro de velocidades formado por un par de electroimanes, con un campo magnético vertical \mathbf{B} , y un par de placas electrostáticas verticales, con un campo eléctrico horizontal \mathbf{E} . Tanto \mathbf{B} como \mathbf{E} son campos ortogonales a la dirección de incidencia del haz. Si el cociente $|\mathbf{E}|/|\mathbf{B}|$ es constante en la región central del filtro entonces los iones perturbados por los campos son desviados y solo los iones de interés forman el haz [Lo16].

Los iones no deflectados satisfacen una fuerza de Lorentz nula por lo que la velocidad de los iones es $v=|\mathbf{E}|/|\mathbf{B}|$. Por conservación de energía los iones tienen una energía cinética $T=1/2mv^2=qV_a$ tal que m , q son la masa y la carga del ion, respectivamente, y V_a es el voltaje de aceleración. Los campos eléctrico y magnético están relacionados de manera lineal con parámetros experimentales. $|\mathbf{E}|=V_f/d$ donde V_f y d son el voltaje de deflexión y la distancia entre las placas electrostáticas, respectivamente, y $|\mathbf{B}|=ki_m$ donde k es una constante de proporcionalidad e i_m es la corriente inducida en el electroimán. De este modo los iones de interés satisfacen la ecuación 4.1.1 donde $C=2d^2k^2$.

$$\frac{m}{q} = CV_a \left(\frac{i_m}{V_f} \right)^2 \quad \text{[Ecuación 4.1.1]}$$

Luego de la selección de iones el haz pasa a la línea del acelerador. Éste último formado por un codo de deflexión a 10° , un colimador y una bandera, figura 4.1.4.

El codo de deflexión está formado por un par de placas electrostáticas verticales que forman secciones cilíndricas homocéntricas separadas entre sí una distancia $d=1.5$ cm. Esto sirve para desviar el haz 10° con respecto de su dirección original para limpiarlo de los fotones generados en la fuente e impedir su interacción con el blanco. La caracterización del acelerador realizada por el Dr. Juan López Patiño indica que se requieren 157 V por cada 1 kV de voltaje de aceleración de los iones para maximizar la corriente generada por el haz [Lo16].

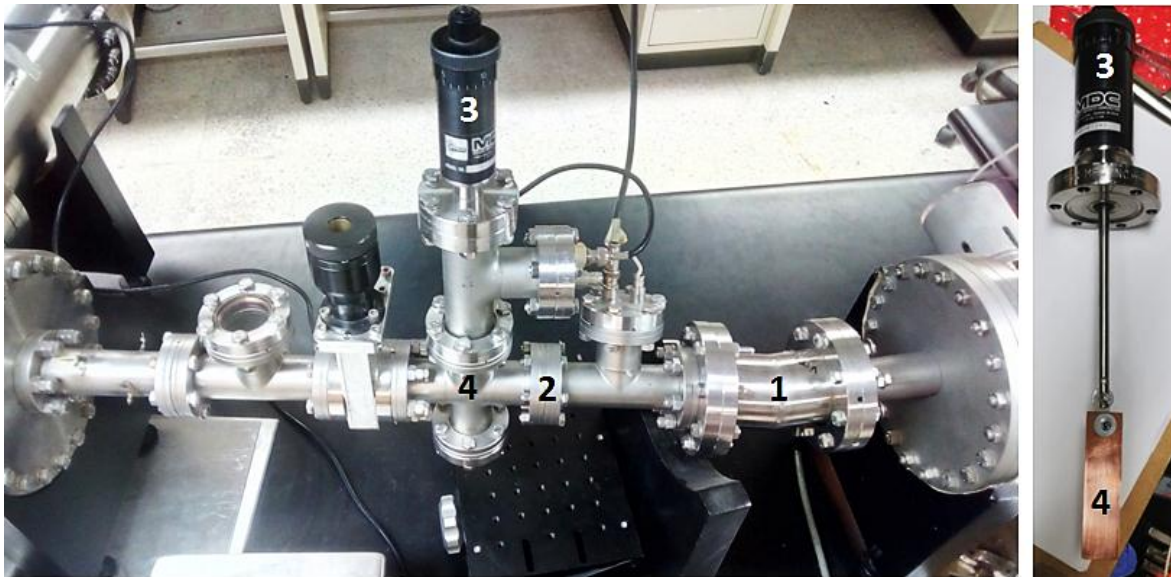


Figura 4.1.4. A la Izquierda, línea del acelerador, 1 Codo de deflexión, 2 Colimador, 3 Tornillo de posición vertical de la bandera y 4 Bandera. A la derecha imagen de la bandera.

Antes de llegar al blanco, colocado sobre la bandera, el haz pasa a través de un colimador de 2 mm de diámetro. La bandera es una lámina rectangular de cobre de 7.6 cm de largo por 2 cm de ancho colocada transversalmente a la dirección del haz y cuya posición vertical es ajustable con un tornillo controlador. La colisión de los iones sobre la bandera genera una corriente que es detectada por un electrómetro analógico marca Keithley modelo 610-CR.

De acuerdo con el funcionamiento del acelerador la estabilidad, la intensidad y el enfoque del haz dependen de varios parámetros que a su vez dependen del voltaje de aceleración de los iones. Para un voltaje de aceleración dado, la intensidad del haz cambia drásticamente para distintos valores de voltaje de enfoque y voltaje de deflexión a 10° , ya que estos 2 parámetros determinan la cantidad de protones que inciden sobre la bandera, los empleados en el presente trabajo fueron 4.020 ± 0.040 kV y 381 ± 23 V, respectivamente, y se basan en los resultados obtenidos por el Dr. Juan López en su tesis doctoral [Lo16], donde él realiza una caracterización detallada del acelerador lineal de iones utilizado.

La estabilidad del haz depende fuertemente de los parámetros de la fuente y de la mezcla de gases en la cámara. La cantidad de la mezcla determina el número de iones disponibles para producir la corriente en el ánodo. Al iniciar la descarga, la corriente es inestable y es preciso ajustar el voltaje en el filamento para estabilizarla. Una vez formado el haz, la intensidad de la corriente generada por los protones depende de la proporción hidrógeno-argón de la mezcla. Para maximizarla se requiere ajustar nuevamente los voltajes de enfoque y de deflexión a 10° . Luego de un tiempo, aproximadamente mayor que 20 minutos, la corriente del haz vuelve a ser inestable. Se observa claramente que la respuesta de cada uno de los dispositivos no es independiente del funcionamiento del otro y que pequeñas variaciones en un parámetro requieren el ajuste de todos los demás para garantizar estabilidad y máxima intensidad del haz.

4.2 SELECCIÓN DE PROTONES

La espectrometría de masas es una técnica experimental que consiste en separar una sustancia, en éste caso un haz de iones, en sus componentes más simples a partir de su relación masa–carga, m/q , por medio de campos electromagnéticos.

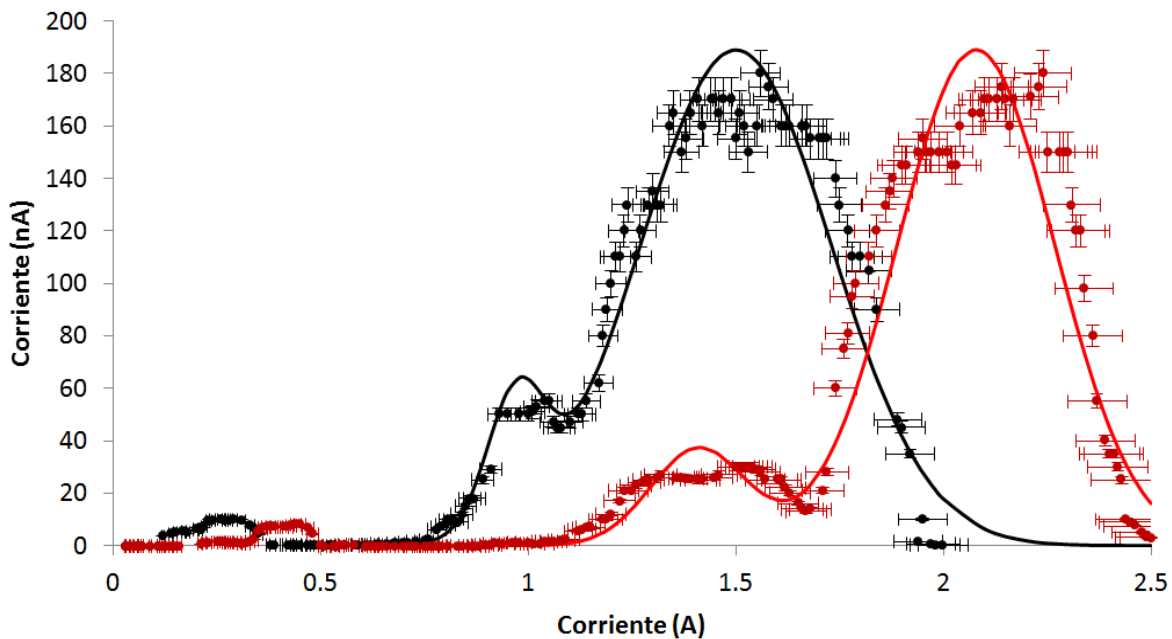
La espectrometría apareció en 1913 con los trabajos de J. J. Thompson y su aplicación se extendió a la química, la biología, la medicina y la industria [Lo16]. Se emplea principalmente en la separación de isótopos y, aunque existen otros métodos, con la espectrometría se obtienen los mejores resultados aunque tiene una eficiencia muy baja en cuanto a la cantidad de componentes producidos [Va14].

De acuerdo con el funcionamiento del acelerador existe un conjunto de valores específicos para los parámetros V_f e i_m para los cuales se puede asegurar que el haz este compuesto por un tipo particular de iones de una energía dada.

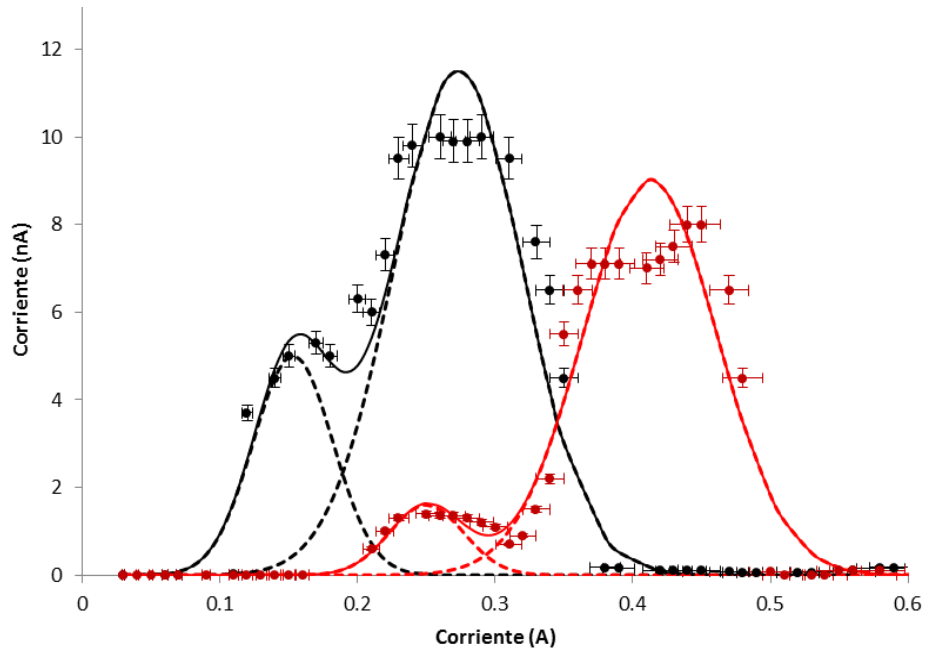
En esta sección se describe la espectrometría realizada para determinar los valores V_f e i_m ideales para formar un haz de protones de 5 keV. Para ello se registró el valor de la corriente obtenida en la bandera para distintos valores de i_m entre 0.03 y 2.50 A para dos valores fijos de V_f , 150 ± 5 V y 200 ± 5 V, con los siguientes parámetros del acelerador.

Filamento	12.0 ± 0.5 V y 10.0 ± 0.5 A
Ánodo	85.0 ± 2.5 V y 1.00 ± 0.13 A
Voltaje de aceleración	5.001 ± 0.001 kV
Voltaje de enfoque	4.096 ± 0.001 kV
Voltaje de deflexión a 10°	388 ± 1 V

Las gráficas 4.2.1 y 4.2.2 muestran los espectros obtenidos con ambos voltajes. Para 150 V se encuentran 2 picos muy intensos entre 0.75 y 1.94 A y 2 picos de baja intensidad entre 0.11 y 0.38 A. Para 200 V los 2 picos más intensos están entre 1.08 y 2.49 A mientras que los de baja intensidad están entre 0.16 y 0.51 A.



Gráfica 4.2.1. Corriente de iones de 5 keV sobre la bandera como función de la corriente en el electroimán del filtro de velocidades. En color negro para un voltaje de deflexión de 150 V y en color rojo para 200 V.



Gráfica 4.2.2. Corriente de iones de hidrógeno de 5 keV en la bandera como función de la corriente en el electroimán del filtro de velocidades en el intervalo de 0.03 a 0.60 A. En color negro para un voltaje de deflexión de 150 V y en color rojo para 200 V.

Se observa que las posiciones de los máximos son una función del voltaje de deflexión del filtro, tal como lo expresa la ecuación 4.1.1. El desplazamiento hacia la derecha para mayores voltajes de deflexión produce una mayor resolución de los picos acompañada de una disminución de su intensidad.

Al incrementar la corriente del electroimán se pueden seleccionar iones de mayores masas, en acuerdo con la ecuación 4.1.1. Como cada especie de iones difiere en su masa de forma discreta entonces la gráfica de una espectrometría de masas presenta una forma espectral. En los intervalos de corriente del electroimán entre intensidades máximas, la corriente en la bandera disminuye debido a que las condiciones del filtro de velocidades desvían los iones hasta que la corriente es prácticamente nula.

Los espectros obtenidos en el presente trabajo, gráficas 4.2.1 y 4.2.2, carecen de la resolución suficiente para discriminar entre iones con masas parecidas. Y lo que deberían ser varios picos estrechos resultaron ser 4 picos muy anchos producidos por distintas especies de iones. La altura y el ancho proporcionan una medida del área bajo cada pico, que es proporcional a la cantidad de iones generados en la fuente.

Los picos de máxima intensidad corresponden a los iones de Ar^+ . Este gas provee la mayoría de los iones en la fuente que inician y mantienen la descarga. En la tabla 4.2.1 se indican sus correspondientes máximos, i_{Ar^+} .

V_f	i_{Ar^+}	$\Delta i_{\text{Ar}^+} = \pm 3\%$
150 V	1.56 A	± 0.05 A
200 V	2.24 A	± 0.07 A

Tabla 4.2.1. Corriente en el electroimán asociada con los picos de máxima intensidad correspondientes a los iones Ar^+ para valores en voltaje de deflexión de 150 y 200 V.

A partir de los valores de la tabla 4.2.1 y de la ecuación 4.1.1 se obtiene la ecuación 4.2.1 con la cual se pueden calcular las masas de los iones que forman cada pico en términos de la masa del argón m_{Ar^+} y el máximo de corriente asociado a cada pico, i , sin requerir la constante C asociada al diseño del acelerador.

$$m = \left(\frac{i}{i_{\text{Ar}^+}} \right)^2 m_{\text{Ar}^+} \quad \text{[Ecuación 4.2.1]}$$

$$\Delta m = \sqrt{\frac{4i^2 m_{\text{Ar}^+}^2}{i_{\text{Ar}^+}^4} \Delta i^2 + \frac{4m_{\text{Ar}^+}^2 i^4}{i_{\text{Ar}^+}^6} \Delta i_{\text{Ar}^+}^2}$$

En la tabla 4.2.2 se muestran los intervalos de corriente $[i_i, i_f]$ para los cuales existe un pico. El intervalo está relacionado con iones cuya masa se encuentra dentro del intervalo correspondiente $[m_i, m_f]$.

150 V				200 V				IONES
i_i (A)	i_f (A)	m_i (u)	m_f (u)	i_i (A)	i_f (A)	m_i (u)	m_f (u)	
0.11 \pm 0.01	0.20 \pm 0.01	0.20 \pm 0.02	0.66 \pm 0.06	0.16 \pm 0.01	0.31 \pm 0.01	0.20 \pm 0.02	0.77 \pm 0.07	H^+
0.21 \pm 0.01	0.38 \pm 0.01	0.72 \pm 0.06	2.37 \pm 0.21	0.31 \pm 0.01	0.51 \pm 0.02	0.77 \pm 0.07	2.07 \pm 0.18	H^+ H_2^+ H_3^+
0.75 \pm 0.02	1.07 \pm 0.03	9.23 \pm 0.81	18.79 \pm 1.65	1.08 \pm 0.03	1.66 \pm 0.05	9.29 \pm 0.80	21.94 \pm 1.90	H_2O^+
1.07 \pm 0.03	1.94 \pm 0.06	18.79 \pm 1.65	61.78 \pm 5.42	1.66 \pm 0.05	2.49 \pm 0.07	21.94 \pm 1.90	49.36 \pm 4.28	N_2^+ O_2^+ Ar^+

Tabla 4.2.2. Intervalos de corriente y masas asociados a los 4 picos que aparecen a 150 y 200 V, para una masa de Ar de 39.948 uma [2].

De acuerdo con esta tabla el primer pico que aparece en ambos espectros corresponde a protones. El segundo está formado por las contribuciones de todos los iones hidrógeno H^+ , H_2^+ y H_3^+ . El tercer pico corresponde a moléculas ionizadas de vapor de agua. El cuarto pico, de máxima intensidad, relacionado con el Ar^+ aparece unido con los picos asociados al N_2^+ y O_2^+ que no fueron resolubles.

La presencia de otros iones distintos al Ar e H se debe principalmente a la imposibilidad de generar un vacío perfecto dentro del acelerador. En la gráfica 4.2.1 la corriente no se anula entre los picos del Ar^+ , N_2^+ y O_2^+ y el asociado al H_2O^+ . Esto sugiere que en dicha región de corrientes existe la contribución de todos los iones mencionados. No se detalló en el análisis de estos picos porque estos no son de interés para este trabajo.

En la gráfica 4.2.2, se observan los picos producidos por todos los iones de hidrógeno. La corriente generada por el H_2^+ es mucho mayor que la generada por H^+ ya que el proceso de ionización es más frecuente que la disociación de la molécula H_2 . El H_3 , menos abundante en la mezcla, forma iones cuyo pico contribuye mínimamente al pico del H_2^+ .

De acuerdo con la tabla 4.2.2 para seleccionar un haz de protones de 5 keV con un voltaje de deflexión de 150 ± 5 V el intervalo de corriente en el electroimán apropiado es de 0.11 A $\pm 3\%$ a 0.20 A $\pm 3\%$. Mientras que para 200 ± 5 V es de 0.16 A $\pm 3\%$ a 0.31 A $\pm 3\%$. El hecho de que la corriente no se anule entre ambos picos sugiere una región cuya corriente está formada por la contribución de H^+ y H_2^+ .

La deconvolución gaussiana de los espectros entre 0.03 A y 0.60 A, gráfica 3.2.2, revela contribuciones de H_2^+ mayores que el 4.4% a partir de los 0.14 A para 150 V y mayor que 4.6% a partir de 0.26 A para 200 V. Es decir, que el haz de protones de 5 keV que se produce con 150 V tiene una pureza del 95.6% para una corriente en el electroimán entre 0.12 y 0.14 A y del 95.4% para 200 V en el intervalo de corriente de 0.16 a 0.26 A. En ambos casos las impurezas están formadas por los iones de hidrógeno H_2^+ y H_3^+ .

El costo por una mayor resolución en el espectro, dado a 200 V, es una disminución del 70% en la corriente de protones. Debido a estos hechos se determinó que los valores más apropiados para producir un haz de protones, con la pureza y la intensidad requeridas en

este trabajo, son un voltaje de deflexión de 150 ± 5 V con un intervalo de corriente en el electroimán entre $0.12 \text{ A} \pm 3\%$ y $0.14 \text{ A} \pm 3\%$.

Cabe mencionar que todos los valores, propios del acelerador, mencionados en esta sección para la selección de un haz protones de 5 keV funcionan sólo como puntos de referencia para maximizar y estabilizar la corriente del haz que, como ya se dijo, depende conjuntamente de todos los parámetros que caracterizan al acelerador.

4.3 CÁLCULO DE LA FLUENCIA

Otra parte fundamental de la caracterización del sistema de irradiación con protones consiste en el cálculo de la fluencia para poder asociar un valor a las curvas de brillo y a la RTL obtenidas.

Para estimar la fluencia recibida en cada dosímetro de acuerdo con su posición en la bandera se realizó previamente el perfil de la distribución del haz de protones.

Se colocó sobre la bandera una película PTR de $4 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$, marca Gafchromic modelo HDV2, a una distancia de 0.73 cm de la base, como se muestra en la figura 4.3.1. La región libre en la parte inferior de la bandera es indispensable para monitorear la formación y estabilidad del haz antes de irradiar.

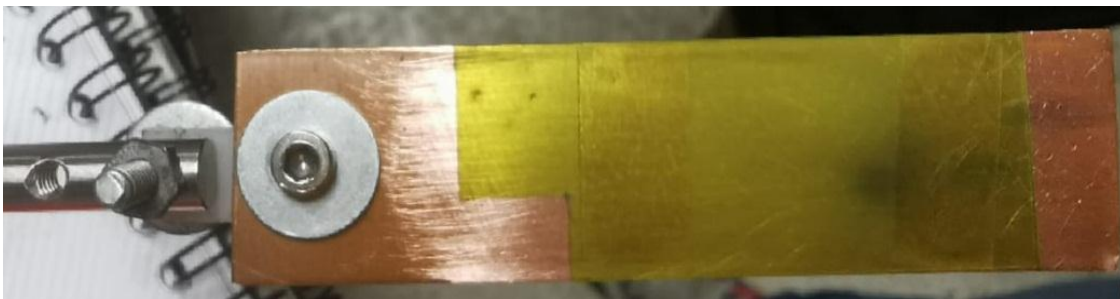


Figura 4.3.1. PTR HDV2 irradiada con protones de 5 keV para obtener el perfil de distribución del haz.

La película se irradió durante 45 ± 1 minutos con protones de 5 keV a una corriente de 6.0 nA $\pm 5\%$ bajo las siguientes condiciones del acelerador

Filamento	13.0 ± 0.5 V y 10.0 ± 0.5 A
Ánodo	85.0 ± 2.5 V y 0.75 ± 0.13 A
Voltaje de aceleración	5.001 ± 0.001 kV
Voltaje de enfoque	3.981 ± 0.001 kV
Voltaje 10°	380 ± 1 V
Voltaje de deflexión	150 ± 5 V
Corriente del electroimán	0.140 ± 0.004 A

24 horas después se digitalizó la película con un escáner TMA 1600 y se analizaron 4 direcciones arbitrarias cuyo punto de intersección A coincidió con la región más oscura de la película, figura 4.3.2. Los datos obtenidos con el programa ImageJ en canal rojo, gráfica 4.3.1, forman el perfil del haz de protones sobre la bandera. De la gráfica se observa que la distribución de los protones depende únicamente de la distancia al centro del haz y no del ángulo analizado. La variación que presenta el perfil en la dirección 3 se debe al movimiento del haz desde la región de prueba de la bandera hasta el objetivo.

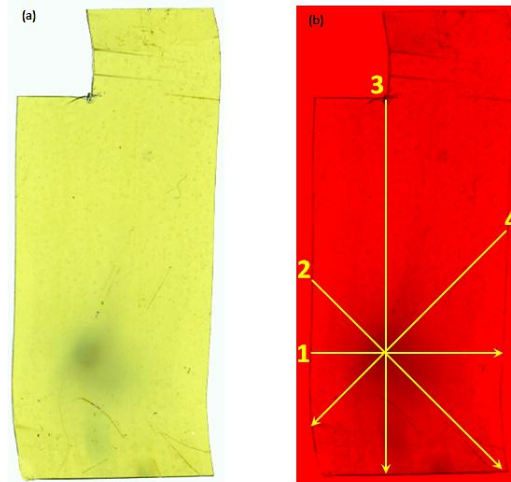
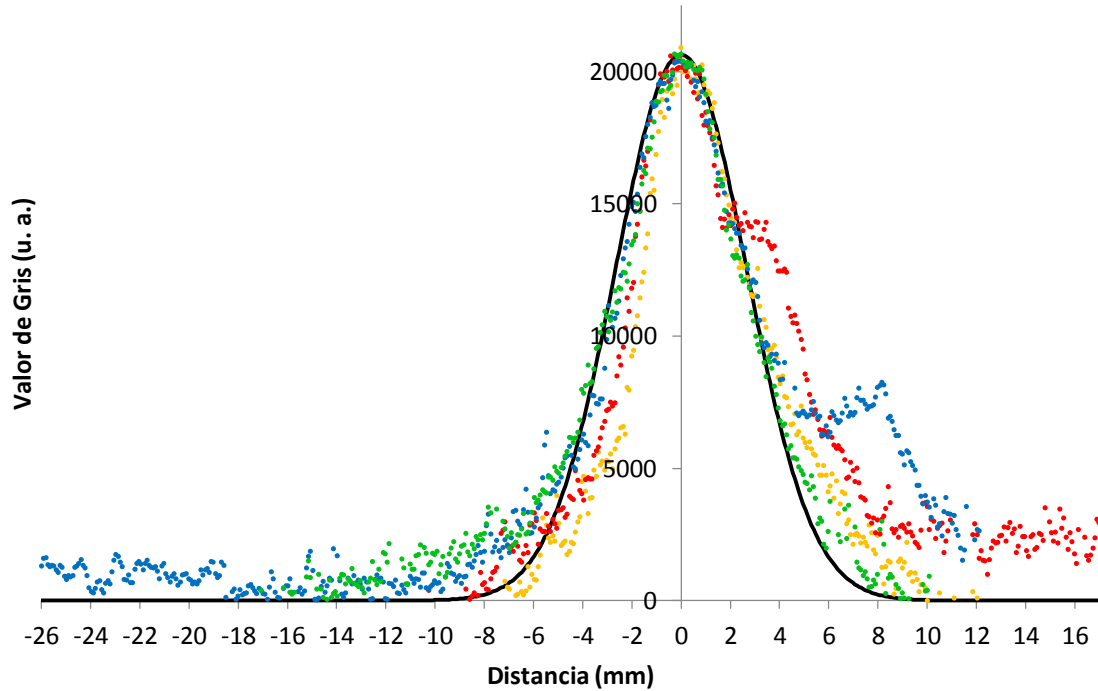


Figura 4.3.2. (a) Película HDV2 irradiada por protones de 5 keV a una corriente de 6.0 nA por 45 minutos. (b) Imagen de la película en el canal rojo con las 4 direcciones analizadas en color amarillo.



Gráfica 4.3.1. Respuesta, en valor de rojo, de la película irradiada con protones de 5 keV con respecto de la distancia al centro del haz. En amarillo, rojo, azul y verde las direcciones 1, 2, 3 y 4, respectivamente. La línea negra representa la función gaussiana que mejor se ajusta con los datos experimentales.

Como la distribución de protones con respecto de A es la misma en todas direcciones y el perfil del haz, despreciando su camino desde la región de prueba y el color de fondo, es compatible con una función gaussiana con centro en A entonces el perfil de la distribución de protones está dado por la ecuación 4.3.1.

$$f(r) = Be^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad \text{[Ecuación 4.3.1]}$$

Se eligió una función gaussiana, porque estas modelan la estadística de los fenómenos físicos aleatorios de variable discreta cuando el número de eventos es muy grande. En este caso, el número de protones que inciden a una distancia x del centro del haz es una variable aleatoria discreta que resulta de un número de eventos del orden de 10^{10} .

La función gaussiana que mejor se ajusta a los datos experimentales está dada por la ecuación 4.3.2. De esta función se obtiene que el área efectiva del haz es de aproximadamente $\pi \text{ cm}^2$.

$$f(r) = (20641 \pm 4709) e^{-\frac{r^2}{2(c \pm \Delta c)^2}} \quad [\text{Ecuación 4.3.2}]$$

$$c \pm \Delta c = 2.67 \pm 0.07 \text{ mm}$$

El valor $c \pm \Delta c$ de la ecuación 4.3.1 es igual a la desviación estándar porque la función está normalizada. Este valor garantiza que el 68.3 % de los protones del haz se distribuyen sobre un área igual a $22.4 \pm 1.2 \text{ mm}^2$, a una distancia de $2.7 \pm 0.1 \text{ mm}$ del centro del haz. El área efectiva del haz revela que el haz se dispersa después de salir del colimador por repulsión eléctrica entre los protones produciendo un área transversal 100 veces más grande.

Si α es el número total de protones que llega a la bandera entonces

$$\alpha q = It$$

Donde I es la corriente de los protones, t es el tiempo de exposición a dicha corriente y q es la unidad de carga eléctrica igual a $1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$.

Como los iones se distribuyen homogéneamente sobre círculos concéntricos entonces la fluencia ϕ recibida por cada dosímetro se puede calcular con la ecuación 4.3.3.

$$\phi = \frac{\alpha 2 \int_{r_1}^{r_2} N f(r) dr}{A(r_1, r_2)} \quad [\text{Ecuación 4.3.3}]$$

Donde N es una constante de normalización dada por la ecuación 4.3.4 y $A(r_1, r_2)$, ecuación 4.3.5, es el área de la sección de disco que encierra al dosímetro, con radio inicial $r_1 \geq 0$ y radio final r_2 . La figura 4.3.3 ejemplifica la región considerada.

$$N = \frac{1}{\int_{-\infty}^{\infty} B e^{-\frac{r^2}{2c^2}} dr} = \frac{1}{B|c|\sqrt{2\pi}} \quad [\text{Ecuación 4.3.4}]$$

$$A(r_1, r_2) = \pi(r_2^2 - r_1^2) \quad [\text{Ecuación 4.3.5}]$$

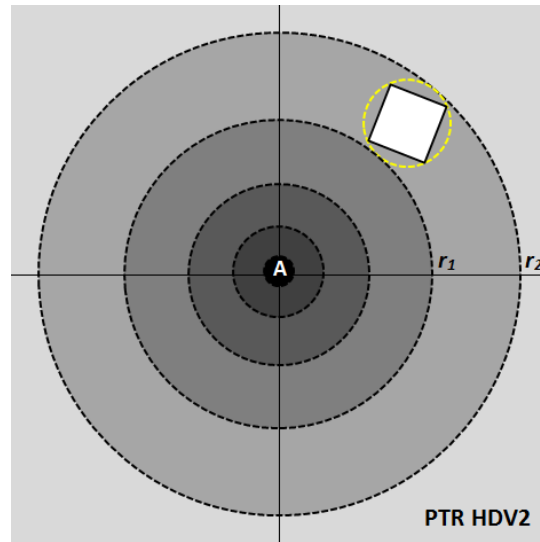


Figura 4.3.3. Diagrama de la posición de un dosímetro con respecto de A, punto de máxima respuesta de la película.

De este modo la fluencia, dada por la ecuación 4.3.6, es una función de la corriente y el tiempo de irradiación y de los radios, inicial y final, que delimitan la posición del dosímetro con respecto de A.

$$\phi(I, t, r_1, r_2) = \frac{\sqrt{2}It}{q|c|\pi^{\frac{3}{2}}(r_2^2 - r_1^2)} \int_{r_1}^{r_2} e^{-\frac{r^2}{2c^2}} dr \quad \text{[Ecuación 4.3.6]}$$

De aquí se obtiene la ecuación 4.3.7 para calcular el valor de la fluencia en unidades de mm^{-2} .

$$\phi(I, t, r_1, r_2) = \frac{(5.95 \pm 0.16) \times 10^{17}}{\text{mm}^{-1}\text{C}^{-1}} It \frac{g(r_1, r_2)}{r_2^2 - r_1^2} \quad \text{[Ecuación 4.3.7]}$$

$$g(r_1, r_2) = \int_{r_1}^{r_2} e^{-\frac{r^2}{14.22 \pm 0.75}} dr$$

$$\Delta\phi(I, t, r_1, r_2) = \frac{(5.95 \pm 0.16) \times 10^{17}}{r_2^2 - r_1^2} \left(g^2 [t^2 \Delta I^2 + I^2 \Delta t^2] + I^2 t^2 \left[\left(\frac{g 2r_1}{r_2^2 - r_1^2} - e^{-\frac{r_1^2}{14.22 \pm 0.75}} \right)^2 \Delta r_1^2 + \left(e^{-\frac{r_2^2}{14.22 \pm 0.75}} - \frac{g 2r_2}{r_2^2 - r_1^2} \right)^2 \Delta r_2^2 \right] \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{[Ecuación 4.3.8]}$$

Este procedimiento para determinar $\phi(I, t, r_1, r_2)$ es una propuesta que se hace en este trabajo de tesis para dosímetros cuyas dimensiones son menores al área efectiva del haz de

radiación. Fue revisada por el Dr. Juan López encargado del acelerador lineal empleado. La incertidumbre asociada a la fluencia, ecuación 4.3.8, se calculó con el software Wolfram Mathematica de acuerdo con la relación general de propagación de incertidumbres dada por la ecuación 4.3.9, donde Δf es la incertidumbre de interés y Δx_i son las incertidumbres de las variables medibles.

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{df}{dx_i} \right)^2 \Delta x_i^2} \quad \text{[Ecuación 4.3.9]}$$

La incertidumbre de la fluencia depende fuertemente de la incertidumbre asociada con la posición de los dosímetros. La incertidumbre promedio que se obtuvo fue del 8.9 % para incertidumbres de 0.1 mm pero aumenta hasta 72.4% para incertidumbres de 1 mm. Por tal motivo la localización del centro del haz con ImageJ y las posiciones de los dosímetros con Tracker fueron de crucial importancia para tener la menor incertidumbre posible en la fluencia.

Capítulo 5

RESPUESTA TL A PROTONES

Sobre la bandera del acelerador se colocó PTR HDV2, de 4 cm × 2 cm, con algunos dosímetros adheridos, de 2 a 5 por irradiación, y distribuidos sobre el lado sensible de la película, figura 5.1.



Figura 5.1. Dosímetros TLD100 colocados sobre PTR HDV2 en la bandera del acelerador, listos para ser irradiados.

Luego se irradiaron con protones de 5 keV a distintas fluencias bajo las siguientes condiciones del acelerador

Filamento	12.8±0.4 V y 9.3±0.6 A
Ánodo	84.2±1.2 V y 1.0±0.3 A
Voltaje de aceleración	5.001±0.001 kV
Voltaje de enfoque	4.020±0.040 kV
Voltaje 10°	381±24 V
Voltaje de deflexión	150±5 V
Corriente del electroimán	0.13±0.01 A

Se eligió la posición vertical más baja de la bandera para que los dosímetros estuvieran lo más alejados de la región de prueba del haz.

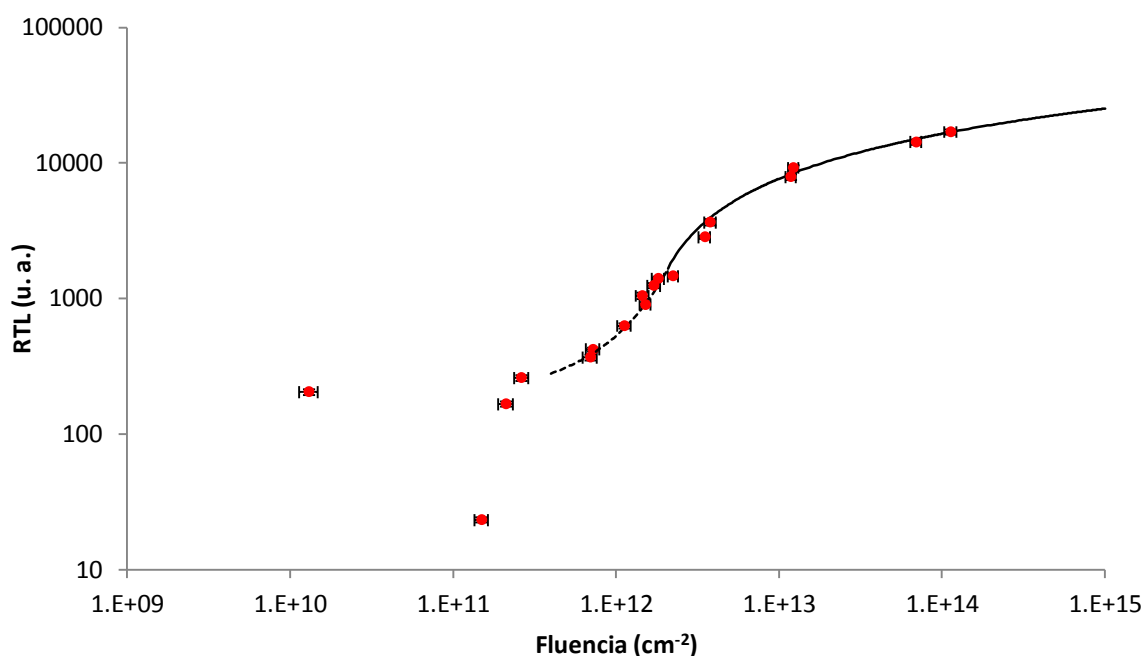
Para lograr distintas fluencias se variaron el tiempo de irradiación, de 10 a 20 minutos; la corriente del haz, entre 1.9 y 11.1 nA; y la posición de los dosímetros con respecto al punto de incidencia del haz con la bandera.

Los tiempos de irradiación y las corrientes empleadas fueron determinados por la estabilidad del haz. Durante las irradiaciones las variaciones de corriente fueron pequeñas, menores que el 5%, en la escala de registro del electrómetro.

Las películas que se obtuvieron en cada una de las irradiaciones fueron digitalizadas y analizadas con los programas ImageJ para obtener el punto A, y Tracker para determinar las posiciones de los dosímetros con respecto de A, valores r_1 y r_2 .

5.1 RESULTADOS

En esta sección se presenta la información experimental, RTL y curvas de brillo, obtenida de irradiar dosímetros TLD100 con protones de 5 keV a distintas fluencias, entre $1.30 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \pm 12.8\%$ y $1.13 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \pm 8.4\%$.



Gráfica 5.1.1. Respuesta RTL, en escala logarítmica, del TLD100 irradiado con protones de 5 keV como función de la fluencia, en escala logarítmica. La línea negra punteada representa una región de fluencias de RTL con comportamiento supralineal, mientras que la línea negra continua una región sublineal.

En la gráfica 5.1.1 se observa el comportamiento de la RTL de los TLD100 como función de la fluencia. En escala logarítmica se revelan dos comportamientos distintos dentro del intervalo de fluencias bajo estudio. De $1.30 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \pm 12.8\%$ a $2.63 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \pm 10.1\%$ la distribución de los puntos experimentales no permitió identificar una tendencia única. Este hecho no pudimos explicarlo por lo que proponemos la repetición del experimento a fluencias menores que $2.63 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ con la finalidad de identificar la tendencia y la región de RTL con comportamiento lineal. En el intervalo de fluencias entre $6.95 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \pm 10.0\%$ y $1.82 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \pm 8.6\%$ se observa que en general la pendiente de la curva, que

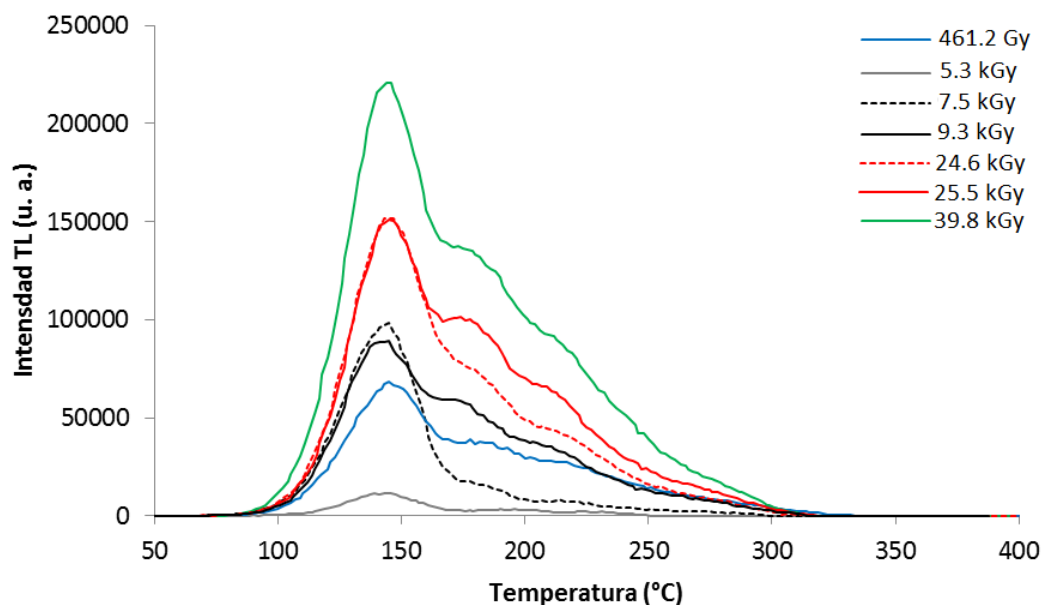
representa la RTL por unidad de fluencia, aumenta con la fluencia por lo que el comportamiento es supralineal con una tendencia exponencial dada por la ecuación 5.1.1. Por el contrario, en el intervalo de fluencias de $2.23 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \pm 7.4\%$ a $1.13 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ la pendiente de la curva disminuye al incrementar la fluencia, por lo que se considera que el comportamiento de la RTL es sublineal con una tendencia logarítmica dada por la ecuación 5.1.2.

$$RTL = (184 \pm 18) nC e^{(1.06 \pm 0.08) \times 10^{-12} \text{ cm}^2 \phi} \quad \text{[Ecuación 5.1.1]}$$

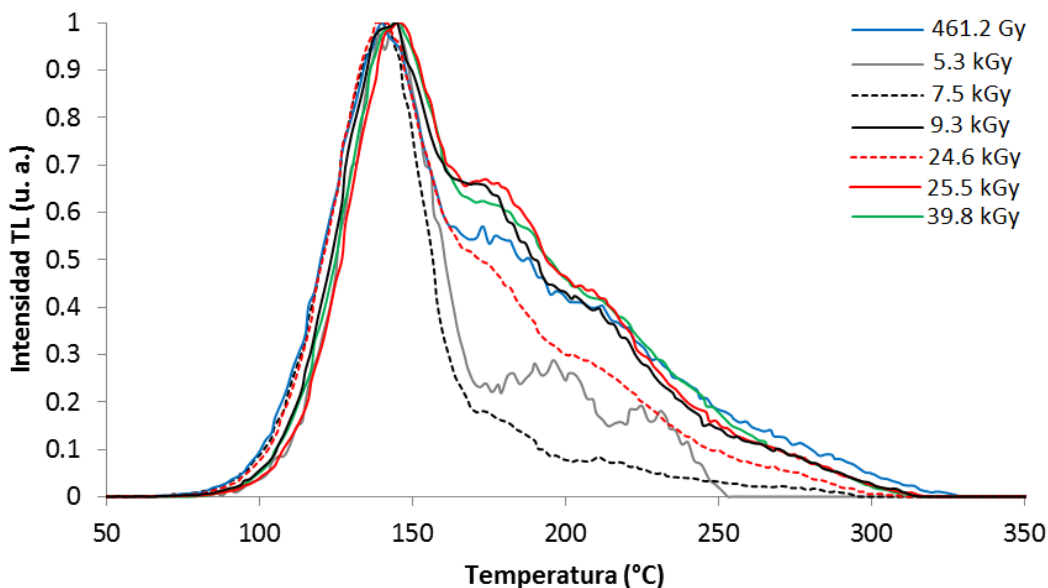
$$RTL = (3816 \pm 143) nC \ln(\phi \text{ cm}^2) - (106774 \pm 4274) nC \quad \text{[Ecuación 5.1.2]}$$

A continuación presentamos en términos de la dosis absorbida en TLD100 las curvas de brillo que se obtuvieron. La dosis se calculó a partir de la fluencia con la ecuación 5.1.3, donde Φ es la fluencia de irradiación y E es la energía de los protones [Va14]. El alcance R de 860 angstrom para protones de 5 keV en LiF se obtuvo con el software libre SRIM, versión 2008.

$$D = 1.602 \times 10^{-10} \frac{\Phi E}{\rho R} \quad \text{[Ecuación 5.1.3]}$$



Gráfica 5.1.2. Curvas de brillo de TLD100 irradiado con protones de 5 keV a distintas dosis. Línea azul 461.2 Gy, línea gris de muy baja intensidad 5.3 kGy, línea negra punteada 7.5 kGy, línea negra 9.3 kGy, línea roja punteada 24.6 kGy, línea roja 25.5 kGy y línea verde 39.8 kGy.



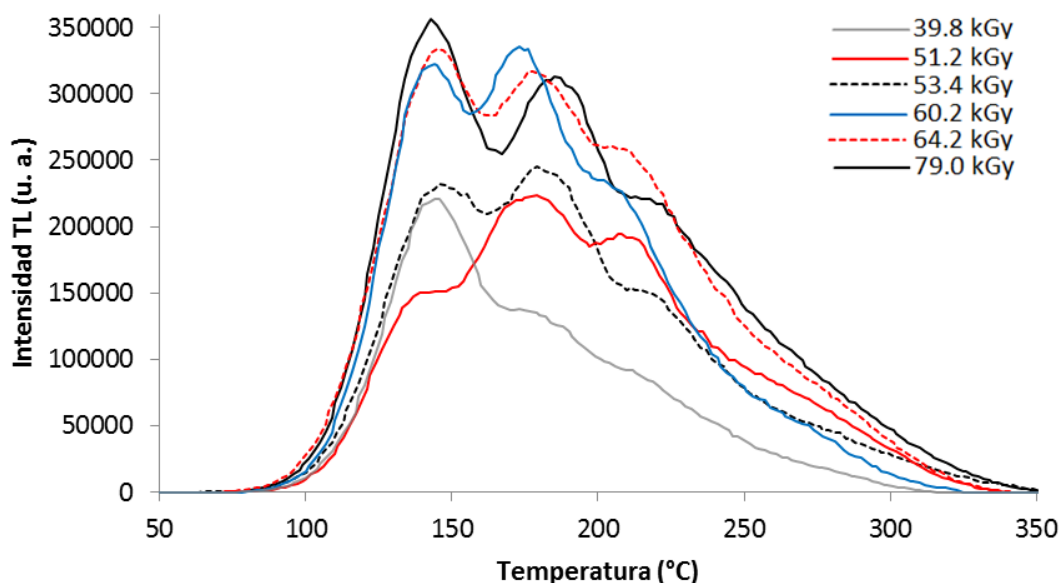
Gráfica 5.1.3. Curvas de brillo normalizadas de TLD100 irradiado con protones de 5 keV a distintas dosis. Línea azul 461 Gy, línea gris de muy baja intensidad 5.3 kGy, línea negra punteada 7.5 kGy, línea negra 9.3 kGy, línea roja punteada 24.6 kGy, línea roja 25.5 kGy y línea verde 39.8 kGy.

Las curvas de brillo entre 461.2 Gy y 39.8 kGy presentan una forma y comportamiento similares, gráficas 5.1.2. En ellas se observa un máximo principal de intensidad TL en la región de temperaturas asociadas con el pico de brillo número 3 que caracteriza a este intervalo de dosis. Para este primer máximo, al que llamaremos M3, se obtuvo una temperatura promedio de 145 °C con una desviación estándar del 3.8%. La gráfica 5.1.3 muestra las curvas normalizadas con respecto del máximo valor de intensidad TL registrada para M3 en este intervalo de dosis.

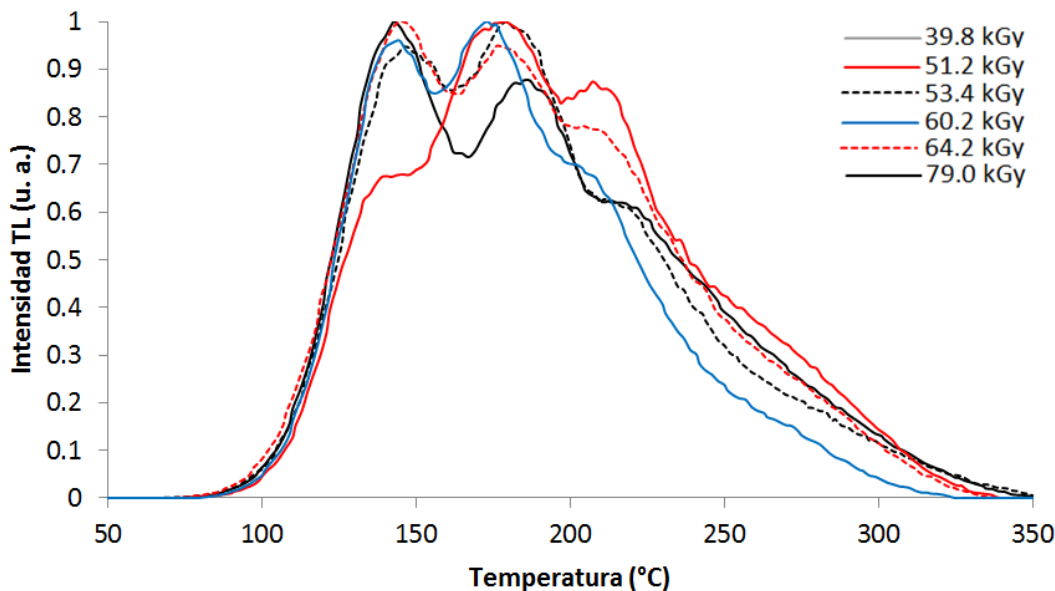
Se observó que, al aumentar la dosis, la intensidad TL de M3 incrementó junto con la RTL del dosímetro. Sin embargo, se observó también que la RTL puede crecer con aumentos en la intensidad TL sobre regiones de temperatura mayor que 150 °C. En esta zona se pueden apreciar otros 2 máximos locales cuya intensidad TL disminuye al aumentar la temperatura.

En el intervalo de dosis entre 51.2 y 79.0 kGy las curvas de brillo, gráfica 5.1.4, presentan 3 máximos locales bien definidos que incluyen a M3 del intervalo de dosis anterior. La gráfica 5.1.5 muestra las mismas curvas de brillo pero normalizadas con respecto de la máxima intensidad TL registrada en este intervalo de dosis presente a 145°C. Se observó que el segundo y tercer máximos, a los que llamaremos M4 y M5, están ubicados en regiones de temperatura asociadas con los picos de brillo 4 y 5. Las temperaturas promedio

que se obtuvieron para estos máximos son 182 °C y 211 °C con una desviación estándar del 3.7% y 2.1%, respectivamente.



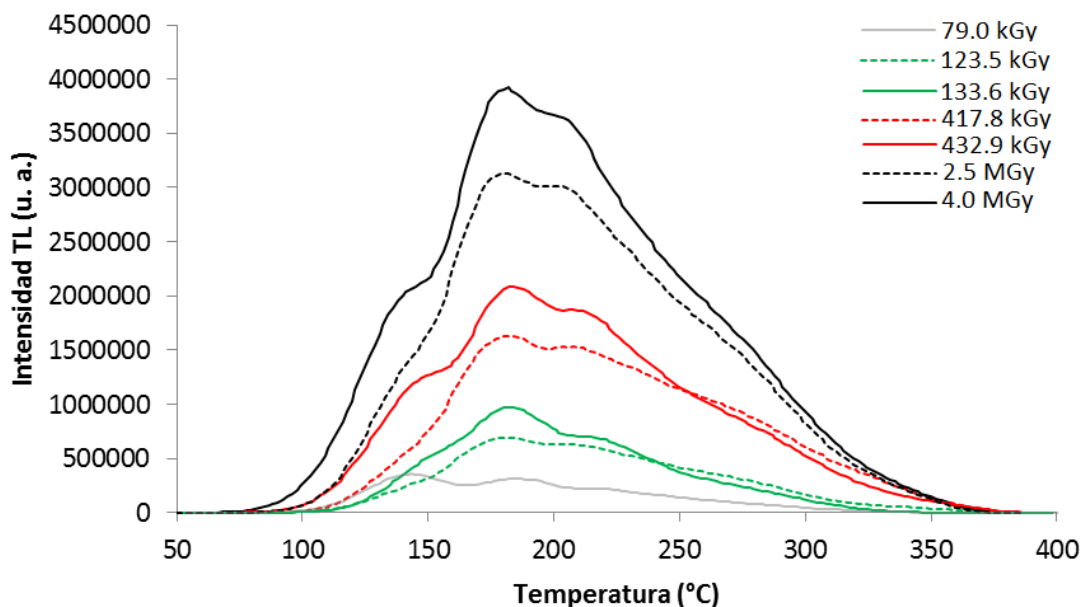
Gráfica 5.1.4. Curvas de brillo de TLD100 irradiado con protones de 5 keV a distintas dosis. Línea gris 39.8 kGy, línea roja 51.2 kGy, línea negra punteada 53.4 kGy, línea azul 60.2 kGy, línea roja punteada 64.2 kGy y línea negra 79.0 kGy.



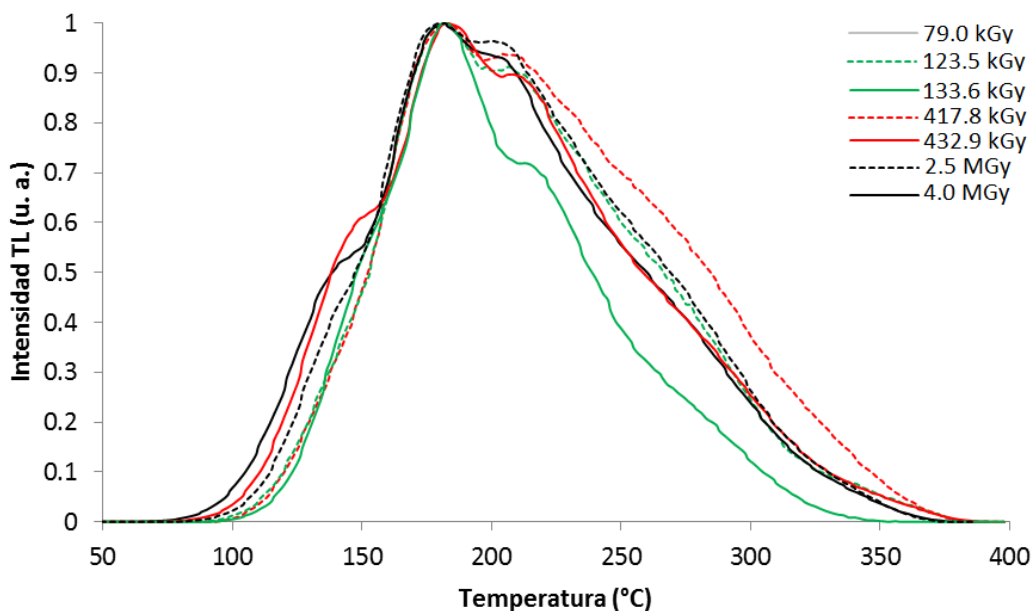
Gráfica 5.1.5. Curvas de brillo normalizadas de TLD100 irradiado con protones de 5 keV a distintas dosis. Línea roja 51.2 kGy, línea negra punteada 53.4 kGy, línea azul 60.2 kGy, línea roja punteada 64.2 kGy y línea negra 79.0 kGy.

Al aumentar la dosis de 39.8 a 51.2 kGy, gráfica 5.1.4, la RTL aumentó, pero la intensidad TL de M3 disminuyó en favor de M4 y M5. Para 53.4 y 60.2 kGy la intensidad TL de M3 y M4 son comparables siendo M4 el máximo principal. Y para 64.2 y 79.0 kGy M3 se posiciona nuevamente como el máximo principal.

En general, el intervalo de dosis de 51.2 a 79.0 kGy, gráfica 5.1.5, la forma de las curvas de brillo se caracteriza por la competencia entre M3 y M4 por el máximo principal. Se observó que al aumentar la dosis de 79.0 a 123.5 kGy, gráfica 5.1.6, la intensidad TL de M3 disminuye a favor de M4, M5 y regiones de mayor temperatura.



Gráfica 5.1.6. Curvas de brillo de TLD100 irradiado con protones de 5 keV a distintas dosis. Línea gris 79.0 kGy, Línea verde punteada 123.5 kGy, línea verde 133.6 kGy, línea roja punteada 417.8 kGy, línea roja 432.9 kGy, línea negra punteada 2.5 MGy y línea negra 4.0 MGy.



Gráfica 5.1.7. Curvas de brillo normalizadas de TLD100 irradiado con protones de 5 keV a distintas dosis. Línea verde punteada 123.5 kGy, línea verde 133.6 kGy, línea roja punteada 417.8 kGy, línea roja 432.9 kGy, línea negra punteada 2.5 MGy y línea negra 4.0 MGy.

Para las curvas de brillo entre 123.5 kGy y 4.0 MGy, gráfica 5.1.6, los máximos no están bien definidos y en algunos casos M3 es indistinguible. Sin embargo, de la normalización

de las curvas de brillo con respecto del máximo valor de intensidad TL registrado, gráfica 5.1.7, se observa claramente que M4 es un máximo principal y que la intensidad TL de M5 es muy comparable, de modo que la competencia entre estos dos máximos es característica de este intervalo de dosis.

5.2 DISCUSIÓN

El análisis de las curvas de brillo, de la respuesta TL como función de la fluencia y la eficiencia relativa TL con respecto a un campo de radiación de referencia ofrecen información sobre los procesos microscópicos que suceden en el TLD100 durante su irradiación y lectura.

En este trabajo no fue posible calcular la eficiencia relativa para protones de 5 keV con respecto a rayos gamma de ^{137}Cs porque el intervalo de fluencia estudiado no correspondió con una región de RTL con comportamiento lineal.

Del análisis de la RTL como función de la fluencia se obtuvo la curva de calibración, gráfica 5.1.1. Las ecuaciones 5.1.1 y 5.1.2 representan las curvas de comportamiento supralineal y sublineal del TLD100 que mejor ajustan con los datos experimentales. Tales ajustes y el valor de sus parámetros se obtuvieron por mínimos cuadrados en Excel.

En este trabajo no fue posible observar el umbral de supralinealidad para protones de 5 keV, pero los valores experimentales aquí obtenidos sugieren un valor menor que $6.95 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. De acuerdo con el UNIM el comportamiento supralineal se presenta cuando la distancia entre las trazas es lo suficientemente pequeña como para que los portadores de carga, que son liberados durante la lectura del dosímetro y que se escapan de su traza, puedan llegar a otra traza para recombinarse. Se sabe que al disminuir la energía de los protones el radio de sus trazas disminuye y, en consecuencia, la supralinealidad se presenta a fluencias más altas. Para protones de 3.0, 1.5 y 0.7 MeV se han reportado umbrales de supralinealidad de 2×10^9 y 2×10^9 y $4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, respectivamente [Ga96] [Av98] por lo que estimamos un umbral de supralinealidad para protones de 5 keV entre $4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ y $6.95 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Definimos el umbral de sublinealidad como el valor de fluencias para el cual la curva de calibración en la región supralineal cambia de curvatura. En este trabajo se estima un umbral de sublinealidad para protones de 5 keV de $2.08 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \pm 8.9\%$, equivalente a 70.4 kGy. Con este valor de umbral las ecuaciones que describen la curva de calibración y sus respectivas derivadas valen lo mismo, dentro del intervalo de incertidumbre por lo que la curva puede considerarse continua y suave, dentro de estos mismos intervalos.

Considerando otras curvas de calibración reportadas en trabajos anteriores para protones de 0.7, 1.5 y 3 MeV [Av98] y el umbral de sublinealidad que se obtuvo en este trabajo para protones de 5 keV, figura 5.2.1, se deduce que el valor de este umbral también aumenta al disminuir la energía de los protones. De acuerdo con el UNIM, el comportamiento sublineal se presenta cuando la fluencia es tan alta que las trazas de las PCP se traslapan entre sí de modo que la probabilidad de que esto ocurra a una fluencia dada será mayor para PCP con trazas de radio mayor por lo que el comportamiento sublineal será observable a una fluencia menor cuanto mayor sea la energía de las PCP.

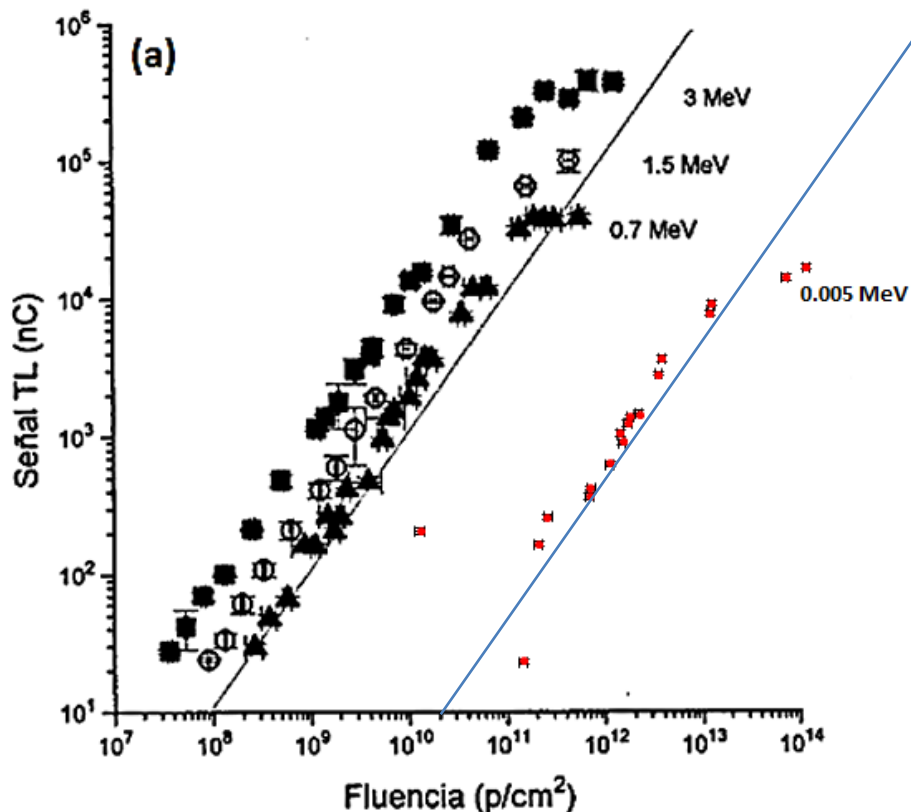


Figura 5.2.1. Curvas de calibración, RTL como función de la fluencia, en escala logarítmica para protones de 0.7, 1.5 y 3 MeV [Av98] en color negro y para protones de 5 keV en color rojo.

En la curva de calibración que se obtuvo para protones de 5 keV no se observa un umbral de saturación que, en el mejor de los casos, es del orden de 10^{14} . De la figura 5.2.1, se deduce que el umbral de saturación también aumenta al disminuir la energía de los protones por lo que el intervalo de comportamiento sublineal es más amplio para protones de 5 keV que para protones de 0.7, 1.5 y 3.0 MeV. Este hecho puede explicarse considerando que las trazas producidas por protones de 5 keV son más estrechas, por lo que una vez presente el comportamiento sublineal se requiere de grandes fluencias para conseguir, por efecto de traslape de trazas, la saturación completa del material.

De la figura 5.2.1 se observa que para protones de 5 keV la RTL a una fluencia dada es en general menor que la producida por protones de mayor energía y que, de acuerdo con la tendencia de la curva de calibración para protones de 5 keV, la RTL en la saturación debe ser menor que la RTL de saturación para protones de 0.7 MeV, aprox. 2×10^4 nC.

Cabe señalar que la RTL producida por un mismo dosímetro bajo las mismas condiciones de irradiación puede variar debido al lector TL utilizado. Por lo que la comparación directa de la RTL del TLD100 producida por protones que pertenecen a distintos trabajos de investigación solo puede ser cualitativa. Sin embargo, las curvas de calibración para protones de 1.5 y 3 MeV obtenidas con los mismos protocolos de horneado y lectura de los dosímetros verifican que para una fluencia dada la RTL disminuye con la energía de los protones.

En resumen, se comprueba experimentalmente que en el intervalo de fluencias de 6.95×10^{11} a 1.13×10^{14} cm^{-2} el comportamiento de la curva de calibración para protones de 5 keV es similar al reportado para protones de 0.7, 1.5 y 3.0 MeV.

En la figura 5.2.2 se comparan las curvas de calibración que se obtuvieron experimentalmente en este trabajo para TLD100 irradiado con protones de 5 keV y rayos gamma de ^{137}Cs . En ella se observa que la RTL producida por rayos gamma de ^{137}Cs es mayor que la RTL producida por los protones de 5 keV incluso a muy altas dosis. Considerando el valor máximo de sensibilidad a protones encontrado experimentalmente, 193.9 nC/mgGy, resulta ser que el TLD100 es 2.1 veces más sensible a rayos gamma que a protones de 5 keV.

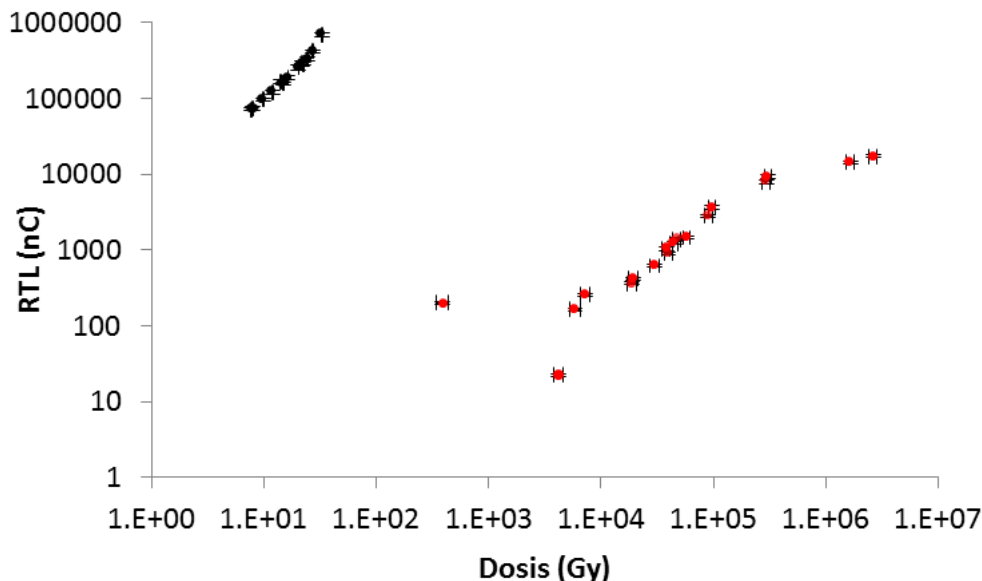


Figura 5.2.2. Curvas de calibración del TLD100 irradiado con rayos gamma de ^{137}Cs (en color negro) y protones de 5 keV (en color rojo). En ambas curvas, los puntos representan medidas experimentales obtenidas en este trabajo.

La TSTM explica este hecho suponiendo, que la disminución de la RTL a PCP es causada por la saturación del material en regiones donde la dosis es muy alta. Para protones de 5 keV el alcance en TLD100 es de 860 angstrom y la energía depositada se concentra en el interior de trazas muy estrechas en una capa muy delgada de la superficie del dosímetro. Por otro lado, los fotones de rayos gamma de ^{137}Cs distribuyen la dosis homogéneamente en el material y el proceso de saturación es uniforme. De modo que con una misma dosis la RTL a rayos gamma de ^{137}Cs es mayor que para protones de 5 keV.

En cuanto a las curvas de brillo que se obtuvieron para protones de 5 keV, se observan principalmente 3 formas distintas cuyos máximos locales de intensidad TL aparecen aproximadamente a la misma temperatura independientemente de la dosis.

La tabla 5.2.1 muestra la comparación entre las temperaturas promedio obtenidas para los máximos M3, M4 y M5 y las temperaturas de los picos de brillo 3, 4 y 5 reportadas para protones de 700 keV [Ga96], 1.5 y 3 MeV [Av98]. Las diferencias se atribuyen a las distintas condiciones de lectura y al hecho de que los valores que aquí se reportan no son el resultado de una deconvolución ya que el interés de esta investigación se centra en la RTL

total y la forma de las curvas de brillo. En consecuencia, se obtuvieron incertidumbres de hasta ± 7 °C.

Energía de Protones (MeV)	Pico 3 (°C)	Pico 4 (°C)	Pico 5 (°C)
0.005	145±6	182±7	211±4
0.7	156±3	187±2	209±2
1.5	149±2	186±2	220±2
3.0	150±2	187±3	222±2
¹³⁷ Cs	-	-	223±2

Tabla 5.2.1. Temperaturas promedio de los máximos locales de la intensidad TL asociados con picos 3, 4 y 5 de las curvas de brillo obtenidas para protones de 5 keV. Temperatura promedio para la máxima intensidad TL asociada con el pico 5 obtenida con rayos gamma de ¹³⁷Cs. Y las reportadas en la literatura para protones de 0.7 MeV [Ga96], 1.5 y 3 MeV [Av98] obtenidas con técnicas de deconvolución.

Por otro lado, las temperaturas promedio que se obtuvieron para M5 con rayos gamma de ¹³⁷Cs y con protones de 5 keV difieren entre sí 12 ± 6 °C. Esta diferencia se atribuye a la energía de los campos de radiación ya que para protones de 3 MeV también se observó una diferencia de 11 ± 6 °C. En la tabla 5.2.1 se observa que la temperatura del pico 5 disminuye con la energía de los protones y que la temperatura obtenida en este trabajo para fotones de ¹³⁷Cs corresponde, dentro del intervalo de incertidumbre, con la reportada para protones de 3 MeV.

Como la temperatura de los máximos de intensidad TL es independiente de la dosis para un mismo campo de radiación entonces la forma de la curva de brillo queda determinada por la intensidad TL de cada uno de los picos de brillo que contribuyen a la RTL total del dosímetro. En el intervalo de 461.2 Gy y 39.8 kGy la intensidad TL del pico de brillo 3 es máxima. De 51.2 a 79.0 kGy la intensidad del TL de los picos de brillo 4 y 5 son comparables al pico 3 que domina. Y de 123.5 kGy a 4.0 MGy la máxima intensidad TL está dada por el pico 4. En este sentido decimos que las curvas de brillo que pertenecen al mismo intervalo de dosis tienen una forma similar.

En la figura 5.2.3 se compara la evolución de las curvas de brillo a distintas dosis para protones de 5 keV, (a) entre 461.2 Gy y 39.8 kGy y (b) entre 123.5 kGy y 4.0 MGy, obtenidas en este presente trabajo y las reportadas para protones de 1.5 MeV entre 4 y 20 kGy [Av98]. En ella se observa que a 20 kGy las curvas de brillo para protones de 1.5 MeV ya presentan máximos de intensidad TL que dominan a temperaturas mayores que

250°C mientras que para protones de 5 keV es el pico de brillo 3 el que domina y no es sino hasta muy altas dosis, del orden de 4 MGy, cuando las curvas de brillo presentan máximos TL dominantes asociados con los picos 4 y 5. En ambos casos la forma de la curva cambia drásticamente a altas dosis, favoreciendo la intensidad TL de las regiones de mayor temperatura de forma progresiva. Con base en esto inferimos que la forma de las curvas de brillo es, en general, dependiente de la dosis.

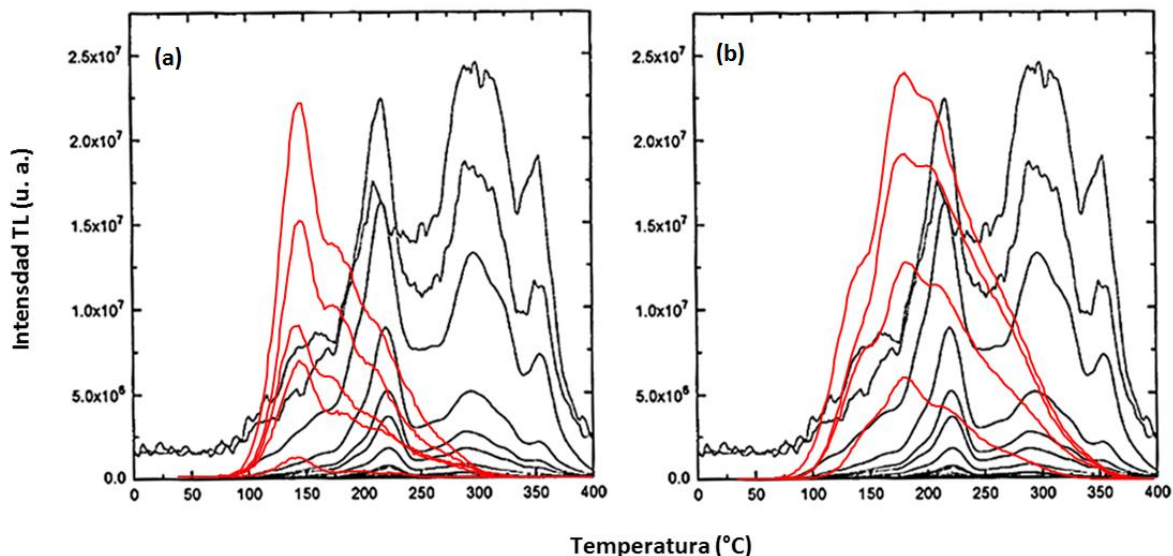


Figura 5.2.3. Evolución de curvas de brillo del TLD100 irradiado a distintas dosis. En color negro, curvas de brillo para protones de 1.5 MeV entre 4 y 20 kGy [Av98]. En color rojo, curvas de brillo para protones de 5 keV entre (a) 461 Gy y 40 kGy y (b) 124 kGy y 4 MGy.

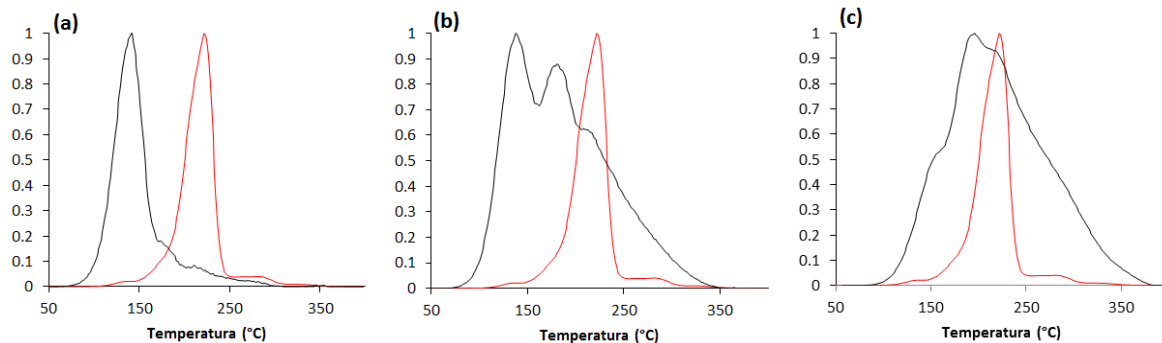


Figura 5.2.4. Comparación entre curvas de brillo normalizadas producidas por rayos gamma de ^{137}Cs a una dosis de 7.8 Gy (en rojo) y protones de 5 keV a distintas dosis (en negro). (a) 7.5 kGy. (b) 79.0 kGy. (c) 4.0 MGy.

La diferencia más importante que se encontró entre las curvas de brillo que se obtuvieron en este trabajo con gammas de ^{137}Cs a dosis entre 0.3 y 37.2 Gy y las obtenidas con protones de 5 keV entre 461.2 Gy y 4.0 MGy, consiste en que la forma de las curvas de brillo para gammas de ^{137}Cs es independiente de la dosis impartida y está dominada por un único máximo de intensidad TL. La figura 5.2.4 compara las 3 formas principales de la curva de brillo para protones de 5 keV y la forma principal de la curva de brillo para gammas de ^{137}Cs .

Las curvas de brillo obtenidas para protones de 5 keV también difieren de las reportadas para iones de energía alta e intermedia las cuales mantienen la misma forma que la obtenida para fotones. Por ejemplo: G. Massillon J. L. y colaboradores observaron que para iones de distinta especie de energías intermedias, entre 1 y 40 MeV por nucleón, y fluencias dentro de la región lineal, de 5×10^5 a $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$, la curva de brillo es similar a la de gammas de ^{60}Co , figura 5.2.5 (a) [Ma07]. M. Skopec y colaboradores compararon las curvas de brillo generadas por protones de 5 MeV y por rayos X de 130 kV, figura 5.2.5 (b) [Sk02]. En ambos casos el pico de mayor contribución es el pico 5. Posteriormente, los mismos autores trabajaron en la comparación de curvas entre protones de 4 MeV y rayos gamma de ^{137}Cs , figura 5.2.5 (d) en donde se aprecia claramente que la intensidad TL de los picos de alta temperatura para protones es mayor que para gammas [Sk06]. El trabajo de Y. S. Horowitz y M. Moscovitch muestra que las curvas de brillo para rayos beta de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ activan preferencialmente el pico 5 al igual que los rayos alfa de 5 MeV, figura 5.2.5 (c) [Ho19].

En este punto de la tesis es relevante presentar otras curvas de brillo que se obtuvieron durante los experimentos preliminares y que no fueron mencionadas en la sección de resultados porque para ellas no fue posible asignar un valor de fluencia o dosis. Estas pruebas consistieron en la irradiación de dosímetros TLD100 con iones de argón y protones de 8 keV dispersados por una placa delgada de óxido de zinc con fluencias entre 10^{14} y 10^{15} cm^{-2} . Otra prueba consistió en la irradiación con protones de 5 keV con un haz directo a distintas fluencias desconocidas. Estos resultados, aunque son únicamente de valor cualitativo, presentan un comportamiento interesante.

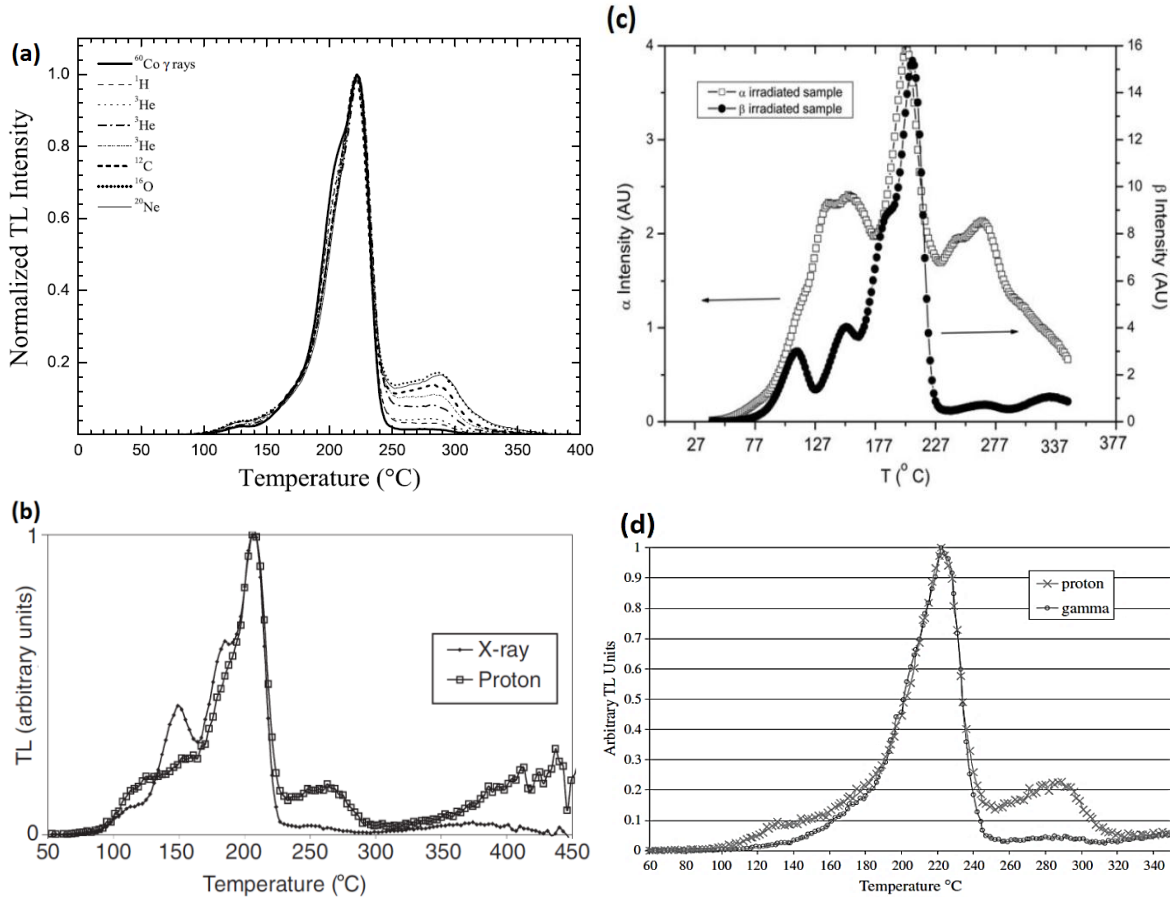


Figura 5.2.5. Comparación entre curvas de brillo normalizadas producidas por fotones e iones de distintas energías. (a) Iones de 40 MeV por nucleón y rayos gamma de ^{60}Co [Ma07], (b) protones de 5 MeV y rayos X de 130 kV [Sk02], (c) partículas alfa de 5 MeV y rayos beta de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ [Ho19] y (d) protones de 4 MeV y rayos gamma de ^{137}Cs [Sk06].

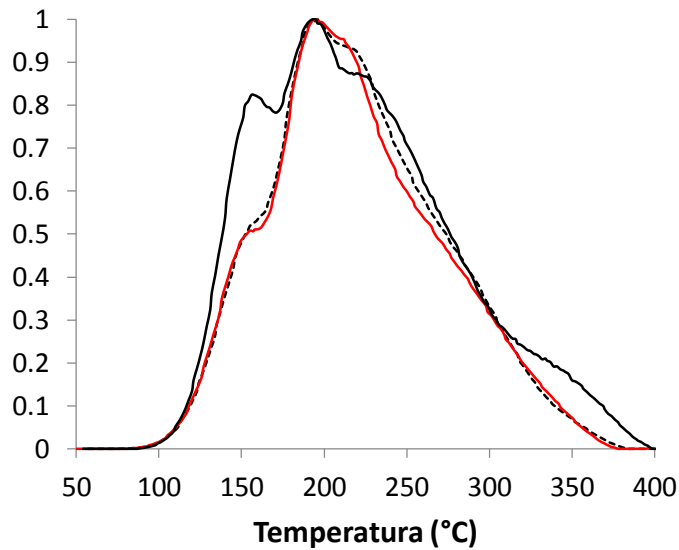


Figura 5.2.6. Comparación entre curvas de brillo normalizadas producidas por protones de 8 keV (línea negra continua), protones de 5 keV (línea negra discontinua) e iones argón de 8 keV (línea roja continua).

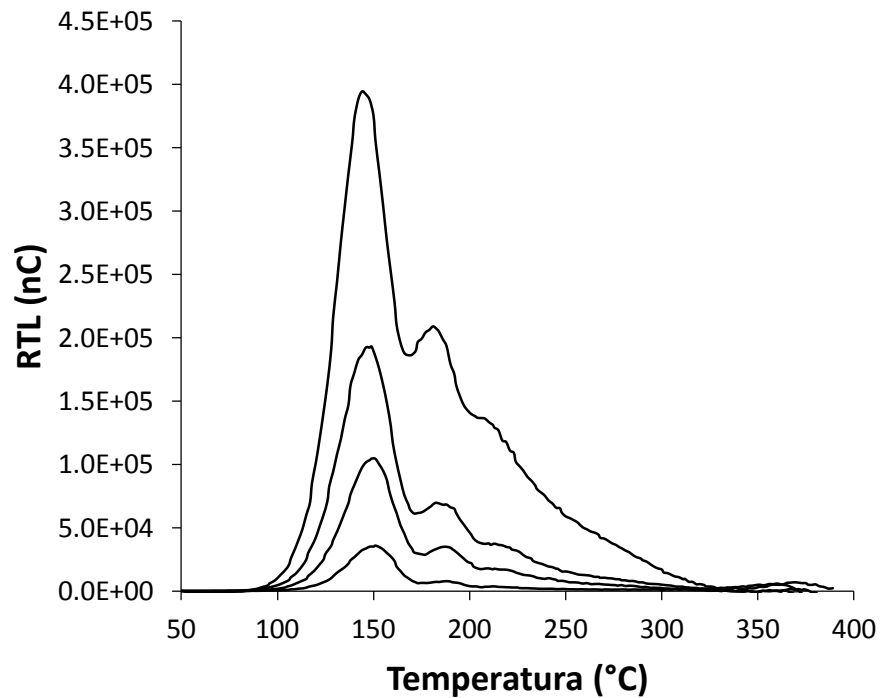


Figura 5.2.7. Evolución de las curvas de brillo obtenidas con protones de 5 keV a distintas fluencias.

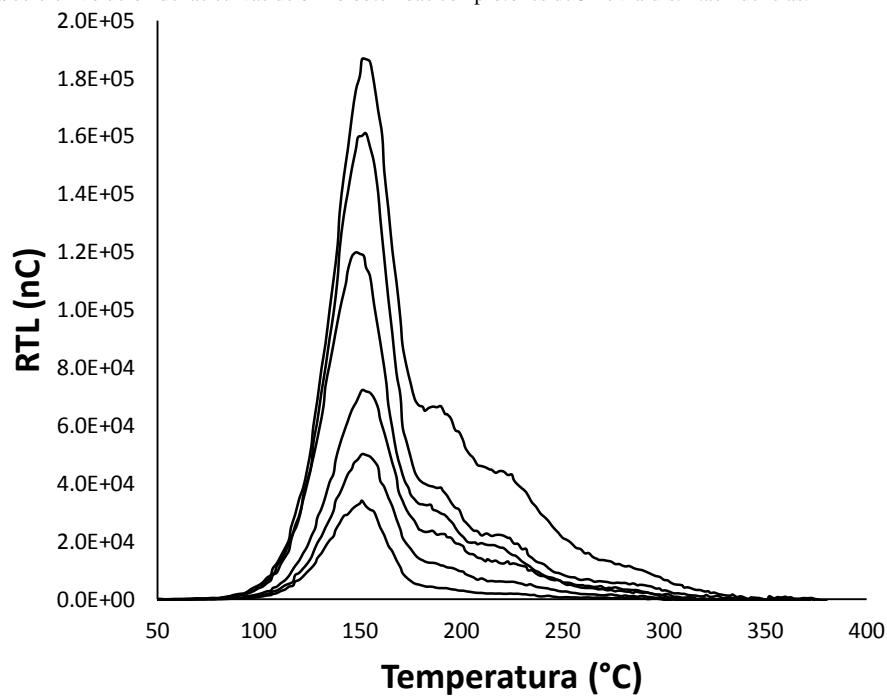


Figura 5.2.8. Evolución de las curvas de brillo obtenidas con protones de 8 keV a distintas fluencias entre 10^{14} y 10^{15} cm⁻².

En la figura 5.2.6 se comparan las curvas de brillo que se obtuvieron para iones de argón de 8 keV y protones de 5 y 8 keV. Las figuras 5.2.7 y 5.2.8 muestran la evolución de las

curvas de brillo a distintas fluencias para protones de 5 keV y 8 keV. Estos resultados sugieren que para PCP con estos órdenes de energía la forma de la curva de brillo es similar.

Así como la TSTM explica la eficiencia relativa de los materiales TL por medio de la distribución de la dosis en el interior de las trazas durante la irradiación y el UNIM explica el comportamiento supralineal en términos de centros de recombinación de competencia durante el proceso de lectura, podríamos intentar explicar la forma de las curvas de brillo para fotones y PCP partiendo del modelo de bandas suponiendo que todas las trampas asociadas a cada uno de los picos están distribuidas uniformemente en todo el material y que cada uno de los electrones liberados por la radiación incidente tienen una probabilidad de ser atrapados en alguna de ellas, que depende tanto de la energía cinética del electrón como de la energía de activación de la trampa de tal modo que la forma de las curvas de brillo dependa de los espectros de energía de los electrones secundarios producidos por las distintas radiaciones.

El TLD100 es un cristal con una banda de valencia y otra de conducción separadas por una banda de energías prohibidas de aproximadamente 11.8 eV de ancho. Las impurezas en el cristal producen estados metaestables de energía en la banda prohibida que funcionan como trampas para los portadores de carga liberados durante la irradiación. De acuerdo con la cinética de primer orden estas trampas son pozos de potencial, para electrones, que son independientes entre sí. Se sabe que las energías de activación de estas trampas son del orden de algunos eV. Cuando el material es irradiado los electrones en la banda de valencia son excitados hacia la banda de conducción donde se desplazan a través del material hasta que son atrapados por las trampas.

Si el TLD100 es irradiado con fotones de ^{137}Cs el proceso de interacción predominante es el efecto Compton. En ese caso un fotón transfiere parte de su energía a un electrón quien después transfiere la energía a otros electrones del material hasta que su energía final es del orden de eV.

Si la energía cinética de un electrón secundario es más grande que la energía de activación de las trampas 1, 2, 3 y 4 asociadas a sus respectivos picos de brillo, entonces la

probabilidad de ser atrapado por estas trampas es nula. Mientras que la probabilidad de ser atrapado por la trampa tipo 5 es máxima, y distinta de cero para las trampas de mayor temperatura. Como las trampas son finitas y suponemos que están uniformemente distribuidas, la probabilidad de que las trampas de alta temperatura capturen electrones aumentará conforme la población disponible de la trampa número 5 disminuya. Como los electrones producidos tienen distintas energías entonces siempre existe la probabilidad de poblar distintas trampas. Por ello se observa siempre alguna contribución de otros tipos de trampa.

Como el efecto Compton predomina en un amplio rango de energías podemos considerar que por la naturaleza de la interacción, los fotones producen en el TLD100 electrones secundarios mayoritarios con energías mayores a la energía de activación de la trampa 4. De modo que las trampas asociadas al pico de brillo 5 se activan preferencialmente independientemente de la energía de los fotones. Como la distribución del depósito de energía para fotones de ^{137}Cs y ^{60}Co es homogénea en todo el dosímetro entonces la saturación de la trampa 5 es poco probable y el pico 5 siempre domina y crece en intensidad al aumentar la dosis. Y por tanto la curva de brillo para fotones es la misma. En el trabajo de tesis del Físico Armando Flores se reportan curvas de brillo para fotones de distintas energías, entre 0.35 y 1.25 MeV, a distintas dosis. Y en todas ellas se aprecia la misma forma [FI98].

Las curvas de brillo obtenidas en el presente trabajo con protones de 5 keV a dosis entre 461.2 Gy y 39.8 kGy, gráfica 5.1.2, sugieren que la energía de los electrones secundarios mayoritarios producidos por la radiación incidente tienen una energía mayor que la energía de activación de la trampa 2 y el pico de brillo dominante es el 3.

Al aumentar la fluencia, el número de trampas asociadas al pico 3 crece con cada nueva traza y M3 aumenta en intensidad. Cuando la fluencia sigue creciendo, la distancia entre las trazas se hace lo suficientemente pequeña como para que los electrones secundarios producidos en unas trazas interactúen con electrones de otras trazas vecinas. De esta manera una parte de los electrones secundarios, aquellos cuya energía es mayor que la energía de activación de las trampas T3, ocupan las trampas T4 y T5, asociadas con los

picos de brillo 4 y 5, aumentando progresivamente la intensidad TL de M4 y M5; mientras que la otra parte de los electrones secundarios continúan contribuyendo al crecimiento de la intensidad TL de M3, gráfica 5.1.2.

Si la fluencia sigue aumentando entonces la población disponible de trampas T3, T4, T5 también incrementa junto al número de electrones secundarios que tienen una energía mayor que la energía de activación de las trampas T3. De este modo la intensidad TL de M4 y M5 crecen más rápido que M3 hasta que la intensidad TL de M3 y M4 son comparables, gráfica 5.1.4. Cuando la fluencia es tan alta que las trazas se traslapan entre sí, el número de trampas ya no aumenta, las trampas disponibles disminuyen y la cantidad de electrones secundarios mayoritarios con una energía mayor que la energía de activación de las trampas T3 crece, de tal manera que la intensidad TL de M4 domina sobre M3 y M5, pero M5 con una mayor intensidad TL y crecimiento que M3, gráfica 5.1.6.

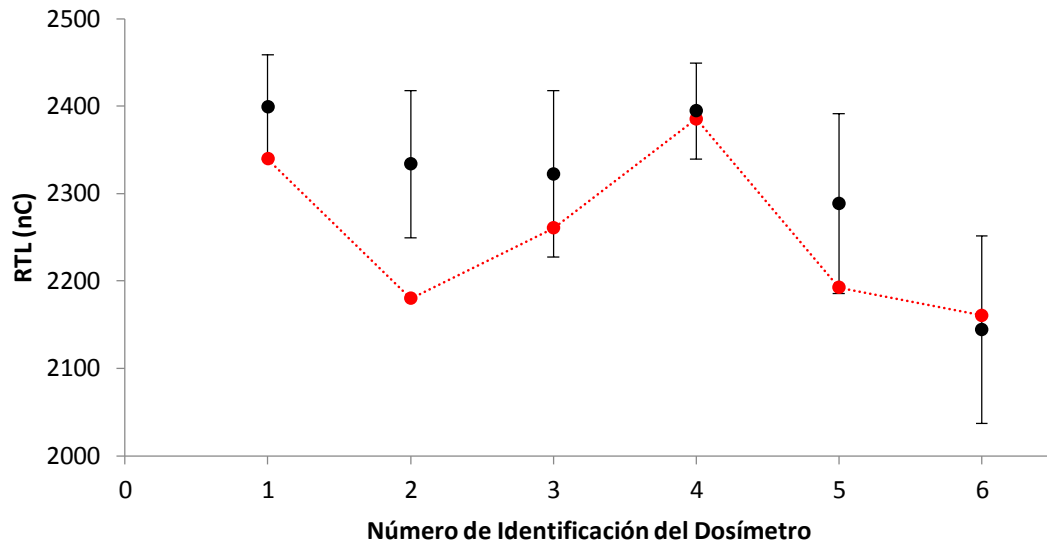
5.3 IRRADIACIÓN POSTERIOR CON GAMMAS

Las colisiones de partículas cargadas pesadas producen cambios en la estructura atómica de los cristales irradiados. En el caso de los materiales TL, la curva de brillo y su sensibilidad dependen tanto de la distribución como de la concentración de trampas y centros TL presentes en la estructura cristalina.

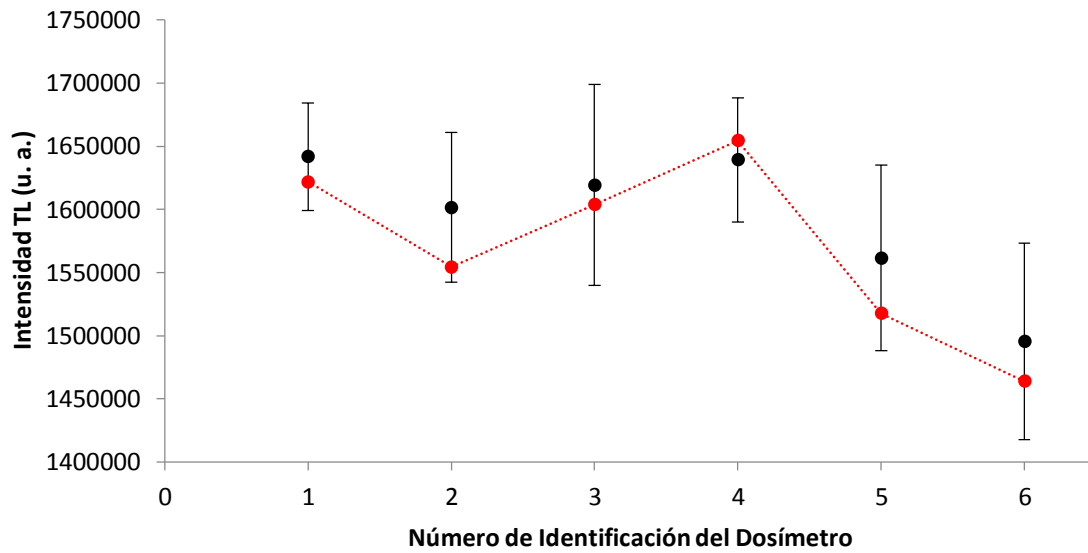
Por tanto, al finalizar las irradiaciones con protones se realizó una última prueba con rayos gamma de ^{137}Cs bajo las mismas condiciones de irradiación que la caracterización de los dosímetros, sección 2.3, para detectar cambios en la respuesta, intensidad y temperatura de la máxima intensidad TL.

Las gráficas 5.3.1, 5.3.2 y 5.3.3 muestran la RTL, la intensidad TL y la temperatura de la máxima intensidad TL de los dosímetros 1, 2, 3, 4, 5 y 6.

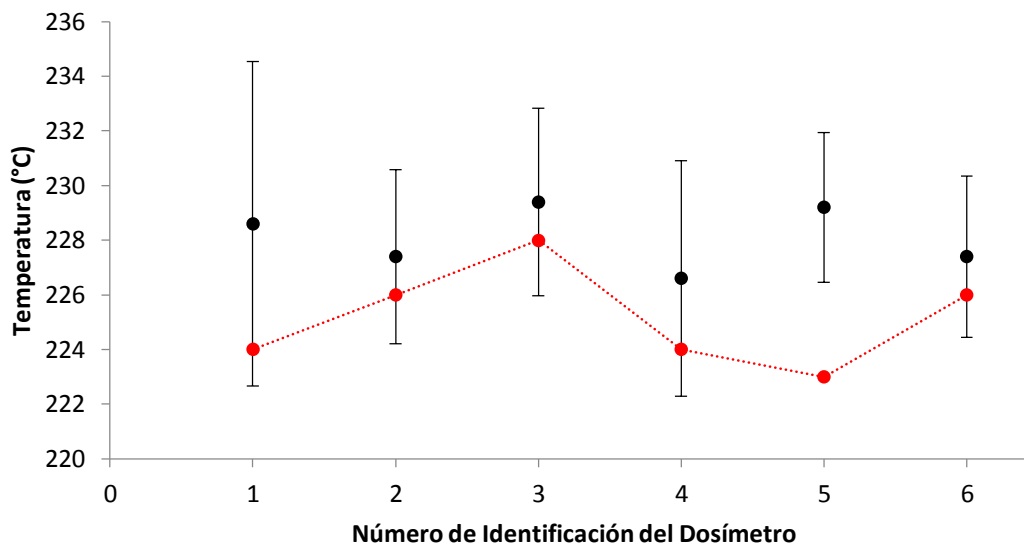
Se muestran en color negro los valores promedio obtenidos de las pruebas de reproducibilidad, para cada dosímetro, y en color rojo los valores de la prueba posterior a la irradiación con protones.



Gráfica 5.3.1. RTL de 6 dosímetros TLD100 irradiados con rayos gamma de ^{137}Cs antes (puntos negros) y después (puntos rojos) de ser irradiados con protones de 5 keV.



Gráfica 5.3.2. Intensidad TL de 6 dosímetros TLD100 irradiados con rayos gamma de ^{137}Cs antes (puntos negros) y después (puntos rojos) de ser irradiados con protones de 5 keV.



Gráfica 5.3.3. Temperatura de máxima intensidad TL, asociada con el pico dosimétrico número 5, de 6 dosímetros TLD100 irradiados con rayos gamma de ^{137}Cs antes (puntos negros) y después (puntos rojos) de ser irradiados con protones de 5 keV.

En general se observa que tanto la RTL, como la intensidad TL y la temperatura del pico 5 no varían significativamente de los valores promedio previos a la irradiación con protones. Todos los valores obtenidos de la prueba posterior se encuentran dentro de los intervalos de incertidumbre determinados en la prueba de reproducibilidad, excepto para los dosímetros 2 y 5. El primero tuvo una disminución de su RTL del 5.8 % con respecto del valor promedio, mientras que la temperatura asociada pico 5 del dosímetro 5 sufrió un corrimiento hacia menores temperaturas de 5.1°C, equivalente al 2.2 % con respecto de la temperatura promedio. Sin embargo no se observaron cambios en la forma de las curvas de brillo.

De aquí se verifica que los dosímetros no presentan daños importantes y pueden ser reutilizados en futuras investigaciones siempre y cuando sean caracterizados nuevamente debido a la pequeña, pero perceptible, disminución de la RTL.

Capítulo 6

CONCLUSIÓN

En este capítulo se concluyen resultados experimentales que pueden ser de importancia dentro del estudio del TLD100 irradiado con iones de distintas energías.

Se obtuvo la curva de calibración para TLD100 irradiado con protones de 5 keV. Se observó que la RTL tiene un comportamiento supralineal en el intervalo de fluencias de $6.95 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (24.6 kGy) $\pm 10.0\%$ hasta $1.82 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (70.4 kGy) $\pm 8.6\%$ y sublineal de $2.23 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (79.0 kGy) $\pm 7.4\%$ a $1.13 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (4.0 MGy) $\pm 8.4\%$ con un valor umbral estimado de sublinealidad de $2.08 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \pm 8.9\%$ (70.4 kGy). Con esto se demuestra que el comportamiento supralineal y sublineal se observa a fluencias más altas que las reportadas para protones de 0.7, 1.5 y 3 MeV.

Entre $1.30 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \pm 12.8\%$ y $2.63 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \pm 10.1\%$ los datos experimentales obtenidos para protones de 5 keV no presentan una tendencia única por lo que se sugiere la repetición del experimento con fluencias menores que $6.95 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

En el intervalo de fluencias estudiado no se encontró una región de la RTL con comportamiento lineal por lo que no fue posible calcular la eficiencia relativa del TLD100 a protones de 5 keV con respecto a rayos gamma de ^{137}Cs .

Se obtuvieron las curvas de brillo para TLD100 irradiado con protones de 5 keV. Se observó que en general la forma de las curvas depende de la dosis. Pero que los máximos de intensidad TL aparecen en el mismo intervalo de temperaturas. Las temperaturas promedio obtenidas para estos máximos fueron $145 \pm 6^\circ\text{C}$, $182 \pm 7^\circ\text{C}$ y $211 \pm 4^\circ\text{C}$. Las cuales, de acuerdo con la literatura, representan regiones de temperatura asociadas con los picos de brillo 3, 4 y 5. De aquí se deduce que la temperatura de los picos de brillo no depende del campo de radiación y tampoco de la dosis.

Las diferencias encontradas con las temperaturas de los picos 3, 4 y 5 reportadas para protones de 0.7, 1.5 y 3 MeV se deben principalmente a las distintas condiciones de lectura

de los dosímetros. Mientras que la diferencia en la temperatura del máximo de intensidad TL asociado con el pico 5 entre protones de 5 keV y rayos gamma de ^{137}Cs se debe a que las temperaturas aquí obtenidas tanto para protones como para rayos gamma no son resultados de deconvoluciones sino de una estadística basada en la forma de la curvas de brillo.

Se identificaron 3 formas principales de curva para TLD100 irradiado con protones de 5 keV en el intervalo de dosis estudiado. De 461.2 Gy a 39.8 kGy el máximo principal de intensidad TL está asociado al pico de brillo 3. De 51.2 a 79.0 kGy el máximo principal de intensidad TL es competido por los máximos asociados con los picos de brillo 3 y 4. Y de 123.5 kGy a 4.0 MGy el máximo principal de intensidad TL es competido por los máximos asociados con los picos de brillo 4 y 5, aunque el 4 siempre es mayor. Contrario a lo reportado en la literatura para protones y otras PCP de mayor energía.

Se demuestra que la forma de las curvas de brillo para protones de 5 keV difiere de las curvas de brillo para rayos gamma de ^{137}Cs . En el intervalo de dosis estudiado entre 0.3 y 32.7 Gy, la forma de las curvas obtenida para rayos gamma presentan un máximo principal de intensidad TL a 223 ± 2 °C que predomina sobre todos los demás. Con lo cual se verifica que la forma de la curva de brillo depende de la energía del campo de radiación.

Los valores que se obtuvieron experimentalmente para la dosis umbral de supralinealidad y la eficiencia relativa TL con respecto a rayos gamma de ^{60}Co , para TLD100 irradiado con rayos gamma de ^{137}Cs concuerdan con lo reportado en la literatura para rayos gamma. Por lo que suponemos que el tratamiento dado a los dosímetros y el análisis de la información que se emplearon en este trabajo para protones de 5 keV fueron los adecuados.

A modo de contribución a los Talleres de Física de Radiaciones 1 y de Colisiones, se incluyen los datos obtenidos más relevantes acerca de la fuente radioactiva de ^{137}Cs y el haz de protones producido por el acelerador lineal los cuales pueden servir de referencia para futuros proyectos de titulación.

Para el Taller de Física de Radiaciones 1, se determinó que el 11 de diciembre de 2019 el sistema de irradiación gamma tuvo una tasa de dosis de 11451.5 ± 188.0 y 3466.8 ± 26.4

nGy/s a 7.31 ± 0.06 y 15.75 ± 0.06 mm de distancia del centro de la fuente sellada de ^{137}Cs , respectivamente. Cabe mencionar que estos datos desprecian la retrodispersión producida por las paredes interiores del contenedor de plomo.

Se calculó que la sensibilidad TL a rayos gamma de los TLD100 utilizados es de 407.9 ± 9.8 nC/mgGy. Estos dosímetros pueden ser reutilizados en futuras investigaciones siempre y cuando sean nuevamente caracterizados ya que se observó una disminución dentro del intervalo de incertidumbre de su RTL e intensidad TL cuando fueron irradiados, después de haber concluido las pruebas con protones de 5 keV, con rayos gamma de ^{137}Cs bajo las mismas condiciones que las pruebas de reproducibilidad y homogeneidad.

Para el Taller de Colisiones de la Facultad de Ciencias, se determinó que el acelerador lineal de iones produce un haz de protones de 5 keV de $10 \pm 5\%$ nA de corriente y 95.6% de pureza con un voltaje y corriente en el filtro de velocidades de 150 ± 5 V y entre $0.12 \pm 3\%$ y $0.14 \pm 3\%$ A. Se observó que con un voltaje de 200 ± 5 V la resolución del espectro de masas aumenta, pero la intensidad del haz disminuye un 70%. Los valores de corriente en el electroimán asociados a este voltaje, entre $0.16 \text{ A} \pm 3\%$ y $0.26 \text{ A} \pm 3\%$, producen un haz con una pureza del 95.4%.

El perfil transversal del haz es radialmente homogéneo y se puede representar por medio de una distribución gaussiana. Este se puede obtener irradiando PTR HDV2 que es sensible a protones de 5 keV. Al salir del colimador el haz aumenta su área transversal hasta 100 veces cuando llega a la bandera, con un área efectiva de $\pi \text{ cm}^2$ aproximadamente.

Sin duda hay muchas cosas que se podrían mejorar. Como obtener la evolución de las curvas de brillo y la curva de calibración en la región de RTL con comportamiento lineal. Obtener la eficiencia TL con respecto a rayos gamma. Repetir esta investigación con protones de otras energías de hasta 10 keV, que es lo que permite el acelerador lineal del Taller de Colisiones. E intentarlo también con Argón, que es otro ión positivo que se produce en el acelerador. Y verificar si la forma de las curvas de brillo es semejante para distintos iones del mismo orden de energías.

Esperamos que estos pendientes motiven nuevos trabajos de titulación y promueva el interés de los estudiantes en este tema y en otros proyectos que se llevan a cabo en los Talleres de Física de Radiaciones y de Colisiones, de la Facultad de Ciencias de la UNAM.

REFERENCIAS

- [1] ScienceDirect. (2020, 28 de mayo). *Dosimetría en radiología*. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S004876191400012X>
- [2] Gobierno de México. (2020, 25 de marzo). *Reglamento general de seguridad radiológica*. <http://www.gob.mx/cnsns/es/documentos/reglamento-general-de-seguridad-radiologica>
- [3] SRIM. (2020, 27 de mayo). *Interacciones de Iones con la Materia*. <http://srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>
- [4] National Institute Standards and Technology. (2020, 26 de marzo). *Tabla Periódica de los Elementos*. <http://www.nist.gov/pml/periodic-table-elements>
- [An09] Andrés, Pablo. (2009) “*Deconvolución Computarizada de la curva glow de dosímetros termoluminiscentes. Aplicación en dosimetría personal y ambiental*”. Instituto Balseiro. Comisión Nacional de Energía Atómica. Universidad Nacional de Cuyo.
- [At75] Attix, F. H. (1975). “*Further considerations of the track interaction model for thermoluminescence in LiF (TLD100)*”. J. Appl. Phys., 46, 81.
- [At86] Attix F. H. (1986). “*Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*”. John Wiley & Sons, Estados Unidos.
- [Av00] Ávila Aguirre Olga Leticia. (2000). “*Depósito de Energía en LiF ante irradiación con partículas cargadas pesadas y su relación con la respuesta termoluminiscente del material*”. Baja California, México. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada.
- [Av98] Avilés Mandujano, Patricia R. (1998). “*Respuesta Termoluminiscente de LiF:Ti,Mg irradiado con protones de 1.5 y 3 MeV*”. Tesis de Maestría en Ciencias Nucleares. Facultad de Química, UNAM.

- [Az09] Azorín Nieto J., Madrid González O. A., Rivera Montalvo T., Arreola M., Sandoval Vázquez J. (2009). “*Calibración de LiF:Mg,Ti para la aplicación en Dosimetría Clínica en Tomografía Computada por Termoluminiscencia*”. III Simposio de Tecnología Avanzada. México DF.
- [Az10] Azorín Nieto J., Azorín Vega J. C. (2010). “*Protección Radiológica*”. UAM.
- [Ba00] Barrios Rigoberto, Ávila Olga. “*Respuesta Termoluminiscente de LiF ante variación de la tasa de calentamiento*”. Facultad de Química, UAEM. Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares.
- [Be71] Arthur Beiser. (1971). “*Conceptos de Física Moderna*”. 1ra. Edición. McGraw Hill.
- [Be73] Becker, Klaus. (1973). “*Solid state dosimetry*”. CRC PRESS.
- [Ca14] Camats Domínguez Raúl. (2014). “*Medida de la dosis en piel en radioterapia externa mediante dosímetros TL ultrafinos*”. Tesis de Maestría en Ingeniería Biomédica. Universidad Politécnica de Catalunya. Barcelona, España.
- [Ca94] Carrillo, R. E., Pearson, D. W., De Luca, Jr. P. M., Mackay, J. F., Lagally, M. G. (1994). “*Response of Thermoluminescent lithium fluoride (TLD-100) to photon beams of 275, 400, 500, 600, 730, 900, 1200, 1550 and 2550 eV*”. Phys. Med. Biol. 39, 1875.
- [Ce96] Cember Herman. (1996). “*Introduction to Health Physics*”. McGraw-Hill 3ra. Ed. Estados Unidos.
- [Ch83] Chen, R. (1983). “*On the order of kinetics in the study of thermoluminescence*”. J. Phys. D: Appl. Phys. 16, L107-L114.
- [Cl68] Claffy, E. W., Click, C. C. and Attix, F. H. (1968). “*Processes and colour centers in LiF:Mg,Ti*”. In. Proc. 2nd. Int. Conf. on Luminescence Dosimetry, US AEC Conf. 680920, Springfield, VA., NTIS, 302.
- [Cr08] A. Skoog Douglas, Holler James F., Crouch Stanley R. Crouch. (2008). “*Principios de Análisis Instrumental*”. (6ª. Ed.). México, D.F., Cengage Learning Editores.

- [De86] Delgado, A. y Barreiro, J. C. (1986). “*On the Determination of the Order of Kinetics for Peak V in LiF TLD100 by Isothermal Decay Methods*”. Radiat Prot. Dosim. 16. pp 295 – 300.
- [Ev55] Evans, R. D. (1955). “*The Atomic Nucleus*”. Mc Graw-Hill.
- [Fl07] Flores Martínez, Everardo. (2007). “*Eficiencias termoluminiscentes relativas protón-gamma y helio-gamma de picos de alta temperatura en dosímetros TLD100*”. Tesis de Licenciatura en Física. Facultad de Ciencias, UNAM.
- [Fl98] Flores Moreno, Armando. (1998). “*Medidas de supralinealidad en la respuesta termoluminiscente de LiF:Mg,Ti expuesto a radiación gamma y rayos x de baja energía*”. Tesis de Licenciatura en Física. Facultad de Ciencias, UNAM.
- [Ga00] Gafchromic TM XR film. “*State of the art processor-less products for radiology applications*”. Ashland.
- [Ga01] Gafchromic Dosimetry Media. “*Manual PTR*”. Modelos HD-V2, XRQA.
- [Ga80] F. S. Garir-Monjoie, H. P. Garnir. (1980). “*Empirical relations for nuclear stopping power*”. Journal de Physique, 41 (1), pp. 31 -33.
- [Ga96] Gamboa de Buen María Isabel. (1996). “*Medida de la Respuesta Termoluminiscente (Eficiencia y Supralinealidad) de LiF:Mg,Ti Expuesto a radiación Altamente Ionizante*”. Tesis de Doctorado en Ciencias. Facultad de Ciencias, UNAM.
- [Gu02] Gumus Hasan. (2002). “*Effective stopping charges and stopping power calculations for heavy ions*”. Radiation Effects & Defects in Solids. Vol. 157, pp 445 – 458.
- [Ha15] Harshaw TLD. (2015). “*Materials and Assemblies for Thermoluminescence Dosimetry*”. Manual de usuario.
- [Ha88] Harshaw Bricon. (1988). “*Computerized Glow Curve Deconvolution*”. Manual de Usuario. Solon, Ohio, USA.

- [Ho11] Y. S. Horowitz, D. Siboni, L. Oster, J. Livingstone, S. Guatelli, A. Rosenfeld, D. Emfietzoglou, P. Bilski and B. Obryk. (2011). “*Alpha particle and proton relative thermoluminescence efficiencies in LiF:Mg,Cu,P is track structure theory up to the task*”. Radiation Protection Dosimetry. Vol. 150, No. 3, pp 359 – 374.
- [Ho19] Y. S. Horowitz, M. Moscovitch. (2012). “*Highlights and pitfalls of 20 years of application of computerised glow curve analysis to thermoluminescence research and dosimetry*”. Radiation Protection Dosimetry. Vol. 153, No. 1, pp. 1-22. Nuclear Technology Publishing.
- [Ho80] Horowitz, Y. S. and Kalef-Ezra, J. (1980). “*Relative thermoluminescent yield of heavy charged particles: theory and experiment*”. Nucl. Instr. Meth., 175, 29.
- [Ho84] Horowitz, Y. S. (1984). “*Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry*”. Vol. I, Boca Raton, CRC Press.
- [Ho90a] Horowitz, Y. S. (1990). “*Mathematical modelling of TL supralinearity for heavy charged particles*”. Radiat. Prot. Dosim. 33:75.
- [Ho90b] Horowitz, Y. S. (1990). “*The annealing characteristics of LiF:Mg,Ti*”. Radiat. Prot. Dosim. 30, 219.
- [Ho96a] Horowitz, Y. S., Rosenkrantz, M., Mahajna S. and Yossian, D. (1996). “*The track interaction model for alpha particle induced thermoluminescence supralinearity: dependence of the supralinearity on the vector properties of the alpha particle radiation field*”. J. Phys. D: Appl. Phys., 29, 205.
- [Ho96b] Horowitz, Y. S., Rosenkrantz, M., Mahajna S. and Yossian, D. (1996). “*Unified theory of gamma and heavy charged particle TL supralinearity: the track/defect interaction model*”. Proc. 11th. Int. Conf. Solid State Dosimetry, Budapest, Radiat. Prot. Dosim. en prensa.
- [Ka80] Kalef-Ezra, J., Horowitz, Y. S. (1980). “*Study of the applicability of track structure theory to Thermoluminescence*”. Tesis, Ben Gurion University of Negev, Israel.

- [Le91] Lewandowski, A. C.; McKeever, S. W. S. (1991) “*Generalised Description of Thermally Stimulated Processes without the Quasi-equilibrium Approximation*”. Phys. Rev. B43 pp 8163 – 8178.
- [Lo06] Loaiza Calderón S. P., Álvarez Romero J. T. (2006). “*Calibración de polvo TLD100 para energías de ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{192}Ir y RX de 250, 50 kVp en dosis absorbida en agua con fines de control de calidad dosimétrico para braquiterapia de alta tasa de dosis*”. Revista Mexicana de Física 52(5)413 – 421.
- [Lo11] Lozano Rojas, Ivonne Berenice. (2011). “*Síntesis y caracterización de LiF:Mg,Ti para Dosimetría de Radiaciones Ionizantes*”. Tesis de Maestría en Tecnología Avanzada. IPN.
- [Lo16] López Patiño, Juan. (2016). “*Procesos disociativos en colisiones de protones a bajas energías en gases atmosféricos*”. Tesis de doctorado en Ciencias. UNAM.
- [Ma07] G. Mallison J.L., I. Gamboa de Buen, M. E. Brandan. (2007). “*TL response of LiF:Mg,Ti exposed to intermediate energy ^1H , ^3He , ^{12}C , ^{16}O and ^{20}Ne ions*”. Journal of Physics. D: Appl. Phys. 40 2584
- [Mc88] McKeever, S. W. S. (1988) “*Thermoluminescence of solids*”. Cambridge University Press.
- [Mi13] Devicemanuals. (2013) “*Manual de usuario*”. Microtek <http://www.devicemanuals.com/693fcf03251554c156c8ce6573bdc579/microtek/scanmaker%209800x1%20plus>
- [Mo21] Morcillo Vanessa. (2021). *Evaluación de un programa para dosimetría en radioterapia*. Universidad Complutense de Madrid. <http://nuclear.fis.ucm.es>
- [Mu99] Muñoz Gutierrez José Luis. (1999). “*Métodos experimentales de dosimetría postal para el control de calidad en radioterapia basados en LiF:Mg,Ti (TLD100) y LiF:Mg,Cu,P (GR-200). Aplicación de métodos numéricos al análisis de las curvas de termoluminiscencia*”. Madrid, España. Universidad Complutense de Madrid.

- [Na75] Nambi, K. S. V. (1975). “*Discovery of TL*”. Health Phys. 28, 482.
- [Or94] Ortega A. X., Bisbal J. J. (1994) “*Radiaciones ionizantes: Utilización y Riesgos I*”. Ed. UPC.
- [Ri01] Rickards-Campbell J. (2001). “*La Física de radiaciones en la materia*”. UNAM.
- [Ri16] Rios Orihuela, Berly. (2016). “*Solución Numérica a las Ecuaciones diferenciales que gobiernan la liberación simultánea de electrones en la fototransferencia termoluminiscente según el modelo de Alexander y Mc Keever*”. Tesis de Licenciatura. Universidad Nacional de San Agustín. Arequipa, Perú.
- [Sk02] M. Skopec, J. L. Price, N. Guerda, M. Loew, M. Moscovitch. (2002). “*Glow curve analysis applied to the discrimination of X ray versus proton irradiation*”. Radiation Protection Dosimetry. Vol. 101, Nos. 1-4, pp. 99-102. Nuclear Technology Publishing.
- [Sk06] M. Skopec, J. L. Price, N. Guerda, M. Loew, M. Moscovitch. (2006). “*Discrimination of photon from proton irradiation using glow curve feature extraction and vector analysis*”. Radiation Protection Dosimetry. Vol. 120, Nos. 1-4, pp. 268-272. Nuclear Technology Publishing.
- [Su06] Suárez Federico, Miranda. (2006). “*Verificación del Sistema de Planeación en Tratamiento de Cáncer con TLD100*”. Tesis de Licenciatura. UAM.
- [Th10] Thermo Scientific. (2010). “*Model 3500 Manual TLD Reader with WinREMS*”. Manual de Operador. Oakwood, Ohio USA.
- [TR10] Facultad de Ciencias, UNAM. (2010). “*Manual de Procedimientos del Taller de Física de Radiaciones*”. Reporte Interno.
- [Va14] Valente Mauro. (2014). “*Notas del Curso de Posgrado en Física Médica*”. Universidad Nacional de Córdoba, Ciudad Universitaria; Argentina.
- [Va18] Valente Mauro. (2018). “*El método Monte Carlo en la Física Médica*”. Universidad de la Frontera.

[Zi80] Ziegler J. F., Ziegler M. D., Biersack J. P. (1980). "*The Stopping and Range of Ions in Matter*". NASA/ADS.

ANEXO 1. PROTOCOLO DE LECTURA DE DOSÍMETROS TL

En este apartado se repasa lo comentado en la sección 2.2 y se detallan los pasos a seguir para llevar a cabo la lectura de dosímetros TL con el lector marca Harshaw modelo 3500, disponible en Taller de Física de Radiaciones 1 de la Facultad de Ciencias de la UNAM.

Para poder iniciar es importante que se asegure que la computadora conectada al equipo lector tenga instalado el software WinREMS, figura 6.1, y que los dosímetros TL por leer hayan sido irradiados al menos 24 horas antes.

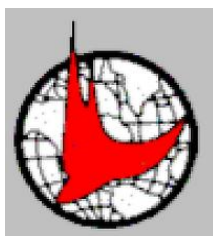


Figura 6.1. Ícono del programa WinREMS [Th10].

1. Encienda el lector TL. El interruptor está en la parte trasera del mismo, figura 6.2.



Figura 6.2. Panel trasero del lector TL marca Harshaw modelo 3500 [Th10].

2. 20 minutos después, abra la llave de paso del gas nitrógeno y verifique que los medidores marquen un flujo entre 90 y 95 mm y una presión entre 20 y 40 psi, aproximadamente.
3. 10 minutos más tarde, abra el programa WinREMS.
4. Para crear o abrir un archivo ya existente seleccione el menú "FILE". Allí podrá encontrar una lista de los archivos más frecuentes. Si no encuentra el suyo puede buscarlo en la siguiente dirección `C:\ProgramFiles\Bricon\WinRems` predeterminada por el programa.

5. Si lo requiere, programe con los botones “ACQ” y “TTP” de la barra de herramientas los parámetros de adquisición de datos y el perfil tiempo-temperatura. El programa solicitará nombre de usuario (system) y contraseña (system) para continuar. Si han sido modificados puede preguntar al encargado del Taller.

En cada una de las pantallas correspondientes puede crear o editar una configuración con los botones “NEW” o “DELETE” de la sección “CURRENT”, respectivamente. El nombre de la configuración seleccionada aparecerá en el comando “TITLE”.

Desde el cuadro de diálogo “ADQUISITION SETUP”, figura 6.3 (a), podrá seleccionar el equipo en modo lectura o calibración, habilitar los factores de corrección deseados, especificar el tipo de archivo generado “TEXT FILE” o “SAAS FILE”, la dirección donde será guardado y el número de lecturas necesarias para que el programa solicite nuevamente las pruebas de funcionamiento.

Y desde “TIME TEMPERATURE PROFILE”, figura 6.3 (b), puede elegir el intervalo de temperaturas, la tasa de calentamiento en unidades de °C/s y el tiempo de la lectura. Cabe señalar que debe elegir parámetros congruentes entre sí.

Oprima “OK” para continuar.

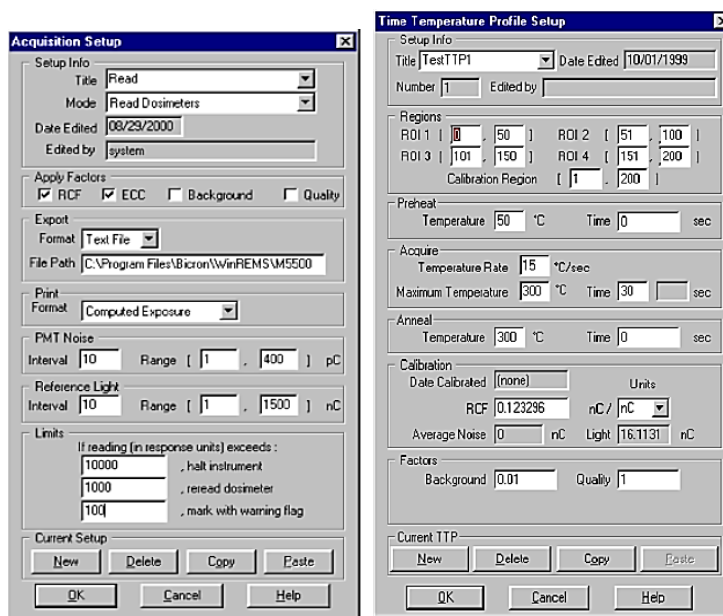


Figura 6.3. De izquierda a derecha, pantallas de (a) “ACQUISITION SETUP” y (b) “TIME TEMPERATURE PROFILE SETUP” [Th10].

6. Oprima el botón “GO” para iniciar. Se mostrará una pantalla de diálogo, figura 6.4, donde deberá escribir el nombre del conjunto de lecturas “GROUP ID” a realizar. Verifique que el “CONTROL MODE” se encuentre en “MANUAL” para que las lecturas se lleven a cabo de acuerdo con el “TTP” seleccionado. Elija el título de la configuración de adquisición de datos de su preferencia desde el comando “ACQUISITION SETUP”.



Figura 6.4. Cuadro de diálogo “READ DOSIMETERS” asociado al botón “GO” de la barra de herramientas [Th10].

7. Oprima “START” para comenzar con las pruebas de funcionamiento del equipo lector.
8. Anote en la bitácora del lector la temperatura, el voltaje de operación y la corriente de fuga del tubo fotomultiplicador que aparecen en pantalla. Además de la fecha, usuario, proyecto y nombre del archivo.
9. Verifique que el programa indique “Gas: ON”.
10. Abra levemente la compuerta del lector y oprima el botón “READ”, del mismo, para iniciar con la prueba del ruido del tubo fotomultiplicador (PMTNoise).
11. En pantalla aparecerá el valor de la carga acumulada. Verifique que este valor sea de aproximadamente 0.0301 ± 0.0082 nC y anótelos en bitácora.
12. Ahora abra completamente la compuerta y vuelva a oprimir “READ” para iniciar la prueba de la luz de referencia. Verifique que el valor de la carga resultante sea de 167.1 ± 6.0 nC aproximadamente y anótelos en bitácora.
13. Cuando aparezca automáticamente la ventana de diálogo solicitando el nombre de identificación del primer dosímetro “DOSIMETER ID”, el lector estará listo para iniciar las lecturas de los dosímetros irradiados.

14. Coloque el dosímetro sobre la plancheta del lector, con la cara irradiada hacia arriba, y cierre la compuerta.
15. Escriba el nombre o número de identificación del dosímetro a leer y oprima el botón “READ”, del lector.
16. Terminada la lectura se visualizará la curva de brillo con el valor de la RTL total, figura 6.5. El gráfico se muestra en unidades de corriente, nA, contra el número de canal de adquisición de datos. El color azul representa el valor de la carga acumulada correspondiente al área bajo la curva. Mientras que la línea diagonal roja representa la temperatura del dosímetro en °C de cada canal.

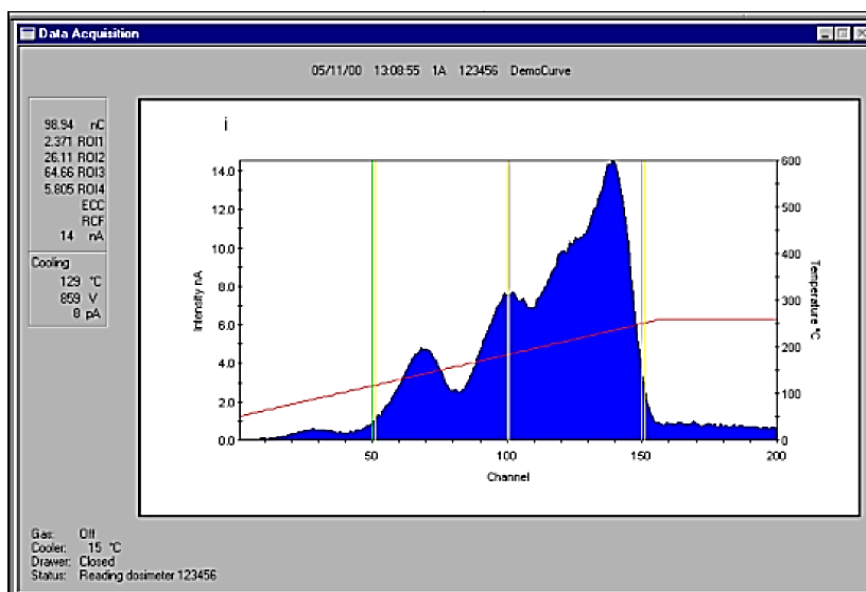


Figura 6.5. Curva de brillo obtenida con WinREMS [Th10].

17. Espere a que el sistema solicite el nombre de identificación del siguiente dosímetro antes de abrir la compuerta del lector. Esto sucederá cuando la temperatura de la plancheta haya disminuido a 50°C.
18. Repita los pasos 15, 16 y 17 hasta que haya terminado de leer todos los dosímetros.
19. Al finalizar oprima el botón “DONE”.
20. Para observar las curvas de brillo obtenidas desde el mismo programa oprima el botón “RSP” y seleccione, desde el comando “GROUP ID”, el nombre de sus lecturas.

21. Al oprimir “OK” aparecerán en pantalla sus gráficos. Los dos primeros, casi constantes, corresponden a las pruebas de ruido y de luz de referencia. Para pasar a las siguientes debe oprimir las flechas activas en la barra de herramientas.
22. Para trabajar con la información de las lecturas en un programa de análisis de datos vaya al menú “FILE>EXPORT” y guarde el documento con extensión “.ASC”
23. Para sustraer la señal espuria de las curvas de brillo o hacer deconvolución con el programa CGCD guarde el documento con extensión “.TLD”.

ANEXO 2. DIGITALIZACIÓN Y ANÁLISIS DE LAS PTR

En esta sección se presenta un pequeño tutorial sobre el procedimiento para digitalizar y analizar películas de tinte radiocrómico, previamente irradiadas, con el equipo disponible en el Taller de Física de Radiaciones 1 de la Facultad de Ciencias de la UNAM.

El Taller cuenta con distintos tipos de PTR de la marca Gafchromic, figura 7.1. Los modelos RTQA2 y XRQA2 son películas opacas especializadas para el control de calidad en radioterapia y radiodiagnóstico, respectivamente. Cuentan con una doble capa de poliéster que las hacen excepcionalmente robustas e impermeables al agua. Los modelos HD810, HDV2 y HS son películas transparentes con una sola capa de poliéster.



Figura 7.1. Distintos modelos de PTR disponibles en el Taller de Física de Radiaciones 1 de la Facultad de Ciencias de la UNAM.

Estos tipos de película no requieren de tratamientos químicos posteriores a la irradiación, pero se recomienda realizar el análisis 24 horas después, cuando la sustancia activa se ha estabilizado. Para poder hacerlo no se requieren condiciones de cuarto oscuro. Sin embargo, son sensibles a la radiación UV y por ello se recomienda almacenarlas en contenedores oscuros para su preservación. De no hacerlo se puede observar un oscurecimiento apreciable de la película después de algunas semanas. En la Tabla 1 se presentan los rangos dosimétricos determinados por las características particulares de cada una de ellas.

PTR	RTQA2	XRQA2	HD810	HDV2	HS
Rango Dosimétrico	0.02 – 8 Gy	0.001 – 0.2 Gy	10 – 1000 Gy	10 – 1000 Gy	0.5 – 50 Gy

Tabla 1. Rangos dosimétricos de las PTR disponibles en el Taller de Física de Radiaciones 1 de la Facultad de Ciencias de la UNAM [Ga00].

Cabe señalar que, a pesar de que varias de las películas con las que cuenta el taller tienen su fecha de caducidad vencida, estas siguen respondiendo a la radiación. Por ejemplo, el modelo HD810 ya discontinuado y desplazado por el HDV2 con caducidad 2015, reaccionó a la irradiación por 24 horas con partículas alfa de ^{241}Am . Para el presente trabajo se eligió el modelo HDV2 por su tinte marcador amarillo que permite la dosimetría multicanal. El fabricante sugiere el análisis de la película sobre canal rojo [Ga00].

Para digitalizar las PTR, el Taller cuenta con un escáner marca Microtek modelo TMA1600, figura 7.2. Este tiene diferentes tipos de plantillas para evitar la saturación de luz en películas transparentes, las cuales permiten obtener una imagen de mejor calidad. El software ScanWizard Pro, controlador de este dispositivo, permite seleccionar entre dos tipos diferentes de escaneo de acuerdo con el tipo de película, de transmisión para el caso de películas transparentes y de reflexión para películas opacas.



Figura 7.2. Escáner modelo TMA1600, del taller de Física de Radiaciones 1 de la Facultad de Ciencias de la UNAM, para digitalizar PTR.

El procedimiento es el siguiente:

1. Antes de encender el equipo verifique que el interruptor superior del escáner, localizado en la esquina frontal derecha figura 7.3, se encuentre desbloqueado.

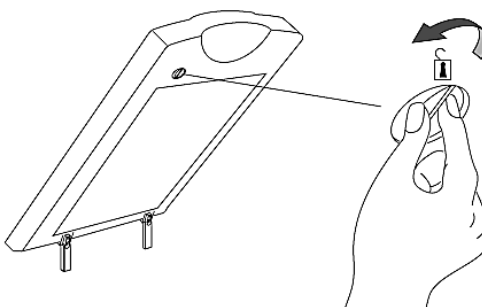


Figura 7.3. Interruptor de bloqueo/desbloqueo del escáner superior del modelo TMA1600 [Mi13].

2. Prenda el escáner con el botón que se encuentra en la esquina posterior derecha. Los colores de los LED, en el panel frontal, indican su estado. Uno de ellos, en color amarillo, representa el suministro de energía y debe estar prendido siempre que el escáner se encuentre encendido. El otro LED, de color verde, indica que está listo para usarse y brilla intensamente al estar escaneando [Mi13].
3. Coloque la cara irradiada de la película sobre la superficie de vidrio del escáner, junto con otra película que no haya sido irradiada para tomarla como referencia. Si la película es transparente utilice las plantillas con ventana. Oriente correctamente las películas y coloque las plantillas tal como lo indica la leyenda: "THIS SIDE UP". Si la película es opaca coloque la plantilla sobre la película. En la figura 7.4 se muestran ambos casos.

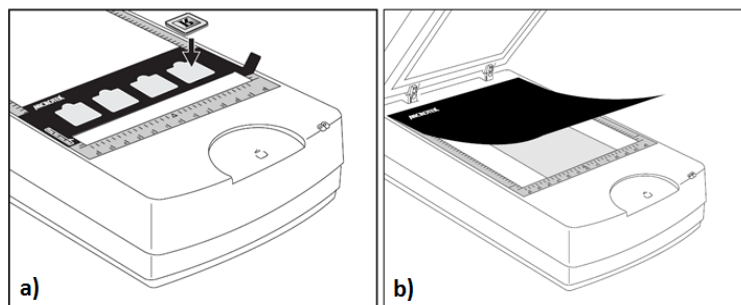


Figura 7.4. Plantillas especiales para escanear películas transparentes (a) y opacas (b) [Mi13].

4. Cierre el escáner y abra el programa ScanWizard Pro. En las figuras 7.5 y 7.6 se muestran el ícono de una de las versiones más recientes de este programa y su interfaz de trabajo, respectivamente.



Figura 7.5. Ícono del programa ScanWizard Pro

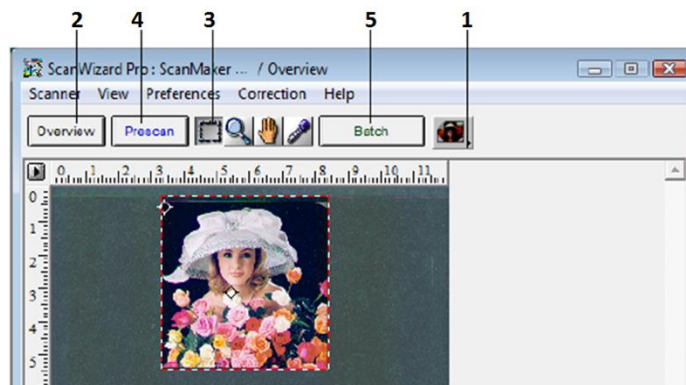


Figura 7.6. Ventana del programa ScanWizard Pro. Enumerados del 1 al 5 los botones más importantes para realizar el escaneo.

5. Oprima el botón 1 “SCAN MATERIAL” para elegir el tipo de escaneo. Si la PTR es transparente elija un escaneo en modo transmisión opción “POSITIVE FILM” y si es opaca en modo reflexión “REFLECTIVE”.
6. Active el botón 2 “OVERVIEW” para realizar un escaneo rápido y obtener una vista previa de la imagen.
7. Accione el botón 3 “SCAN FRAME” para elegir el área de la imagen de interés. Esto se realiza por medio de un marco rectangular que es arrastrando en dicha zona.

8. Oprima el botón 4 “PRESCAN” para observar la imagen previa del área seleccionada con detalle.
9. Y el botón 5 “BATCH” para cargar el escaneo final y seleccionar la carpeta donde será guardada la imagen. Los archivos se generan con extensión “.TIFF”.

Las películas digitalizadas se pueden analizar con el programa libre ImageJ. Este software analiza el color en valores de gris en distintos canales de RGB asignando el valor 0 al color negro y 255 al color blanco.

10. Abra ImageJ seleccionando el ícono desde el escritorio o desde la carpeta de instalación del mismo programa. La figura 7.7 muestra el ícono correspondiente.

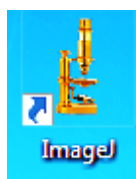


Figura 7.7. Ícono del programa ImageJ.

11. Para seleccionar la imagen a analizar, vaya a la barra de menús y elija “FILE>OPEN”, utilice el método abreviado CTRL+O o arrastre una imagen hacia la barra de comentarios, figura 7.8.

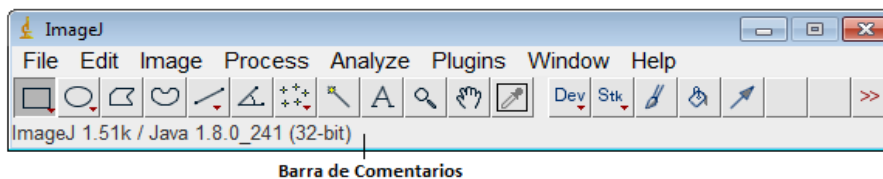


Figura 7.8. Ventana de trabajo del programa ImageJ.

12. Posteriormente se abrirá una segunda ventana donde se muestra la imagen elegida.
13. Para analizar la imagen en alguno de los tres canales disponibles, rojo-verde-azul, vaya al menú “IMAGE>COLOR>SPLIT CHANNELS”. Se abrirán 3 ventanas con la misma imagen en distintos canales. Cierre las ventanas que no sean de su interés.
14. Active el botón “STRAIGHT” y trace una línea sobre una longitud de referencia. Se recomienda utilizar el ancho de la PTR no irradiada. Puede utilizar los botones “MAGNIFYING GLASS” y “SCROLLING TOOL” para afinar su selección.
15. Vaya al menú “ANALYZE>SET SCALE”. Se abrirá una ventana, figura 7.9, donde podrá definir el valor de la distancia de referencia en las unidades conocidas.

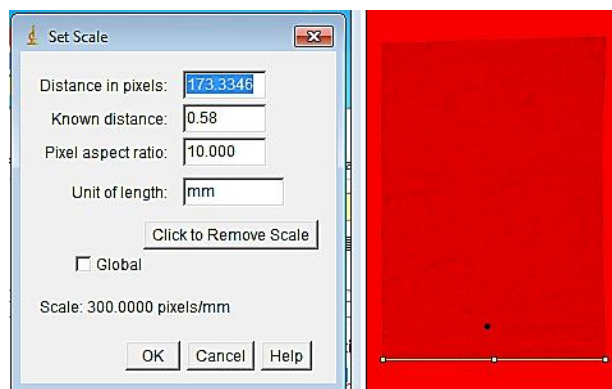


Figura 7.9. Ventana para definir la escala de la imagen.

16. Para analizar el valor de gris de la película de referencia active el botón “RECTANGLE” y trace un rectángulo sobre toda su imagen, evitando seleccionar regiones marcadas o de borde.
17. Vaya al menú “ANALYZE>HISTOGRAM” o digite CTRL+H. Aparecerá una ventana adicional con los valores de gris, mínimo, máximo, promedio y moda de la región seleccionada, figura 7.10.
18. Para exportar la información a un programa de análisis de datos oprima el botón “LIST”.
19. Aparecerá una nueva ventana con la información correspondiente. Seleccione todos los datos desde el menú “EDIT>SELECT ALL” o digite CTRL+A. Por último, copie y pegue en el programa de su preferencia.
20. Para obtener el perfil de una película irradiada regrese al paso 16 y trace una línea recta con el botón “STRAIGH” sobre la región de la película irradiada que interese.
21. Vaya al menú “ANALYZE>PLOT PROFILE” o digite CTRL+K. Aparecerá una ventana adicional con la gráfica valor de gris contra longitud de la recta seleccionada, figura 7.11.
22. Para guardar la información de la gráfica repita el paso 18 u oprima el botón “SAVE”.

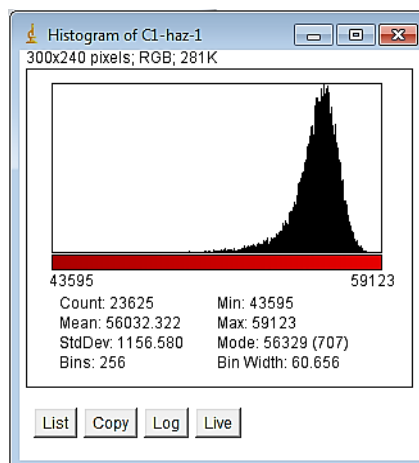


Figura 7.10. Valor de gris en canal rojo de una región seleccionada.

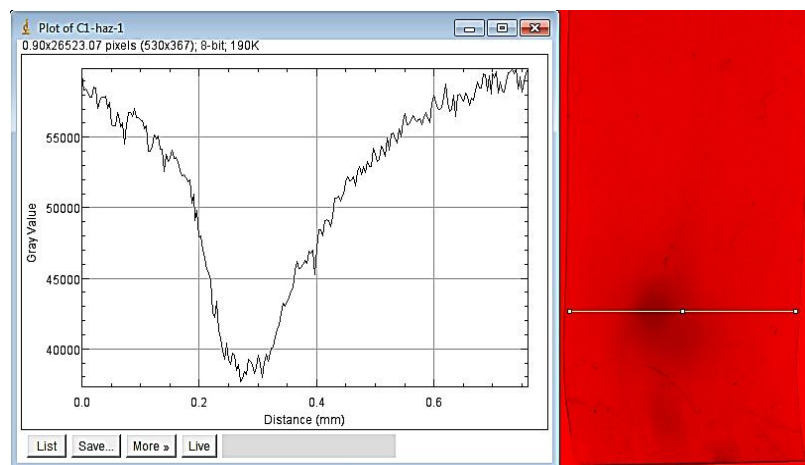


Figura 7.11. Valores de rojo a través de una línea recta de interés.

ANEXO 3. SUSTRACCIÓN DE LA SEÑAL ESPURIA CON CGCD

El software comercial de Harshaw Bricon CGCD (Computerized Glow Curve Deconvolution) es un método matemático computarizado que permite obtener las áreas individuales de cada pico de brillo componente, su temperatura de máxima intensidad, su altura y su ancho [Ha88].

El proceso de deconvolución con este programa se hace a través de tres etapas. En la etapa 1 el programa CGCD realiza la sustracción y estimación de la señal espuria, formada por un fondo intrínseco de valor constante y de una señal infrarroja que crece exponencialmente

debido a la temperatura de la plancheta, a partir del análisis global de la forma característica de la curva de brillo. Este proceso es mucho más fiable que otros métodos convencionales en los cuales se realiza la estimación de la señal espuria de modo estadístico, por medio de segundas lecturas de los dosímetros irradiados o mediante lecturas de dosímetros no irradiados [Mu99].

La etapa 2 es opcional y consiste en sustraer la señal del pico 2 de baja temperatura. Usualmente la contribución de este no es de importancia ni de interés dosimétrico. En la etapa 3 se lleva a cabo la separación de los picos restantes con 2 formas disponibles, una por cinética de primer orden y otra por medio de funciones gaussianas. En este paso se especifica el valor de los parámetros iniciales, el número de picos a separar y el número del primer pico. El número de picos está limitado a 9, contando al pico 2 [Ha88].

Con la Etapa 1 puede obtenerse el valor de la señal espuria y el valor de la RTL total neta independientemente de la deconvolución. Sin embargo, para realizar la deconvolución se requiere necesariamente la sustracción de la señal espuria.

Para sustraer la señal espuria de las curvas de brillo con el programa CGCD se realiza lo siguiente:

1. Abra el símbolo del sistema desde un programa auxiliar como “DOSBox”, figura 8.1.



Figura 8.1. Ícono del programa DOSBox.

2. Se abrirá una ventana de diálogo, figura 8.2. Observe que este programa trabaja desde un directorio virtual interno llamado Z.

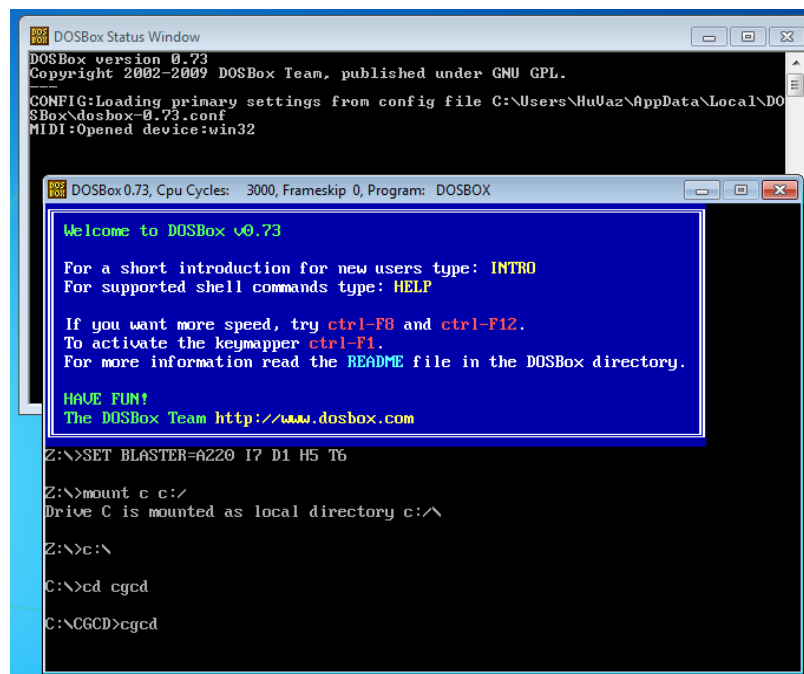


Figura 8.2. Interfaz del programa DOSBox.

3. Escriba en la línea de comandos la instrucción “mount c c:/” para establecer a la unidad C como directorio local. Si tiene problemas con su teclado, puede escribir los dos puntos “:” y la diagonal “/” con código ASCII digitando Alt+58 y Alt+47, respectivamente.
4. Cambie de directorio escribiendo C:\
La diagonal inversa “\” se escribe con Alt+92.
5. Abra la carpeta CGCD con el comando “cd” y luego ejecute el programa CGCD. Asegúrese que los archivos del programa se encuentren dentro de este directorio. Posteriormente se abrirá el menú principal del programa CGCD, figura 8.3.

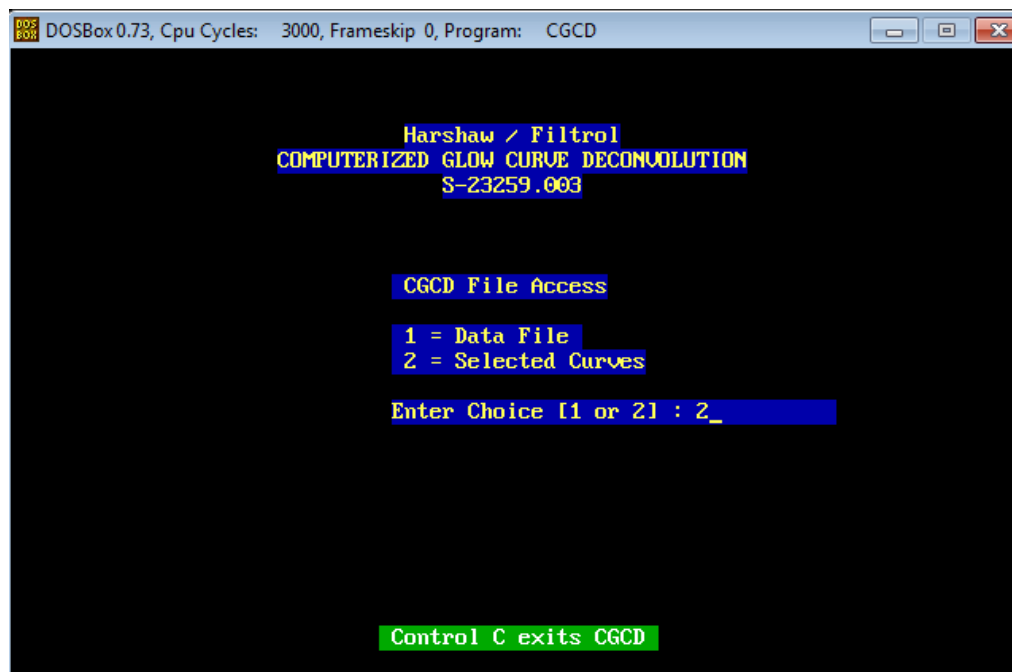


Figura 8.3. Menú principal del programa CGCD.

6. Elija la opción 2 “SELECTED CURVES” para seleccionar una curva de un archivo que contenga más de una curva de brillo. El archivo de interés debe estar guardado en la carpeta CGCD.
7. Del nuevo menú que aparezca elija la opción 2 “RESEARCH MODE” para seleccionar manualmente la curva. Escriba “Y” para continuar.
8. A continuación, se mostrará un listado con la información de las curvas de brillo guardadas en el archivo de interés, figura 8.4. Escriba el número “SEQ. NO.” de la curva correspondiente.

Seq. No.	Card	Chip	Time	Date	Dose
1	23	i	12:14:34	01/31/20	70.23
2	26	i	12:16:52	01/31/20	153.33
3	28	i	12:18:54	01/31/20	1448.64
4	31	i	12:21:02	01/31/20	357.04
5	32	i	12:24:06	01/31/20	70.97
6	35	i	12:27:54	01/31/20	88.20
7	34	i	12:30:14	01/31/20	1558.47
8	33	i	12:32:31	01/31/20	1020.35

Press Enter for further listings
Or, Enter Desired Sequence Number: 6_

Figura 8.4. Listado de las curvas de las brillo correspondientes al archivo "demo.tld".

9. En pantalla se mostrará la curva de brillo elegida, figura 8.5. Oprima "ENTER" para confirmar su selección.

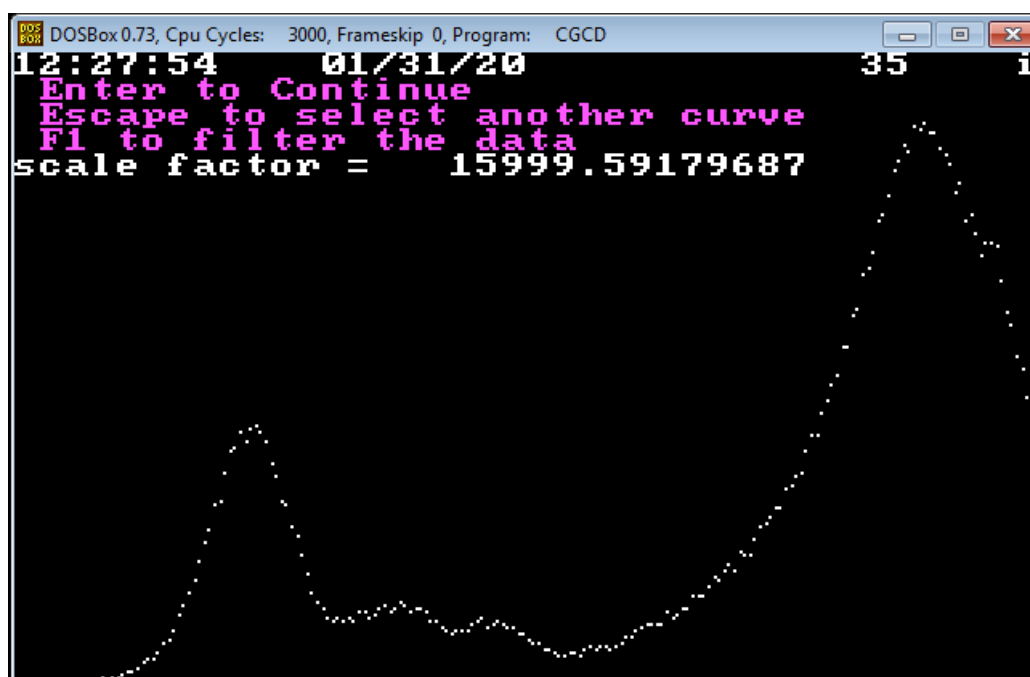


Figura 8.5. Curva de brillo mostrada con el programa CGCD.

10. Posteriormente aparecerá otro menú con las funciones que puede realizar el programa.
 - Opción 1. Eliminar la señal espuria de la curva de brillo.
 - Opción 2. Eliminar la señal espuria y la contribución del pico de brillo número 2.
 - Opción 3. Deconvolución con cinética de primer orden sin tomar en cuenta al pico 2
 - Opción 4. Deconvolución con cinética de primer orden considerando el pico 2
 - Opción 5. Deconvolución con gaussianas
 - Opción 6. Escoger otra curva de brillo del mismo archivo.
11. Al elegir la opción 1 vuelve a aparecer la curva de brillo. Con las flechas de dirección desplácese a través de la curva y elija con la tecla F1 un punto para sustraer la señal constante debida a la radiación de fondo. Se recomienda escoger un punto, de entre los primeros canales, con la mínima señal.
12. Oprima “ENTER” y elija 2 puntos para definir la definir la exponencial correspondiente a la señal infrarroja de la plancheta.
13. Oprima “ENTER”. Aparecerá inmediatamente sobre la curva de brillo la señal espuria para que verifique si la señal espuria calculada se ajusta satisfactoriamente a la curva.
14. Al dar “ENTER” nuevamente, la señal espuria es eliminada y la curva de brillo neta es mostrada en pantalla con la información relevante, RTL total, RTL neta y valor de la señal espuria, figura 8.6.

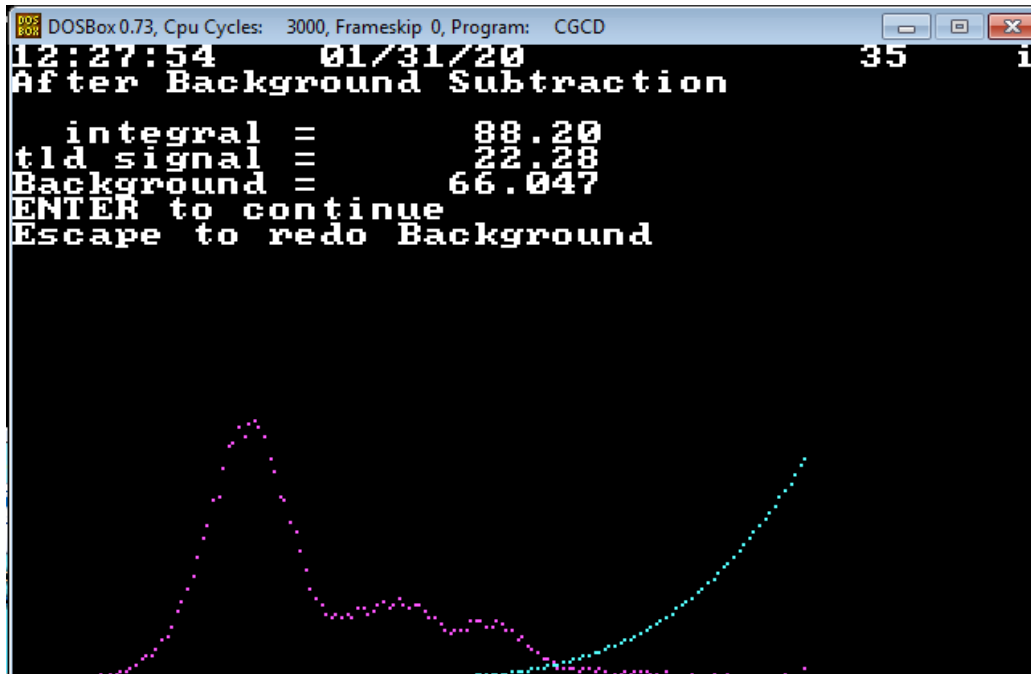


Figura 8.6. Curva de brillo neta y señal espuria.