

45a



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



MEDICION DE LA RADIACION AMBIENTAL Y EN EL D. F. UTILIZANDO DOSIMETROS TERMOLUMINISCENTES

T E S I S QUE PARA OBTENER EL TITULO DE F I S I C O P R E S E N T A Adolfo Zárate Morales

Directora de Tesis: M. en C. ANA-ELENA BUENFIL BURGOS



TESIS CON FALLA DE ORIGEN



México, D. F. FACULTAD DE CIENCIAS SECRETARÍA DE ACADÉMICOS

1994



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

TESIS CON FALLA DE ORIGEN



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. EN C. VIRGINIA ABRIN BATULE

Jefe de la División de Estudios Profesionales

Facultad de Ciencias

Presente

Los abajo firmantes, comunicamos a Usted, que habiendo revisado el trabajo de Tesis que realiz(ó)ron el pasante(s) Adolfo Zárate Morales

con número de cuenta 8852787-3 con el Título:

Medición de la Radiación Ambiental y en el D.F. Utilizando

Dosímetros Termoluminiscentes.

Otorgamos nuestro Voto Aprobatorio y consideramos que a la brevedad deberá presentar su Examen Profesional para obtener el título de Físico

GRADO	NOMBRE(S)	APELLIDOS COMPLETOS	FIRMA
M. en C.	Ana Elena	Buenfil Burgos	<i>Ana E. Buenfil Burgos</i>
Director de Tesis			
Dra.	María Ester	Brandan Siqués	<i>María Ester Brandan Siqués</i>
Dr.	Jorge	Rickards Campbell	<i>Jorge Rickards Campbell</i>
Dr.	Angel	Dacal Alonso	<i>Angel Dacal Alonso</i>
Suplente			
M. en C	Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga		<i>Beatriz E. Fuentes Madariaga</i>
Suplente			

A Hildegarda y José: mis padres y las personas más valiosas
e importantes en mi vida. Gracias por su apoyo y confianza en mí.

Los amo.

A mis hermanos: Alberto, Alfredo, José Luis y Salvador por todos los sacrificios.

A mis abuelos: José Guadalupe(†) y Alba.

A mi tía Dinna y a Juan por su ayuda incondicional.

Sandra, Silvia Patricia y Rosa Eneida(†) por darme ánimos durante mi estancia en la Facultad de Ciencias y durante mi trabajo de tesis.

A mi Profesora y gran amiga María Isabel Gamboa de Buen (sobre todo por soportarme).

A Maricruz, Felipe, César Augusto y Juana.

A la Sra. Leonor Prian, Martha H.P., Pedro C., Gabriela Báez por ayudarme cuando los necesitaba.

A mis grandes amigos: Cawa, John, Jehú, Eleazar, René, Cristina G., Selene M., María, a los Ricardos, Moi, Víctor A., Juan Antonio Zapién, Armando Flores.

AGRADECIMIENTOS.

Por medio de estas líneas deseo agradecer muy especialmente a mi directora de tesis M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos, quien estuvo siempre dispuesta a disipar mis innumerables dudas y a emplear muchas horas de su tiempo. Por sus enseñanzas, paciencia y comentarios que le dieron forma a esta tesis. Gracias.

Agradezco a: M. en C. Ana E. Buenfil Burgos, Dra. Ma. Ester Brandan Siqués, Dr. Jorge Rickards Campbell, Dr. Angel Dacal Alonso y a la M. en C. Beatriz E. Fuentes Madariaga, quienes gentilmente aceptaron fungir como sinodales, por la lectura, comentarios y modificaciones hechas al trabajo de tesis.

Un agradecimiento especial a la Dra. Ma. Ester Brandan, quien siempre me apoyó con sus valiosos comentarios y sugerencias que enriquecieron más la tesis.

A César G. Ruiz Trejo y Ma. Isabel Gamboa de Buen por sus múltiples comentarios y apoyo tanto técnico como académico durante el desarrollo de este trabajo.

Al Ing. Margarito Vázquez por su ayuda y por facilitarme herramientas para hacer los dispositivos de los dosímetros termoluminiscentes.

Al Dr. Ernesto Belmont Moreno por sus comentarios y sugerencias en la espectrometría gamma.

A José Ignacio Golzarri M. por el apoyo técnico en dosimetría TL y sugerencias en la toma del espectro ambiental γ , al Fís. Héctor Rueda (C.N.S.N.S.) por sus valiosos comentarios sobre dosimetría ambiental, al Biol. Ricardo Velázquez (Lab. del Farallón, Laguna Verde, Ver.) por sus comentarios y sugerencias en espectrometría γ .

A las personas que aceptaron amablemente recibir los dosímetros para realizar las medidas: Laboratorio de Genética Toxicológica del Instituto de Investigaciones Biomédicas-UNAM dirigido por la Dra. Patricia Ostrosky, Sr. Jesús Fajardo(t) de

la Facultad de Ciencias-UNAM, Armando Flores, Arcadio Huerta, Cristina García y Lorena Arias, muchas gracias.

Al personal de cómputo: J. Angel Barrientos, J. Juan Pliego S., Oscar Mendoza G., Gerardo Caballero T., Santiago Díaz A. por sus asesorías, y a las secretarías María Velazquillo y Teresa Cázares por su ayuda en los trámites para mi titulación.

Al Instituto de Física de la UNAM por permitirme usar sus instalaciones y a DGAPA por el apoyo parcial a este trabajo a través del Proyecto DGAPA IN100193.

INDICE.

1. INTRODUCCION.	1
2. INTERACCION DE LA RADIACION ELECTROMAGNETICA CON LA MATERIA.	4
- 2.1 Efecto fotoeléctrico.	7
- 2.2 Efecto Compton.	9
- 2.3 Producción de pares.	11
- 2.4 Coeficientes de atenuación.	13
· 2.4.1 Coeficientes máscicos de atenuación lineal total μ .	13
· 2.4.2 Coeficientes máscicos de atenuación (μ/ρ), de transferencia (μ_{tr}/ρ) y absorción de energía (μ_{en}/ρ).	14
3. CONCEPTOS RADIOLOGICOS Y DOSIMETRIA.	17
- 3.1 Radiación directamente ionizante.	17
- 3.2 Radiación indirectamente ionizante.	17
- 3.3 Equilibrio de partícula cargada.	17
- 3.4 Dosis absorbida.	19
- 3.5 Exposición.	21
- 3.6 Teoría de cavidades.	22
· 3.6.1 Relación de Bragg-Gray.	21
- 3.7 Dosimetría.	26
- 3.8 Características de los dosímetros.	27

- 3.9 Dosimetría termoluminiscente.	29
· 3.9.1 Equipo lector.	31
- 3.10 Dosimetría TL ambiental.	36
4. METODO EXPERIMENTA Y RESULTADOS.	39
- 4.1 Radioisótopos en el ambiente.	39
- 4.2 Estudio de los dosímetros termoluminiscentes (DTL).	41
· 4.2.1 Dispersión de las medidas de un dosímetro.	43
· 4.2.2 Uniformidad de la respuesta de un lote de dosímetros.	43
- 4.3 Protocolo para el manejo de los DTL.	43
· 4.3.1 Dispositivo para calibración de los DTL.	45
· 4.3.2 Señal mínima permitida.	50
· 4.3.3 Estudio de las curvas de brillo.	51
· 4.3.4 Protocolos para el manejo del equipo lector y DTL.	55
- 4.4 Prueba para la obtención de la σ de un DTL y de la uniformidad de un lote de DTL.	57
- 4.5 Pruebas para las respuesta de los DTL ante las condiciones ambientales.	61
· 4.5.1 Prueba de desvanecimiento de la señal TL.	61
· 4.5.2 Prueba para el blindaje de plomo.	68
· 4.5.3 Calibración de los DTL.	69
· 4.5.4 Precisión en las mediciones.	72
- 4.6 Distribución de los DTL.	74
- 4.7 Cálculo de la tasa de dosis anual.	76

- 4.8 Resultados de las mediciones.	79
· 4.8.1 Tasas de dosis promedio en diferentes partes del mundo.	84
· 4.8.2 Tasa de dosis ambiental menos la cósmica.	84
- 4.9 Resultados con los diferentes recubrimientos para el equilibrio de partícula cargada.	88
5. CONCLUSIONES.	89
- 5.1 De las diferencias entre dosímetros.	89
· 5.1.1 Ventajas y desventajas del $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$.	89
· 5.1.2 Ventajas y desventajas del $\text{CaF}_2\text{:Dy}$, TLD-200.	90
· 5.1.3 Ventajas y desventajas del $\text{CaF}_2\text{:Mn}$, TLD-400.	90
· 5.1.4 Ventajas y desventajas del LiF:Mg,Cu,P .	91
- 5.2 De las tasas de dosis medidas.	91
- 5.3 De los recubrimientos de lucita para proporcionar el equilibrio de partícula cargada para los dosímetros.	93
• BIBLIOGRAFIA.	95
• ANEXO A.	99
ESPECTROMETRIA DE LA RADIACION γ AMBIENTAL.	99
- A.1 Eficiencia de un detector.	101
- A.2 Resolución de un detector.	102
- A.3 Dispositivo experimental.	102
· A.3.1 Procedimiento para la obtención de un espectro.	104

• A.3.2 Calibración del espectro.	105
• A.3.3 Obtención del espectro de radiación ambiental.	107
• A.3.4 Corrección por eficiencia.	110
• BIBLIOGRAFIA.	112

INTRODUCCION

Las radiaciones han acompañado al hombre desde los orígenes de éste. Se pueden clasificar en dos grupos: la radiación natural que proviene del espacio, del subsuelo y corteza terrestre y la que emiten las propias personas (principalmente rayos gamma, partículas beta y alfa), y la radiación producida artificialmente por los seres humanos, tanto para usos médicos (diagnóstico y terapia), como para usos industriales, de investigación y bélicos.

Dado el uso cada vez más intensivo de las radiaciones, y sus efectos sobre la materia viva e inerte, su medición se convierte en una necesidad; la dosimetría se dedica a cuantificar la radiación que reciben la materia y los seres humanos.

La evaluación de la dosis de radiación (energía absorbida por unidad de masa) que el ser humano recibe de fuentes ambientales -es decir, fuentes naturales más fuentes que tienen origen en ensayos nucleares atmosféricos y en accidentes nucleares- tiene particular importancia, ya que la radiación ambiental aporta la máxima contribución a la dosis que recibe actualmente la población mundial.

La inquietud que originó este trabajo de tesis fue haber obtenido lecturas en dosímetros no expuestos a radiación -dentro del laboratorio de dosimetría del IFUNAM- que sugerían que éstos podían estar irradiando de manera involuntaria. Debido a que en el laboratorio mencionado se trabaja con fuentes de radiación, ^{137}Cs

y ^{90}Sr que están debidamente protegidas, surgió el temor de que no estuvieran bien blindadas y hubieran pequeñas fugas de radiación electromagnética que estuvieran estimulando los dosímetros almacenados.

Ya que no se disponía de DTL suficientemente sensibles para medir dosis bajas (100 a 800 μCiy) se decidió adquirir dosímetros adecuados para realizar este tipo de medidas finas y aprender a trabajar con ellos.

Una vez superada esta etapa, se pudo medir con buena precisión la tasa de dosis ambiental adentro del laboratorio de dosimetría y surgió la inquietud de ampliar las mediciones a otros sitios tanto en interiores como en exteriores de casas-habitación en la Ciudad de México y comparar nuestro trabajo con otros afines publicados.

Los conceptos que sirven de base para entender cómo interacciona la radiación electromagnética con la materia y cómo deposita la energía en ella, se describen en el capítulo 2.

El capítulo 3 contiene las definiciones de equilibrio de partícula cargada, primordial para el desarrollo de la dosimetría, así como de dosis y exposición. También se menciona la teoría de cavidades, útil para realizar mediciones de dosis en la materia. Posteriormente se describe el fenómeno de termoluminiscencia en cristales que contienen impurezas, cómo se utilizan éstos en la dosimetría TL, así como el equipo con el que se realizan las lecturas de los cristales TL, y los dosímetros que se usan para la dosimetría termoluminiscente ambiental.

En el capítulo 4 se explica el desarrollo experimental. Inicialmente se da información acerca de los elementos naturales radiactivos que se encuentran dentro de un edificio, obtenida con el estudio de un espectro de radiación gamma (Anexo A). Después se realiza un estudio tanto de las condiciones del equipo para hacer lecturas pequeñas, como de las características de los dosímetros que se utilizan en este trabajo: $\text{CaF}_2:\text{Dy}$, $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$, $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ y $\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$.

Se estudian características de los diferentes cristales, tales como sus curvas de brillo, curvas de dosis-respuesta, etc. Se discute el uso del recubrimiento de lucita recomendado internacionalmente para realizar las mediciones. Los resultados de la irradiación de los cristales se presentan en tablas, donde se especifican las tasas de dosis en cada punto. También se realizan medidas variando el grosor del recubrimiento que lleva el dosímetro. Los datos se comparan con los publicados internacionalmente.

En el capítulo 5 se presentan las conclusiones del trabajo.

Se agraga un anexo donde se explica la forma en que se obtiene un espectro de radiación de fondo natural con un detector de germanio hiperpuro.

**INTERACCION DE LA RADIACION
ELECTROMAGNETICA
CON LA MATERIA.**

La radiación electromagnética de interés en la física de radiaciones ionizantes se clasifica de acuerdo con su origen de la siguiente manera:

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

La energía cuántica de cualquiera de estas radiaciones puede expresarse como $E = h\nu$, donde ν es la frecuencia de la radiación y h es la constante de Planck. Las interacciones de estos fotones son independientes de su origen y dependientes únicamente de su

energía. De aquí en adelante se usará el término rayo γ para referirse a cualquier radiación electromagnética de las mencionadas anteriormente, sin importar su origen.

Hay ciertos procesos que causan que los rayos γ se dispersen o absorban en un medio. Cuando hay dispersión, el fotón cambia de dirección y puede ceder parcialmente energía al medio, y cuando hay absorción el fotón cede totalmente su energía al medio.

Los procesos en los cuales los rayos γ interactúan con la materia son los siguientes:

1. Efecto fotoeléctrico.
2. Efecto Compton.
3. Producción de pares,
4. Dispersión de Rayleigh, e
5. Interacción fotonuclear.

Las primeras tres interacciones son las más importantes para la dosimetría de la radiación, ya que el resultado de la interacción es la transferencia de energía de los fotones a electrones del medio con el que interactúan, los cuales imparten esa energía a la materia.

La dispersión de Rayleigh es de poca importancia en este trabajo porque es una interacción elástica en la que el fotón es simplemente desviado un pequeño ángulo con poca pérdida de energía; ocurre a energías menores que 0.16 MeV si el medio con el que interactúa la radiación es agua. La interacción fotonuclear sólo es importante arriba de unos cuantos MeV, en agua ocurre a energías mayores que 8 MeV.

La probabilidad de ocurrencia del efecto fotoeléctrico, del efecto Compton, y la producción de pares depende de la energía del fotón incidente ($E_\gamma = h\nu$), y del

número atómico Z del medio irradiado con el que interacciona la radiación.

La figura 2.1 [1] muestra las regiones de Z y $h\nu$ donde predomina cada interacción.

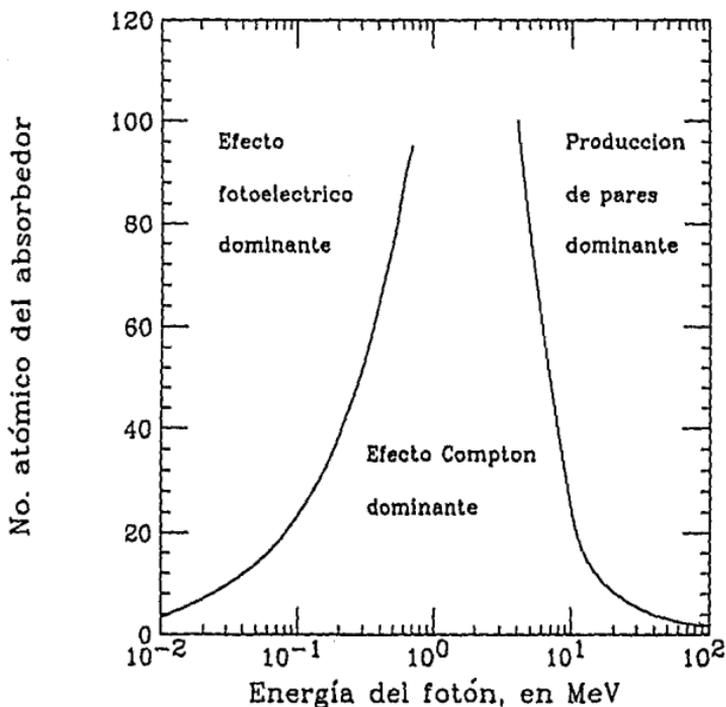


FIG. 2.1. Importancia relativa de los tres procesos principales de interacción de rayos γ con la materia. Las curvas muestran los valores de Z y de E , para los cuales la probabilidad del evento de los dos procesos contiguos son iguales, Evans 1955 [1].

2.1 Efecto fotoeléctrico.

El efecto fotoeléctrico puede visualizarse como una interacción de un fotón incidente con una nube de electrones, en la cual la energía del fotón $h\nu$ se absorbe y un electrón (usualmente de la capa K o L) sale del átomo; la figura 2.2 muestra esquemáticamente el proceso fotoeléctrico. Para que pueda ocurrir un efecto fotoeléctrico es necesario que el electrón se encuentre ligado al átomo (un fotón incidente no puede ser absorbido totalmente por un electrón libre, ya que debe existir conservación de momento).

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

$$T = h\nu - E_b - T_a \quad (2.1)$$

$$T = h\nu - E_b \quad (2.2)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente, E_b es la energía de amarre del electrón al átomo, y T_a es la energía de retroceso del átomo. La energía cinética del átomo de retroceso, T_a , es muy próxima a cero, por lo que se justifica el uso convencional de la ecuación (2.2). Es claro que para $h\nu < E_b$ no ocurre el efecto fotoeléctrico.

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

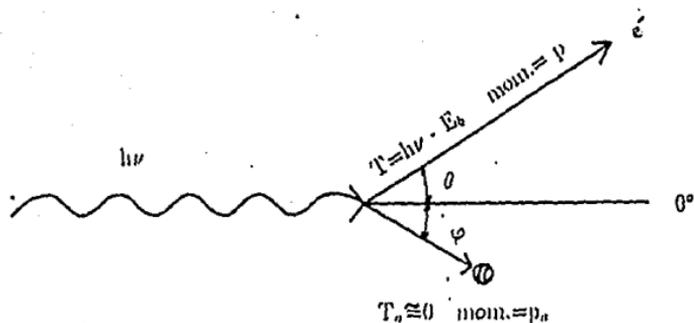


FIG. 2.2. Representación del proceso fotoeléctrico. El fotón incidente $h\nu$ es absorbido completamente y se emite un fotoelectrón de energía T a un ángulo θ , Evans 1955 [1].

$$\tau \approx k \frac{Z^n}{(h\nu)^m} \left(\frac{cm^2}{\text{átomo}} \right) \quad (2.1)$$

donde k es una constante,

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

$m \approx 3$ para $h\nu = 0.1$ MeV, decreciendo hasta 1.0 para 5 MeV.

Generalmente los electrones que participan en el proceso fotoeléctrico son de la capa K o L .

2.2 Efecto Compton.

La figura 2.3 muestra esquemáticamente un fotón de energía $h\nu$ que choca con un electrón que se encuentra libre y en reposo, es decir, que no se encuentra ligado a ningún átomo.

En el efecto Compton el fotón incidente es deflectado un ángulo φ con respecto a la dirección original que llevaba. El fotón transfiere una porción de su energía al electrón (inicialmente en reposo).

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

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)(1 - \cos\varphi)} \quad (2.4)$$

$$T = h\nu - h\nu' \quad (2.5)$$

$$\cos\theta = \left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}\right) \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (2.6)$$

donde m_0c^2 es la energía del electrón en reposo, θ es el ángulo con el que sale el electrón dispersado respecto a la dirección del fotón incidente, φ es el ángulo de

dispersión del fotón, $h\nu'$ es la energía del fotón dispersado y T es la energía cedida al electrón.

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

La distribución angular de los rayos γ está descrita por la ecuación de Klein-Nishina [1].

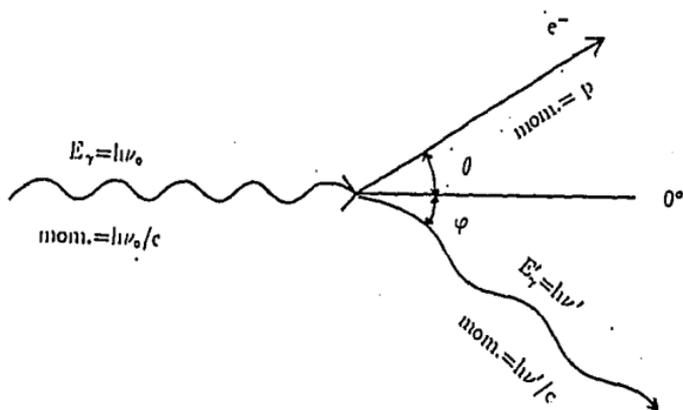


FIG. 2.3. Representación del proceso Compton en el plano de dispersión. El fotón incidente lleva una energía inicial $h\nu_0$ y final igual a $h\nu'$, el electrón Compton adquiere momento p y energía T , Evas 1955 [1].

2.3 Producción de pares.

La producción de pares es un proceso de absorción de energía en el cual el fotón desaparece y se producen un electrón y un positrón. Esto sólo puede ocurrir en un campo de fuerzas coulombiano, usualmente cerca de un núcleo atómico. Sin embargo, también puede ocurrir, con menor probabilidad, en el campo coulombiano de un electrón atómico. Este último proceso es llamado producción de tripletes, porque el electrón que produce el campo de Coulomb también adquiere energía cuántica significativa al conservarse el momento, entonces un positrón y dos electrones salen del sitio de interacción.

En la figura 2.4 se tiene una representación esquemática para la producción de pares. Para que este evento ocurra se necesita una energía mínima del fotón igual a dos veces la energía de la masa del electrón, así pues:

$$h\nu = 2m_0c^2 = 1.022 \text{ MeV}. \quad (2.7)$$

La expresión que describe la probabilidad de ocurrencia de la producción de pares es realmente complicada, pero se sabe que su magnitud varía como el cuadrado del número atómico del material irradiado.

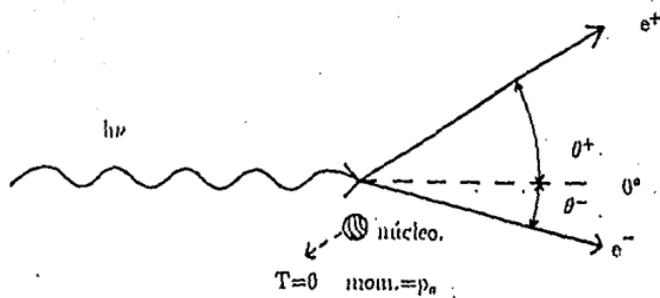


FIG. 2.4. Representación esquemática del proceso de producción de pares en el campo de un núcleo. El fotón incidente es totalmente absorbido dando origen a un par positrón-electrón. Evans 1955 [1]

2.4 Coeficientes de atenuación

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

2.4.1 Coeficiente de atenuación lineal total (μ).

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

La unidad del coeficiente de atenuación lineal es cm^{-1} .

Cuando un haz de fotones de intensidad I atraviesa un grosor dx de un material, la intensidad medida después de que pasó el material se ve disminuida por una cantidad dI . Se observa además que la disminución es proporcional al coeficiente de atenuación lineal μ , a la intensidad misma I y al espesor del material dx . Así:

$$dI = -\mu I dx \quad (2.8)$$

cuya solución es

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.9)$$

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

Es claro que, dado que las interacciones que pueden ocurrir son el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares, el coeficiente de atenuación lineal está dado por la suma de los coeficientes de atenuación Compton (σ), fotoeléctrico (τ) y de producción de pares (κ) [2]:

$$\mu = \sigma(\text{Compton}) + \tau(\text{fotoeléctrico}) + \kappa(\text{pares}) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (2.10)$$

2.4.2 *Coefficientes másicos de atenuación (μ/ρ), de transferencia (μ_{tr}/ρ) y absorción de energía (μ_{en}/ρ).*

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

$$I = I_0 e^{-(\frac{\mu}{\rho}) \rho x} \quad (2.11)$$

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

El coeficiente de absorción de energía es la probabilidad de que un fotón ceda toda su energía al material irradiado, por unidad de espesor del material. La relación entre estos dos coeficientes es:

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1 - g) \quad (2.12)$$

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

Estos coeficientes están dados por la suma de los coeficientes respectivos: fotoeléctrico, Compton y producción de pares:

$$\mu_{tr} = \sigma_{tr}(\text{Compton}) + \tau_{tr}(\text{fotoeléctrico}) + \kappa_{tr}(\text{pares}) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (2.13)$$

y algo similar para μ_{en} . Los coeficientes máscos de transferencia y de absorción de energía son el resultado de dividir a los coeficientes lineales respectivos por la densidad del material y sus unidades son cm^2g^{-1} , por lo tanto, estos coeficientes también dependen de la energía de los fotones y del número atómico del material irradiado. La figura 2.5 [3] es un ejemplo de como cambian los valores de los coeficientes máscos de transferencia y absorción de energía con la energía de los fotones incidentes, cuando el material irradiado es plomo.

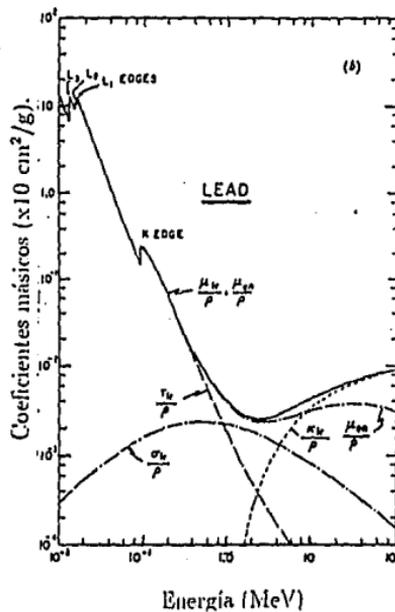


FIG. 2.5. Coeficientes másicos de transferencia y absorción de energía para fotones que inciden en plomo [3].

CONCEPTOS RADIOLOGICOS Y DOSIMETRIA.

Para poder evaluar el daño o alteración producido por la radiación ionizante a la materia se deben introducir conceptos primarios como lo son la dosis absorbida y exposición.

Antes de describir los conceptos anteriormente mencionados se describirán los tipos de radiación ionizante que existen y el concepto de equilibrio de partícula cargada.

3.1 Radiación directamente ionizante. Son partículas cargadas que liberan su energía en la materia directamente, a través de múltiples interacciones coulombianas a lo largo de sus trayectorias. Las partículas α , p , e^- y e^+ son de este tipo de radiación [4].

3.2 Radiación indirectamente ionizante. Son rayos X , γ o n (es decir, partículas que carecen de carga), que transfieren primero su energía a las partículas cargadas del medio en que inciden, y son éstas las que liberan la energía al medio a través de interacciones eléctricas [4].

3.3 Equilibrio de Partícula Cargada. Se dice que existe equilibrio de partícula cargada en un volumen V , si para cada partícula cargada de un tipo y energía dados que sale de este volumen, existe otra idéntica que entra a él [2].

En la figura 3.1 se observa este volumen V en donde existe equilibrio para electrones, que es un caso particular de equilibrio de partícula cargada. El electrón

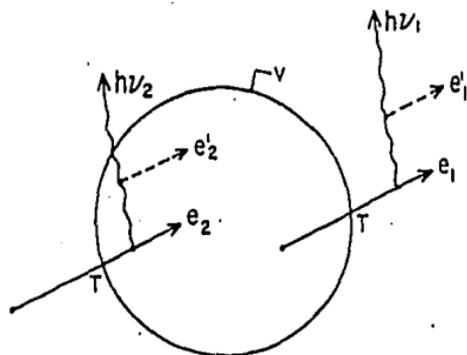


FIG. 3.1. Concepto de equilibrio de partícula cargada, en este caso es un equilibrio para electrones [2].

e_2 entra al volumen V con energía cinética T igual a la energía con que sale el electrón e_1 del mismo volumen. Si e_1 emite un rayo X de frenado, con energía $h\nu_1$, e_2 emitirá otro con energía $h\nu_2$. Si este último fotón es absorbido dentro del volumen, produciendo un electrón secundario e'_2 no habrá otro electrón que penetre en el volumen que lo sustituya, rompiéndose el balance de entrada-salida que se necesita. Para que exista el equilibrio es necesario que el fotón $h\nu_2$ salga del volumen sin tener una interacción.

Por lo tanto, el concepto de equilibrio de partícula cargada sólo es válido para volúmenes lo suficientemente pequeños para permitir el escape de fotones originados por pérdidas radiativas.

Una práctica común para conseguir el régimen de equilibrio de partícula cargada en un cristal TL durante una irradiación consiste en recubrirlo con algún material cuyo espesor sea mayor o igual que el alcance de los electrones secundarios generados. El recubrimiento que está colocado entre el haz de radiación y el dosímetro genera los electrones secundarios que ingresan al dosímetro y compensan los que salen de éste.

3.4 Dosis absorbida.

La dosis absorbida D es relevante para todos los tipos de radiación ionizante, así como para fuentes de radiación ionizante distribuidas dentro de un medio absorbente, y se define como:

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} \quad (3.1)$$

La energía impartida, ϵ , por la radiación ionizante a la materia, de volumen V y masa m , se define como:

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q \quad (3.2)$$

donde $(R_{in})_u$ es la energía radiante de partículas no cargadas entrando a V , $(R_{out})_u$

es la energía radiante de partículas sin carga que salen de V , $(R_{in})_e$ es la energía radiante de partículas cargadas que entran a V , y $(R_{out})_e$ es la energía radiante de partículas cargadas saliendo de V y ΣQ es la energía neta obtenida a partir de la masa en reposo dentro de V (si la masa se transforma en energía, ΣQ es positiva y si la energía se transforma en masa, ΣQ es negativa). La figura (3.2) ilustra el concepto de energía impartida.

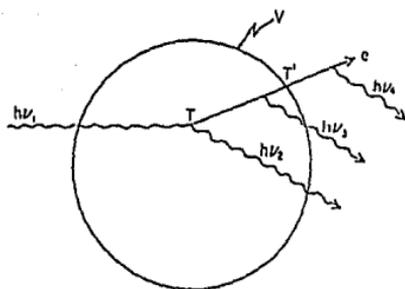


FIG. 3.2. Ilustración del concepto de energía impartida para el caso de una interacción Compton seguida de una emisión por frenamiento. En este caso c es igual a $h\nu_1 - (h\nu_2 + h\nu_3 + T') + 0$ [2].

La unidad que describe a la dosis es el Gray:

$$1 \text{ Gray} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 10^2 \text{ rad} = 10^3 \frac{\text{erg}}{\text{g}} \quad (3.3)$$

Se puede reconocer que D representa la energía por unidad de masa que permanece en la materia para producir cualquier efecto atribuible a la radiación, por lo que se considera la cantidad radiológica más importante.

3.5 Exposición.

La exposición es una cantidad importante en la física de radiaciones. Históricamente es más antigua que la dosis, y en un principio se le conocía como *dosis de exposición* y se define para rayos X y rayos γ .

La exposición se simboliza con la letra X y se define como el cociente de dQ por dm , donde dQ es el valor absoluto de la carga total de iones de un signo, producidos en aire cuando todos los electrones liberados por fotones en aire de masa dm , son parados completamente en él, así:

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (3.4)$$

En un volumen específico de masa m , la cantidad de ionizaciones que se producen depende de dos factores: de la cantidad de fotones incidente (fluencia de fotones) y de la energía de cada fotón. Esto se ve en la relación:

$$\begin{aligned} X &= \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E, \text{aire}} \left(\frac{e}{W} \right)_{\text{aire}} \\ &= D_{\text{aire}} \left(\frac{e}{W} \right)_{\text{aire}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde Ψ es la fluencia de energía de fotones (J/m^2), (μ_{en}/ρ) es el coeficiente másico de absorción de energía (m^2/kg) (sección 2.4.2), D es la dosis en aire y $(W/e)_{\text{aire}}$ es la energía necesaria para producir un par de iones en aire, dividido por la carga de un electrón y es igual a $33.97 J/C$. Esta ecuación sólo es válida para fotones

monoenergéticos, además de que la última igualdad sólo es válida bajo condiciones de equilibrio de partícula cargada [2].

La unidad de la exposición es el C/kg , aunque la unidad más utilizada es el Roentgen (R), cuya equivalencia es:

$$1R = 2.58 \times 10^{-4} \frac{C}{kg} \quad (3.6)$$

3.6 Teoría de cavidades.

Para medir la dosis absorbida por un medio que es irradiado, lo ideal sería que éste fuera un dosímetro, es decir, que éste fuera capaz de dar información acerca de la dosis que absorbió. Como esto generalmente no ocurre, se puede sustituir parte del medio por un dispositivo que sea capaz de dar información acerca de la dosis absorbida. A este dispositivo sensible a la radiación se le llama *cavidad* y puede ser un gas, líquido o un sólido. La finalidad de usar este método es medir la dosis absorbida por el dispositivo y a partir de la medición estimar la que absorbió el medio bajo estudio.

Normalmente la cavidad representa una discontinuidad en el medio debido a que tiene número atómico y densidad diferentes a éste, es decir, que el espectro de partículas cargadas generado en el medio irradiado cambia cuando llega a la cavidad reflejándose en el hecho de que cambia la absorción de energía al pasar de un medio a otro distinto, y que existe dispersión de partículas. Por eso, cuando se trata de medir la dosis absorbida por un medio lo más conveniente es que la *cavidad* sea lo más parecida a éste.

Sea un medio irradiado por un flujo de fotones Φ , en cualquier punto del medio (a una profundidad igual o mayor al alcance de los electrones secundarios) existirá equilibrio de partícula cargada, y la densidad de flujo de fotones dará lugar a una

densidad de electrones Φ_e . Se puede estimar la dosis absorbida en el medio D_m , en función de la fluencia de energía de fotones como:

$$D_m = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m \quad (3.7)$$

si los fotones son monoenergéticos, y también puede hacerse en función de la fluencia de electrones como [2]:

$$D_m = \Phi_e \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)_m \quad (\text{MeV/g})$$

$$D_m = 1.602 \times 10^{-10} \Phi_e \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)_m \quad \text{Gy} \quad (3.8)$$

donde $(dT/\rho dx)$ es el poder de frenado másico para electrones monoenergéticos, es decir, la pérdida de energía por camino recorrido por una partícula cargada de energía T , en un medio de número atómico Z y densidad ρ .

Esta expresión sólo es válida para capas delgadas que atraviesen los electrones, y se deben cumplir las siguientes condiciones:

- el poder de frenado permanece constante y es característico de la energía cinética promedio de los electrones, y
- la dispersión de los electrones es despreciable.

La dosis absorbida por la cavidad, D_j , será en general, diferente de D_m si el material es distinto que el del medio.

Respecto al tamaño de la *cavidad*, se pueden distinguir tres casos:

1. Las dimensiones de la cavidad son pequeñas comparadas con el alcance máximo de los electrones secundarios.
2. Las dimensiones de la cavidad son grandes comparadas con el alcance de los electrones, y

3. Las dimensiones de la cavidad son comparables con el alcance de los electrones.

El desarrollo de la teoría de Bragg-Gray supone la primera situación. Posteriormente la teoría de Burlin, Laurence, Spencer y Attix han permitido extender la teoría de Bragg-Gray a las situaciones del tipo 2 y 3 [2].

3.6.1 Relación de Bragg-Gray.

Caso 1. Sea un haz de partículas cargadas idénticas, cuya fluencia es Φ (part/área), y cuya energía es T . Estas pasan a través de una interfase entre dos medios distintos, llamados g y w , como se muestra en la figura 3.3.

Así pues, puede escribirse para D_g , la dosis absorbida en el medio g de la interfase:

$$D_g = \Phi \left[\left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)_g \right]_T \quad (3.9)$$

y para el lado w :

$$D_w = \Phi \left[\left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)_w \right]_T \quad (3.10)$$

Si se supone que Φ es continua a través de la interfase, puede escribirse

$$\frac{D_w}{D_g} = \frac{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)_w}{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)_g} \quad (3.11)$$

El problema que intenta resolver la teoría de Bragg-Gray es determinar la dosis absorbida en un medio w a través de conocer la dosis absorbida en el medio g , llamado de prueba, que se inserta en el primero. El medio de prueba se le llama *cavidad*.

Sea una región homogénea en la cual se introduce una capa fina o cavidad, llena con un medio distinto g , como se muestra en la figura 3.3. Supóngase que se hace pasar a través de ésta un haz de partículas, rayos γ , de fluencia Φ .

Existen dos condiciones que deben cumplirse para continuar con el desarrollo:

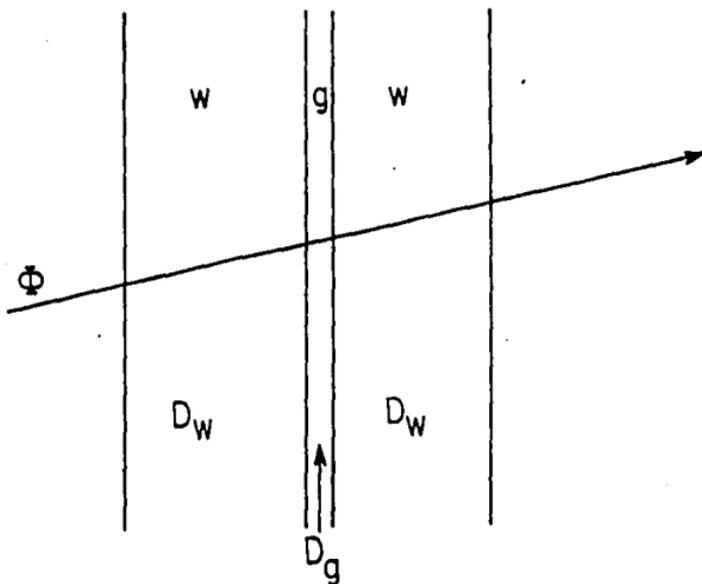


FIG. 3.3. Esquema de un haz de partículas cargadas, de fluencia Φ y energía T , pasando a través de dos medios distintos, w y g [2].

1. El espesor de la capa g debe ser suficientemente pequeña en comparación con el alcance máximo de las partículas cargadas que llegan, de tal manera que la presencia de dicha cavidad no perturba el campo de partículas cargadas, y
2. La dosis absorbida en la cavidad es depositada en su totalidad por las partículas cargadas que la atraviesan.

El poder de frenado está definido para un haz monoenergético de partículas cargadas, pero cuando el haz está integrado por un espectro de energías hay que sumar todas las contribuciones, pesadas convenientemente, y se obtiene el promedio del poder másico de frenado ${}_m\bar{S}$. Así la ecuación anterior se expresa como

$$\frac{D_w}{D_g} = \frac{{}_m\bar{S}_w}{{}_m\bar{S}_g} = {}_m\bar{S}_g^w \quad (3.12)$$

Conviene que, cuando se trate de estimar la dosis en un medio a través de medir la dosis depositada en una cavidad inserta en dicho medio, el material de la cavidad sea lo más parecido posible al medio cuya dosis se quiere determinar. De este modo, ${}_m\bar{S}_w$ y ${}_m\bar{S}_g$ son muy parecidos y el cociente entre ellos tendrá una incertidumbre pequeña.

3.7 Dosimetría.

La dosimetría de la radiación se ocupa de la medición de la dosis absorbida en un material (o bien, de la tasa de dosis), que resultan de la interacción de la radiación ionizante con la materia. De una manera más general, la dosimetría trata la determinación de cantidades como la exposición y la dosis absorbida.

El medio para determinar la dosis es un dosímetro. Un dosímetro puede definirse como un dispositivo capaz de dar una lectura r , que es una medida de la dosis absorbida D_g en su volumen sensible V , como consecuencia de la energía depositada en

V por la radiación ionizante. Si la dosis no es depositada de manera homogénea en el volumen sensible, entonces r es una medida de la dosis promedio \bar{D}_v depositada.

En general se espera que la respuesta r tenga una relación lineal con la dosis absorbida D_v , aunque esto no siempre ocurre o puede ocurrir parcialmente para un intervalo de dosis.

3.8 Características de los dosímetros.

Se pueden señalar las siguientes características generales de los dosímetros:

1. *Capacidad de ser absolutos:* un dosímetro absoluto puede medir dosis absorbida en su volumen sensible de manera autónoma; esto es, no requiere ninguna comparación con un patrón. Se conocen tres tipos de dosímetros absolutos, que son: calorímetros, cámara de ionización y solución de sulfato ferroso *Fricke*. Estos no son calibrados radiológicamente, aunque pueden requerir calibraciones eléctricas, químicas, etc.

Los demás dosímetros en uso son no-absolutos o secundarios y requieren ser comparados o calibrados radiológicamente con uno absoluto para poder usarse.

2. *Precisión y exactitud.* La precisión o reproducibilidad de la medida de un dosímetro tiene que ver con fluctuaciones estadísticas asociadas a las características del instrumental con el que se realiza la medición, condiciones ambientales, etc., y a la naturaleza estocástica de los campos de radiación. La precisión puede estimarse a partir de repetir una medida N veces y calcular su desviación normal. La exactitud mide qué tan cerca está el valor esperado de una medida del valor real de la cantidad medida.

La cantidad que un dosímetro es capaz de medir con más exactitud es la dosis absorbida en su propio volumen sensible.

3. *Intervalo de dosis en que puede utilizarse.* El intervalo de dosis útil para un dosímetro depende de tres características:

(a) sensibilidad a la dosis, que se define como:

$$\text{Sensibilidad} = \frac{dr}{dD_j}$$

donde r es la respuesta del dosímetro a la radiación y D_j es la dosis absorbida por el mismo. Resulta muy conveniente que la sensibilidad tenga un valor constante en todo el intervalo de dosis en el que se desea usar, lo que garantiza una respuesta lineal del dosímetro con la dosis,

(b) límite inferior útil: es el mínimo valor de dosis que un dosímetro puede leer confiablemente, y puede depender de la capacidad mínima del instrumental utilizado, de la radiación de fondo, y/o del límite de sensibilidad del dosímetro.

(c) límite superior útil: es el valor máximo de dosis que un dosímetro puede leer confiablemente, y tiene que ver con fenómenos de saturación o de daño en el dosímetro.

1. *Dependencia de la respuesta con la tasa de dosis:* es conveniente que no haya dependencia de la respuesta de un dosímetro con la tasa de dosis en el que pueda usarse. En caso de existir, esta característica puede limitar su funcionamiento, tanto para dosímetros que integren la respuesta en el tiempo, como en aquellos que son medidores de tasa de dosis.

5. *Estabilidad.* Es deseable que el comportamiento de los dosímetros sea estable antes, durante y después de la irradiación. Si esto no ocurre, hay

que regresarlos a su estado inicial (antes de usarse), o estimar los cambios ocurridos no ocasionados por la radiación.

6. *Dependencia con la energía.* La lectura r del dosímetro puede depender de la energía de la radiación o calidad del haz. Esta dependencia, asociada con la transferencia lineal de energía (que es el poder de frenado pero restringido hasta una energía de corte Δ [2]), es fundamental y representa la eficiencia en energía del dosímetro, o sea su capacidad para dar la misma lectura para la misma cantidad de energía absorbida en su volumen sensible, independientemente del tipo de radiación que incida o de su calidad.
7. *Geometría.* La geometría del dosímetro debe ser parecida a la del volumen de interés del material cuya dosis se va a medir.

3.9 Dosimetría termoluminiscente.

El volumen sensible de un dosímetro termoluminiscente (TL) consiste en una pequeña masa (1-100 mg) de un material dieléctrico que contiene impurezas.

Un dosímetro TL es un cristal que tiene activadores apropiados para que se produzca el fenómeno de la termoluminiscencia. Los activadores, que se encuentran en pequeñas cantidades, forman dos tipos de centros o imperfecciones en la red cristalina: trampas para electrones y huecos, es decir, pozos de potencial eléctrico que capturan y retienen a los portadores de carga por ciertos periodos de tiempo, y centros luminiscentes que, estando localizados en las trampas emiten luz cuando se recombinan con alguno de los portadores de carga. Estos centros están localizados en la banda de energías prohibida del cristal [2].

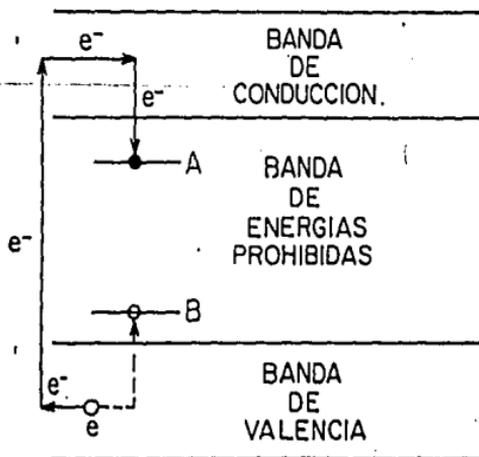
El proceso termoluminiscente es como sigue: la radiación ionizante cede energía a

un electrón, lo que permite a éste pasar de la banda de valencia del cristal a la banda de conducción, en donde se mueve hasta caer en una trampa para electrones, situada en la banda de niveles prohibidos de energía. Al mismo tiempo, el hueco producido por la vacancia se mueve en la banda de valencia hasta que se encuentra con una trampa para huecos. La energía potencial, que es la diferencia en energía entre la banda de conducción y la trampa para electrones, y entre la banda de valencia y la trampa para huecos, es decir, la profundidad de la trampa E , debe ser lo suficientemente grande para que ambos tipos de portadores de carga permanezcan atrapados por largos periodos de tiempo, hasta que se liberen por medios térmicos. Al suministrarle energía térmica suficiente al electrón, éste puede salirse de la trampa y llegar a la banda de conducción y eventualmente puede caer en un centro luminescente, o en una trampa para huecos que se supone tiene acoplado uno muy cerca, y se recombina. La recombinación da como resultado la emisión de un fotón luminoso, que es la base de la termoluminiscencia. La figura (3.1) es un diagrama de niveles que ilustra el proceso termoluminiscente. La probabilidad de escape por segundo p , para electrones atrapados, está dada en términos de la temperatura absoluta T por medio de la ecuación:

$$p = \frac{1}{\tau} = \alpha e^{-\frac{E}{kT}} \quad (3.13)$$

donde τ es la vida promedio en la trampa, α es el factor de frecuencia, E es la energía de la trampa (en eV) y k es la constante de Boltzman [5].

a)



b)

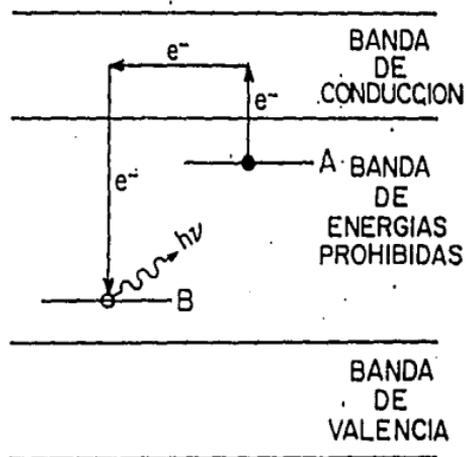


FIG. 3.1. a) Esquema del mecanismo de excitación de electrones y huecos en un cristal TL, utilizando el modelo de bandas. b) Esquema del mecanismo de recombinación de los electrones y huecos excitados en un cristal TL, utilizando el modelo de bandas.

De esta última expresión se desprende que al aumentar la temperatura del cristal linealmente con el tiempo, empezando a la temperatura ambiente, habrá un incremento en la tasa de escape de electrones atrapados, que será máxima a una temperatura T_m , disminuyendo gradualmente después al irse agotando el número de electrones atrapados. Suponiendo que al irse calentando el cristal la intensidad de la luz emitida es proporcional al número de electrones que escapan, a la temperatura T_m se tendrá un máximo o un pico de termoluminiscencia. A este pico se la llama *pico de brillo*. La existencia de trampas a diferentes profundidades da origen a muchos picos de brillo.

El valor T_m se relaciona con la tasa de calentamiento lineal q ($^{\circ}\text{C}/\text{s}$) mediante la relación de Randall-Wilkins:

$$\frac{E}{kT_m^2} = \frac{\alpha}{q} \epsilon - \frac{E}{kT_m} \quad (3.11)$$

Aunque no es obvio, T_m crece gradualmente cuando q crece.

En la figura 3.5 se muestra una curva de brillo en la que se ve la luz emitida con diferente intensidad conforme varía el número de electrones liberados en una trampa. Cuando se tiene un solo pico de brillo pasa lo siguiente: al iniciarse el calentamiento, la energía cedida al portador de carga es tan poca que la probabilidad de que éste escape de la trampa es prácticamente cero; al ir aumentando la temperatura la probabilidad de que el portador de carga escape aumenta, y cuando el cristal alcanza la temperatura máxima T_m asociada a la energía E o profundidad de la trampa, la probabilidad de escape es máxima. A temperaturas mayores que T_m la probabilidad de escape sigue siendo máxima pero el número de electrones liberados baja considerablemente, ya que la mayor parte de las trampas fueron vaciadas a la temperatura T_m . Los fotones emitidos están en la región del visible y son la base de la señal TL.

La señal TL puede amplificarse y transformarse de luz en un pulso eléctrico con

un tubo fotomultiplicador y se obtiene, con ayuda de una graficadora o computadora asociados al lector, una curva de corriente contra temperatura o tiempo.

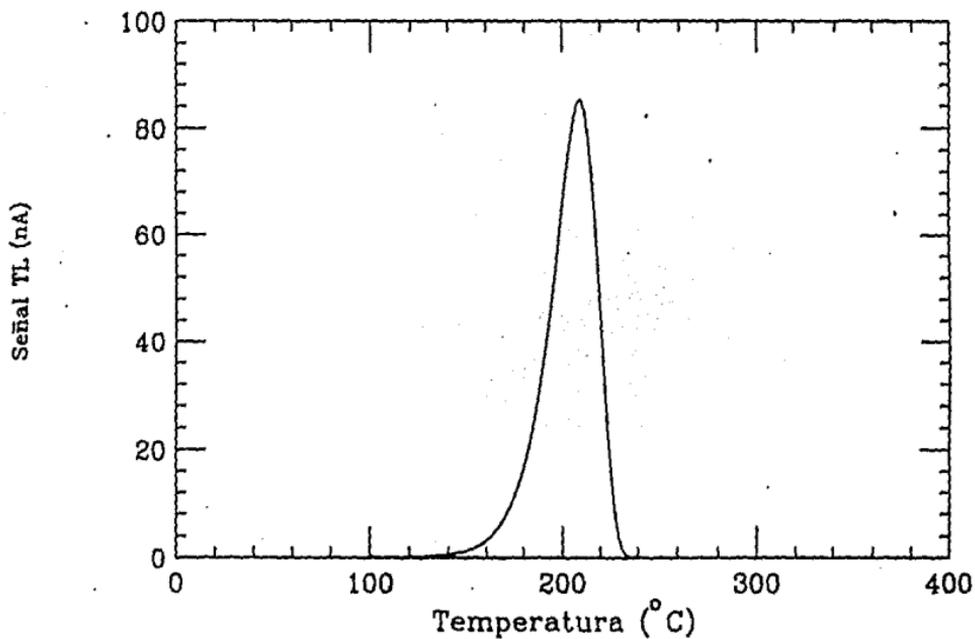


FIG. 3.5. Curva de brillo de un material termoluminiscente, que consta de un solo pico de brillo. T_m es aproximadamente 210°C

La integral de esta curva durante todo el tiempo de calentamiento es proporcional a la luz emitida por el cristal TL.

El parámetro dosimétrico a medir (es decir, la respuesta del dosímetro) puede ser:

1. el área bajo la curva de brillo,
2. el área bajo uno o varios picos de la curva de brillo, o
3. la altura de alguno de los picos de la curva de brillo.

Debido a que estas cantidades dependen del volumen del dosímetro, se utilizan debidamente normalizados por la masa de cada dosímetro.

3.9.1 *Equipo lector.*

El equipo lector convencional permite obtener con relativa facilidad el valor de cualquiera de los parámetros mencionados. Este equipo consiste, en general, en una fuente controlada de calentamiento, un tubo fotomultiplicador y un equipo electrónico asociado para integrar en el tiempo la señal eléctrica que sale del tubo fotomultiplicador. En este trabajo se utilizaron las unidades acopladas entre sí marca Harshaw, modelos 2000A y 2000B. La figura 3.6 es un diagrama de bloques que representa las partes fundamentales del equipo. Para detalles del diseño y funcionamiento pueden consultarse los manuales correspondientes [6, 7].

Para obtener la lectura de la señal dosimétrica se coloca el dosímetro en una plancheta metálica por la que se hace pasar una corriente eléctrica para calentarla. El dosímetro se calienta por contacto y emite luz que llega al tubo fotomultiplicador, el cual convierte la señal luminosa en eléctrica y la amplifica. Esta señal (corriente eléctrica), se integra durante el tiempo total de lectura, de manera que se obtiene un valor de la carga eléctrica que es proporcional a la intensidad total de la luz emitida

por el dosímetro. La carga es igual a la integral de la corriente, es decir, igual al área bajo la curva de brillo.

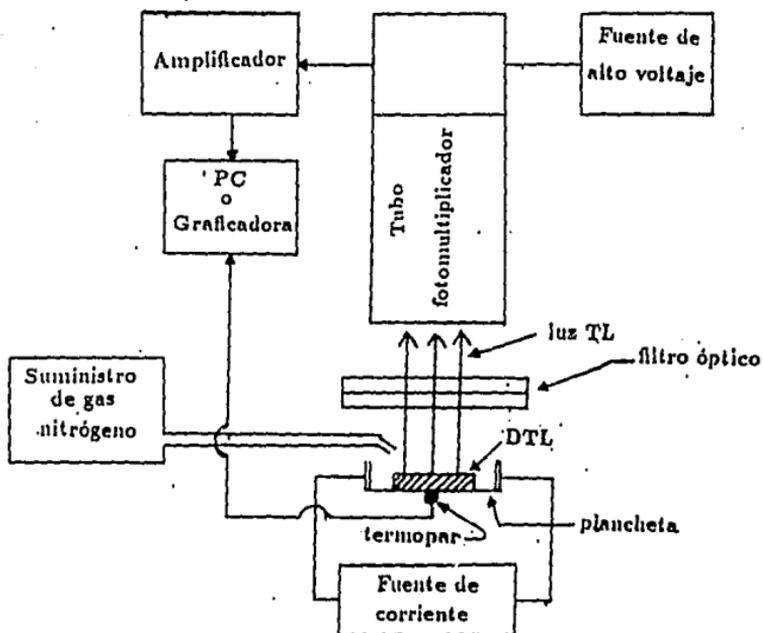


FIG. 3.6. Diagrama de las partes fundamentales del equipo lector termoluminiscente.

Los dosímetros deben calibrarse contra fuentes de radiación autorizadas por un laboratorio secundario.

Cuando se leen los cristales es necesario suministrarle gas nitrógeno (N_2) al módulo en donde se encuentra la plancheta, porque los DTL se calientan a altas temperaturas y el metal de la plancheta puede reaccionar con el aire y contaminarse. Además de desplazar el aire para evitar reacción con la plancheta, el nitrógeno ayuda a disminuir la emisión de infrarrojo de la misma cuando ésta se calienta.

3.10 Dosimetría TL ambiental.

Debido a que las tasas de dosis ambientales son pequeñas (del orden de 50 a 100 μCiy por mes), los dosímetros TL empleados para tales mediciones requieren selección especial y controles de calidad muy estrictos.

Para la dosimetría ambiental es preferible tener dosímetros TL con las siguientes características:

- Curva de brillo con estructura sencilla (con un solo pico alrededor de los 200°C).
- Alta sensibilidad a la radiación y alta reproducibilidad de las lecturas.
- Respuesta lineal en un intervalo amplio de dosis.
- Insensibilidad a su historia térmica.
- Insensibilidad a la luz fluorescente, incandescente y UV (es difícil, pero puede evitarse).
- Que nunca se hayan usado para medir grandes dosis (del orden de kCiy).
- Baja pérdida de señal debida a desvanecimiento.

De los puntos anteriormente mencionados hay dos, en extremo importantes. El primero de ellos es la sensibilidad del dosímetro a tasas de dosis muy bajas, como

la ambiental. Comúnmente la señal que se lee en el dosímetro es pequeña y en un momento dado ésta puede ser comparable con la lectura de fondo del equipo lector. Al calentarse la plancheta ésta emite luz en el infrarrojo y además hay una corriente de fuga que el tubo fotomultiplicador detecta. A esta lectura, obtenida con el equipo sin la presencia de un dosímetro, se le llama señal de fondo del equipo. Esta situación no es buena porque no se puede discernir si la medición que se obtiene del DTL es físicamente representativa de la radiación ambiental o es señal de fondo del equipo. Por lo tanto, existe un compromiso entre la señal a leer y la señal de fondo del equipo. Para saber cuándo una lectura es realmente debida a la radiación ambiental, se calcula la señal mínima que deberá almacenar el DTL y se compara con la señal de fondo del equipo. La señal mínima del DTL debe ser igual o mayor que un múltiplo, k_α , de la desviación estándar de la diferencia entre la señal de radiación ambiental y el fondo del equipo [8]:

$$R - B > k_\alpha \sqrt{R + B} \quad (3.15)$$

donde R es la señal de radiación ambiental (incluyendo al fondo del equipo), B es el fondo del equipo y k_α es el factor asociado con el nivel de confianza asignado y toma valores entre 0.674 y 2.236.

De la ecuación anterior se obtiene el valor mínimo ($R - B$)

$$(R - B)_{\min} = \frac{1}{2} \left[k_\alpha^2 + \sqrt{(k_\alpha^4 + 8k_\alpha^2 B)} \right] \quad (3.16)$$

La ecuación (3.16) hace notar que, aunque un dosímetro sea muy sensible y sea capaz de detectar una señal ambiental en horas, si el valor de la señal de fondo del equipo es igual o comparable a la del DTL es preferible dejarlo más tiempo integrando para que se cumpla la condición establecida por ésta.

El segundo punto importante es referente al desvanecimiento. El desvanecimiento que sufre un dosímetro no es más que la pérdida de la señal TL

con el tiempo; este comportamiento en el cristal se explica con la teoría de Randall-Wilkins. Para un dosímetro que muestre picos en su curva de brillo a bajas temperaturas (desde la temperatura ambiental hasta aproximadamente 100°C), la probabilidad de desvanecimiento de la señal a temperatura T ambiental será mayor que para otro en que los picos se encuentren arriba de los 100° . Si los dosímetros pierden parte importante de la señal TL por desvanecimiento, para fines prácticos de dosimetría ambiental, estos se desecharán. Si la pérdida de la señal no es demasiado grande puede corregirse la lectura obtenida del dosímetro si se conoce la constante de desvanecimiento. Para hacer la corrección por desvanecimiento se propone la siguiente ecuación :

$$\frac{dR}{dt} = -\lambda R + \beta \quad (3.17)$$

donde dR/dt es la variación de la señal TL con el tiempo, λ es la probabilidad, por unidad de tiempo, de que la señal TL se desvanezca espontáneamente a T ambiental, y β es la señal por unidad de tiempo del fondo de radiación ambiental, que en principio se considera constante.

La solución de la ecuación es:

$$R(t) = \frac{\beta}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \quad (3.18)$$

Para poder emplear la ecuación anterior es necesario conocer la constante de desvanecimiento λ para cada clase de dosímetro.

De la ecuación (3.18) se desea conocer β en base a medir experimentalmente $R(t)$, y λ se calcula a partir de los datos proporcionados por los DTL cuando se hace el estudio de desvanecimiento de éstos (sección 4.3.1).

METODO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

4.1 Radioisótopos naturales en el ambiente.

Antes de realizar las mediciones de dosis se llevó a cabo una espectrometría en el interior de un edificio (Acelerador de 5.5 MV del IFUNAM), con un detector de germanio hiperpuro, para conocer las energías de los rayos γ que se emiten predominantemente en el ambiente que se desea medir.

Los resultados de esta espectrometría muestran que las energías de la radiación γ predominantes ocurren a 1.46 MeV (^{40}K) y a 2.61 MeV (^{208}Tl). Los elementos que se encontraron se muestran en la tabla 4.1. La primera columna lista los elementos identificados como emisores γ , la segunda columna muestra las energías reportadas en la literatura [9, 10], en la tercera columna se reportan las energías medidas en el espectro experimental.

Existen dos efectos que se deben considerar para tratar de irradiar bajo régimen de equilibrio de partícula cargada cuando la radiación que se mide no es monoenergética:

- la atenuación de la señal generada por radiación de baja energía cuando el material que recubre al DTL es muy grueso comparada con el alcance de los electrones secundarios,
- no existe régimen de equilibrio de partícula cargada para radiación de alta

energía cuando el grosor del material que recubre al DTL es menor que el alcance de los electrones secundarios.

Rayos γ detectados en el Edificio 5.5 MV IFUNAM		
Elemento	Energía reportada (MeV)	Energía medida $\pm 2.0\%$ (MeV)
^{235}U (7.04×10^8 años)	0.1850	0.185
^{228}Ac (6.13 h)	0.2700	0.265
^{228}Ac	0.3385	0.334
^{208}Tl (3.1 m)	0.5830	0.581
^{214}Bi (19.9 m)	0.6090	0.608
^{214}Bi	0.7272	0.712
^{228}Ac	0.9110	0.915
^{228}Ac	0.9650	0.971
^{214}Bi	1.1200	1.121
^{214}Bi	1.1553	1.177
^{214}Bi	1.238	1.229
^{40}K (1.26×10^9 años)	1.461	1.454
^{214}Bi	1.7640	1.751
^{208}Tl	2.6140	2.582

Tabla 4.1 Identificación de los picos γ principales detectados al interior del edificio del acelerador de 5.5 MV del IFUNAM

Con el objeto de irradiar los dosímetros bajo régimen de equilibrio de partícula cargada a las energías medidas en el espectrometría se eligió como material de recubrimiento la lucita y se calcularon los espesores convenientes para estas energías

(1.16 y a 2.61 MeV) a partir de los valores de los alcances de los electrones secundarios que están publicados en tablas [11]. También se utilizó el grosor sugerido internacionalmente, que es el adecuado para electrones generados por fotones de 1 MeV. Los detalles de cómo se tomó y analizó el espectro se encuentran en el Anexo A.

4.2 Estudio de los dosímetros termoluminiscentes (DTL).

Los programas de vigilancia de los niveles de radiación ambiental requieren de mediciones periódicas para observar cualquier variación. Para llevar a cabo estos programas a largo plazo es de gran importancia controlar los parámetros ajenos a la radiación, que puedan ocasionar variaciones en los resultados de las mediciones de radiación ambiental. Una de las causas de estas variaciones son los cambios que puede sufrir el equipo lector a lo largo del tiempo.

Una forma de saber si el equipo se mantiene estable es tomando lecturas de referencia. La lectura de referencia es la corriente integrada durante un tiempo conocido y con el voltaje del tubo fotomultiplicador fijo. La lectura es generada por una fuente de luz de flujo constante, instalada en el propio equipo.

Se considera que el equipo se mantiene estable si las lecturas realizadas cada día están dentro de $\bar{L} \pm 2\sigma_L$, donde \bar{L} es el promedio de las lecturas tomadas en un día (con número de lecturas mínimo de 20), y σ_L es la dispersión. Además, el voltaje de operación no debe cambiar en más de 1.5% de su valor. En caso de que el voltaje permanezca dentro de sus límites pero las lecturas de referencia no, puede ser una indicación de cambios en la operación del tubo fotomultiplicador, por lo que será necesario ajustar el voltaje de operación para uniformizar las lecturas. Esto solamente si la variación es pequeña, si no es así, hay que revisar la fuente de voltaje que alimenta al tubo fotomultiplicador y el tubo fotomultiplicador.

En general, las características fundamentales de un equipo lector son:

- voltaje de operación: es el voltaje al cual trabaja el tubo fotomultiplicador.
- lectura de referencia.
- tasa de calentamiento: es la rapidez con la que se calienta la plancheta del equipo.
- tiempo de lectura: es el tiempo requerido para integrar la señal TL, y depende de la forma de la curva de brillo y de la tasa de calentamiento, y
- ventana de integración: es el intervalo de temperatura en el cual se integra la señal TL.

Es bien conocido que la respuesta de los dosímetros TL puede modificarse por la técnica empleada en la lectura [12], así como por las características del sistema lector. Por lo anterior es muy importante que las condiciones de lectura, una vez establecidas, permanezcan inalteradas hasta el final del trabajo. Esta información se detalla más en el manual Harshaw [6, 7] y en el reporte de Zárate [13].

Otras características dependientes del sistema de dosimetría que requieren de comprobación son:

- la desviación estándar de un solo dosímetro TL,
- la uniformidad de respuesta entre diferentes dosímetros que constituyen un lote con el que se va a trabajar, y
- la respuesta del dosímetro TL en función de la dosis recibida.

De acuerdo con estas pruebas se podrá tener una estimación de la precisión de las mediciones de dosis con los materiales TL empleados.

Por el momento sólo se tratarán los dos primeros puntos.

4.2.1 *Dispersión de las medidas de un dosímetro.*

La dispersión en la medida de un solo DTL, permite observar las variaciones de su respuesta cuando es irradiado varias veces a una misma dosis conocida. Aquellos dosímetros que muestran una desviación estándar mayor a una preestablecida son desechados, ANSI-NRP [14] (organismo internacional que establece las normas y especificaciones para dosimetría termoluminiscente), recomienda que ésta no sea mayor que el 10% del valor promedio de todas las lecturas. En este trabajo se establece una desviación estándar menor al 5% con el fin de tener mayor precisión en las medidas.

4.2.2 *Uniformidad de la respuesta de un lote de dosímetros.*

Las pruebas de uniformidad de respuesta deben incluir a todos los dosímetros TL que serán utilizados en un lote de medición, o al menos un número estadísticamente significativo si el lote de medición es demasiado grande. Los resultados de las pruebas indican el grado en el cual la respuesta de un DTL se compara con la respuesta de cualquier otro dosímetro del mismo lote. Estas pruebas también proporcionan la información necesaria para la selección de cristales TL, es decir, permiten el agrupamiento de DTL con respuestas similares, y la eliminación de los que tienen respuestas cuya diferencia con el valor promedio es mayor que la desviación estándar preestablecida. ANSI-NRP [14] recomienda que la respuesta de un DTL no deberá diferir de otro DTL en más del 30%. Como en este trabajo se quiere trabajar con la menor dispersión posible en la uniformidad del lote, se establece que los dosímetros seleccionados deben de estar dentro del 10% de la dispersión del promedio del lote.

4.3 *Protocolo para el manejo de los DTL.*

Para el aprovechamiento óptimo de los dosímetros es necesario establecer un protocolo, que se basa tanto en la información proporcionada por la bibliografía en que se mencionan estudios diversos de los cristales, como en la información que se

obtiene con el equipo lector TL.

El aprovechamiento óptimo de los cristales ocurre cuando las condiciones del equipo lector y del cristal TL son tales que se obtiene la menor señal de fondo del equipo lector y la mayor señal TL del dosímetro leído (ver sección 4.3.1.). Esta condición es fundamental para irradiaciones a dosis bajas (del orden de $30 \mu\text{Ciy}$).

Para realizar la dosimetría ambiental se seleccionaron cuatro tipos diferentes de cristales TL: $\text{CaF}_2:\text{Dy}$ (TLD-200), $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ (TLD-100), $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ y $\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$ (GR-200). Se eligieron estos (^{40}K) y a 2.61 MeV (^{218}Tl) dosímetros debido a que muestran alta sensibilidad a dosis bajas. La información general de las características de los DTL se muestra en la tabla 4.2 [15-18].

Los tratamientos térmicos son los horneados iniciales que se da a los DTL antes de iniciar cualquier estudio, y tiene por objeto restaurar y vaciar las trampas para los portadores de carga. Para el estudio y selección de los DTL se tienen que optimizar parámetros en el equipo lector como:

- tiempo de lectura.
- ventana de integración. y
- escala de lectura para obtener la señal TL.

Características de los Dosímetros TL				
Tipo de dosímetro	Intervalo de dosis útil	Desvanecimiento	Tratamiento térmico	Temperatura del pico principal
CaF ₂ :Dy	0.1μGy-0.1MGy	16% en dos semanas	500°C 1 hora	190°C
α-Al ₂ O ₃ :C	0.1 nGy -10Gy	Despreciable	1000°C 1 hora	170°C
CaF ₂ :Mn	1μGy- 3kGy	15% en dos semanas	500°C 1 hora	260°C
LiF: Mg,Cu,P	10nGy-1kGy	Despreciable	240°C 10 minutos	230°C

Tabla 4.2 Características principales de los DTL, según los estudios realizados por Harshaw y Moscovich [15-18].

4.3.1 Dispositivo para calibración de los DTL.

La fuente radiactiva que se utilizó para el estudio y calibración de los cristales es de ⁶⁰Co con una tasa de dosis, en aire, de 1.899μGy/s (10 de diciembre de 1993) para una geometría bien establecida.

Para obtener la tasa de dosis en agua a partir de conocer la tasa de dosis en aire -ya que el agua es el medio de referencia universal- se emplea teoría de cavidades (sección 3.6, ecuación 3.7):

$$\begin{aligned} \dot{D}_{agua}(t) &= \left[\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{agua} \right]_{1.25 \text{ MeV}} \dot{D}_{aire}(t) \quad (1.1) \\ &= 1.1109 \times 1.899\mu\text{Gy/s} \\ &= 2.11\mu\text{Gy/s} \end{aligned}$$

donde $\left(\frac{\mu_{\text{agua}}}{\rho}\right)_{\text{aire}}^{\text{agua}}$ (sección 2.1.2) es el cociente de los coeficientes máxicos de absorción de energía del agua y aire a 1.25 MeV (energía promedio de las γ del ^{60}Co) [19].

La calibración de la fuente se hizo por comparación con otra fuente de ^{60}Co del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (I.N.I.N.), y ^{137}Cs de la Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardias (C.N.S.N.S.). Los datos aparecen en el reporte interno de Buenfil [20]. La figura 4.1 muestra el dispositivo para las irradiaciones. En esta figura se muestra el dispositivo para irradiar el cristal TL (madera y lucita) y también la disposición de la fuente de cobalto y en dónde va colocado el dispositivo para las irradiaciones.

La posición de los cristales respecto a la fuente es sumamente importante, debido a que la tasa de dosis para una fuente puntual varía como el inverso de la distancia al cuadrado, y la distancia entre la fuente y el punto de irradiación es de solamente unos 40 mm.

A continuación se hacen dos cálculos para ver la importancia del cambio en la posición del dosímetro. El primero de ellos es la variación de la tasa de dosis cuando el dosímetro se ha movido en forma transversal y el segundo corresponde a una variación longitudinal.

1) Variación transversal. La figura (4.2a) muestra la posición del DTL en dos diferentes lugares, en la posición r es donde se conoce la tasa de dosis $\dot{D}(t)$ y la posición r' donde el dosímetro se ha movido. La variación de la tasa de dosis se escribe como:

$$\dot{D}(r) - \dot{D}(r') \propto \frac{1}{r^2} - \frac{1}{r'^2} \quad (4.2)$$

de la geometría se sabe que $r'^2 = r^2 + x^2$, y haciendo el álgebra correspondiente para simplificar, se obtiene el error:

$$\frac{\dot{D}(r) - \dot{D}(r')}{\dot{D}(r)} \propto \frac{x^2}{r^2 + x^2} \quad (4.3)$$

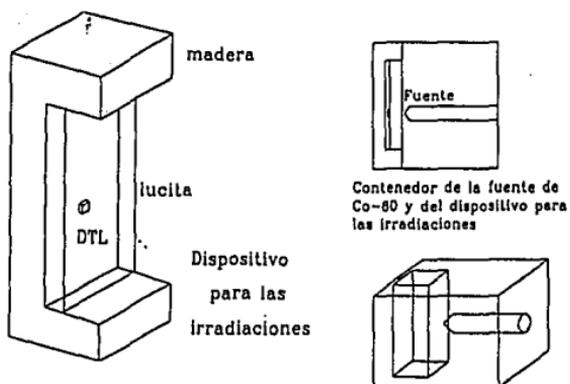


FIG. 4.1. Dispositivo utilizado para las irradiaciones de los cristales TL.

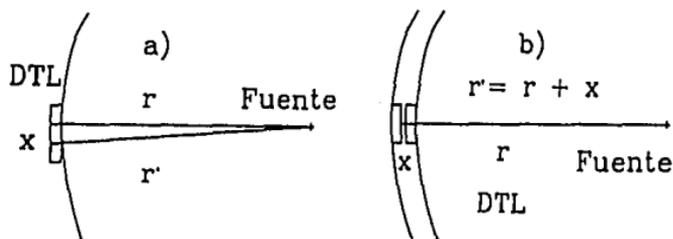


FIG. 4.2. a) Variación en la posición del DTL respecto a la original, en este caso se trata de un movimiento transversal. b) Variación en la posición del DTL respecto a la original, en este caso se trata de un movimiento longitudinal.

Los errores que se cometen en un movimiento transversal son realmente pequeños, como se muestra más adelante, tabla 4.3, en donde se hacen los cálculos para la geometría de interés y para las dimensiones que tiene la fuente.

2) Variación longitudinal. La figura (4.2b) muestra el punto donde la tasa de dosis de la fuente, a una distancia r , se conoce, y otro punto r' donde se podría mover el DTL. La variación de la tasa de dosis se escribe:

$$\dot{D}(r) - \dot{D}(r') \propto \frac{1}{r^2} - \frac{1}{r'^2} \quad (4.4)$$

donde $r' = r + x$, entonces:

$$\frac{\dot{D}(r) - \dot{D}(r')}{\dot{D}(r)} \propto \frac{2rx + x^2}{(r + x)^2} \quad (4.5)$$

Los errores que se cometen cuando el dosímetro se mueve hacia atrás o hacia adelante se encuentran tabulados en la siguiente tabla. La distancia fuente-dosímetro a la cual se calibró la fuente es de 40 mm. La tabla 4.3 muestra en la primera columna la diferencia, en distancia, entre la posición de calibración y otra posición diferente: la segunda y tercera columnas muestran las diferencias, en porcentaje, en las tasas de dosis recibidas por el DTL al irradiar en la posición correcta respecto de la fuente, y una incorrecta.

Estos cálculos ayudan al diseño y construcción del dispositivo para la irradiación de los dosímetros; éste no deberá permitir movimientos transversales ni longitudinales del cristal TL, y también tendrá las dimensiones adecuadas para que entre en el contenedor de la fuente de ^{60}Co , es decir, que no sea demasiado grande como para que no entre en él o quede ajustado, lo que implicaría mayor tiempo de irradiación al no poder extraerlo, o demasiado chico como para que se modifique la distancia fuente-dosímetro.

Construido el dispositivo para los dosímetros, las irradiaciones se realizaron de la siguiente manera. El dosímetro es colocado en el punto donde se conoce la tasa de

Errores que se cometen al irradiar el DTL en diferente posición		
Δd (mm)	Movimiento transversal	Mov. longitudinal adelante/atrás
1	0.06%	+4.9 / -5.2 %
2	0.25%	+9.1 / -10.0 %
3	0.60%	+13.5/ -17.1 %

Tabla 4.3 Errores, en porcentaje, que se cometen cuando se irradian los DTL en posiciones diferentes.

Error al irradiar el DTL 0.5 s más que el tiempo nominal	
Tiempo (s) nominal	Error porcentual
15.0	3.3 %
30.0	1.6 %
45.0	1.1 %

Tabla 4.1 Error porcentual que se comete cuando los DTL se irradian más tiempo que el establecido.

dosis, y rodeado de lucita. Cuando la radiación γ incide en la lucita ocurren los efectos Compton y fotoeléctrico y, con menor probabilidad que los otros dos, la producción de pares (descritos en las secciones 2.1, 2.2 y 2.3) generando electrones secundarios cuyas energías dependerán de la energía del fotón incidente, que son los que van a proporcionar el equilibrio de partícula cargada al entrar al DTL y sustituir a los que

salen de éste (sección 3.3).

Antes de irradiar los dosímetros se les practicaron los tratamientos térmicos sugeridos en la bibliografía [12], con excepción del $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ que se le practicó un tratamiento térmico de 500°C durante 5 horas. Para optimizar los parámetros de lectura del equipo lector para los diferentes DTL, se irradiaron éstos a 0.1147 mGy con la fuente de ^{60}Co . Las lecturas se realizaron en difentes escalas (10^{-6} a 10^{-12} Amperes), y las ventanas de integración se fijaron desde la temperatura ambiente hasta $T = 420^\circ\text{C}$.

4.3.2 Señal mínima permitida.

Es importante recordar que el límite inferior de los DTL está dado por la ecuación [8]:

$$(R - B)_{\min} = \frac{1}{2} \left[k_\alpha^2 + \sqrt{k_\alpha^4 + 8k_\alpha^2 B} \right] \quad (4.6)$$

donde R es la señal que se lee en el dosímetro más el fondo del equipo dada en μC , B es el valor de la señal de fondo del equipo , en μC , y k_α es un valor asociado al nivel de confianza requerido.

Nivel de confianza	Límites en términos de
%	desviación estándar k_α
99	2.236
95	1.645
90	1.282
84	1.000
75	0.674

Tabla 4.3 Valores que toma k_α a diferentes niveles de confianza. Shapiro [8].

Esta ecuación se maneja independientemente de que haya o no señal debida al fondo del equipo, por lo que establece el límite inferior mínimo de señal de todos los DTL, y es de gran ayuda para efectos de calibración de los cristales TL. Si la condición establecida por la ecuación (4.6) no se cumple por cualquiera de los DTL, la señal obtenida de éstos es desechada.

4.3.3 Estudio de las curvas de brillo.

Debido a que se utilizan diferentes tipos de DTL se obtienen diferentes tipos de curvas de brillo. Por lo tanto, los parámetros como la ventana de integración y las escalas de lectura deberán ser diferentes para cada cristal.

Las curvas de brillo que se obtuvieron se muestran en las figuras siguientes. Claramente algunos de los DTL muestran ventajas y desventajas debido a la estructura de su curva de brillo. Hay tres tipos de DTL que muestran señal a temperaturas inferiores a los 100°C en mayor o menor proporción: estos son: $\text{CaF}_2:\text{Dy}$, $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ y el $\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$. El $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ muestra el pico principal en la curva de brillo arriba de los 250°C.

El $\text{CaF}_2:\text{Dy}$ (fig. 4.3) muestra una señal muy grande a baja temperatura, lo que representa una desventaja, ya que la probabilidad de que haya emisión TL espontánea, a temperatura ambiental conforme transcurre el tiempo, es mayor de acuerdo a la teoría de Randall y Wilkins; la curva de brillo obtenida tiene la ventaja de no extenderse arriba de los 270°C, es decir, la emisión de señal del equipo abajo de esta temperatura no modifica a la señal neta. La ventaja que muestra el $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ (fig. 4.5) es que su pico principal en la curva de brillo se encuentra a alta temperatura y no hay desvanecimiento relevante de la señal TL, pero tiene el inconveniente de que, como la curva termina cerca de los 330°C la señal debida al fondo del equipo será muy importante. La señal real será la diferencia entre la señal obtenida y emisión de fondo

del equipo. Tanto el $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ (fig. 4.1) como el LiF:Mg,Cu,P (fig. 4.6) muestran en sus curvas de brillo picos de baja temperatura, que pueden eliminarse horneando los DTL durante 10 minutos a 100°C después de irradiar. Así se elimina la componente inestable de la curva de brillo y la señal es más reproducible. Tampoco tienen picos de alta temperatura, por lo que no se ve influenciada la señal neta TL por la emisión de fondo del equipo lector.

Los efectos de desvanecimiento pueden minimizarse por uno de los siguientes métodos:

1. esperar a realizar la lectura hasta que los picos de baja temperatura se hayan desvanecido con el tiempo antes de realizar la lectura, o
2. aplicar un preborrado inmediatamente antes de leer el DTL irradiado, el cual vaciará las trampas de baja temperatura.

Se optó por el segundo método. Para estabilizar la señal es necesario practicar un preborrado de 100°C durante 10 minutos. Este procedimiento tiene por objeto vaciar la mayor cantidad de trampas de baja temperatura, que son inestables, y dejar las trampas más estables. De esta manera se pierde intensidad en la señal, como en el caso del $\text{CaF}_2\text{:Dy}$, pero se gana estabilidad en las lecturas. El efecto de practicarle el preborrado a los DTL se observa en las figuras 4.3 y 4.4 señaladas como b).

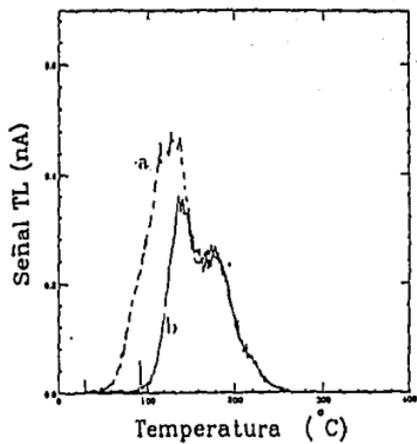


FIG. 4.3. Curva de brillo del $\text{CaF}_2:\text{Dy}$. a) Sin practicarle el prebarrado. b) Después del prebarrado.

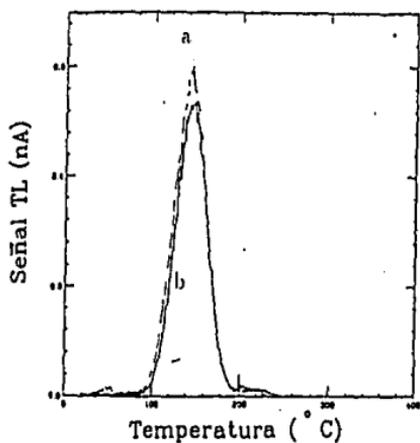


FIG. 4.1. Curva de brillo del $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$. a) Sin practicarle el prebarrado. b) Después del prebarrado.

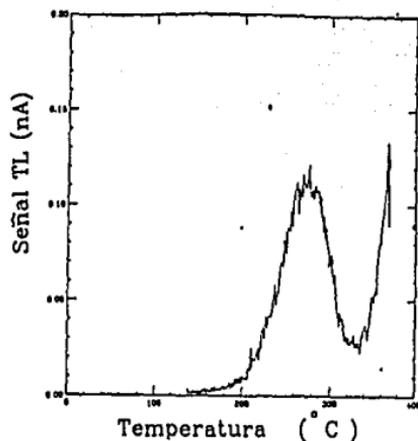


FIG. 4.5. Curva de brillo del $\text{CaF}_2:\text{Mn}$. Se nota claramente la influencia de la señal de fondo del equipo en la curva de brillo alrededor de los 320°C hasta los 400°C .

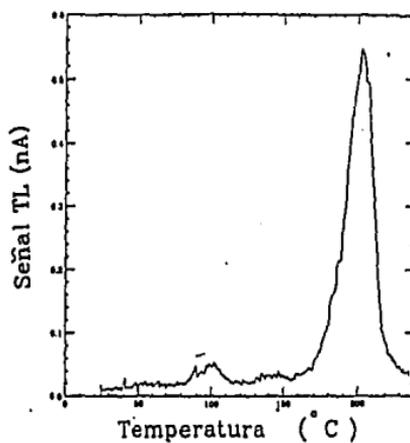


FIG. 4.6. Curva de brillo del $\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$. A bajas dosis la estructura del pico de baja temperatura no se nota mucho.

4.3.4 Protocolos para el manejo del equipo lector y DTL.

Los parámetros que se mantuvieron fijos en el equipo lector, durante el estudio de las curvas de brillo, fueron el voltaje de operación, la tasa de calentamiento y el tiempo de lectura. Las tablas 4.6 y 4.7 muestran los parámetros óptimos, tanto del equipo como de los DTL, para realizar las lecturas.

Parámetros				
Voltaje de operación 725 volts				
Dosímetro	Tiempo de Lectura (s)	Escala de lectura (A)	Lectura de referencia (nC')	Lectura de plancheta (nC')
CaF ₂ :Dy	30	10 ⁻⁹	545 ± 5	0
α-Al ₂ O ₃ :C	25	10 ⁻⁹	525 ± 5	0
CnF ₂ :Mn	40	10 ⁻¹⁰	308 ± 4	0.090
LiF:Mg,Cu,P	33	10 ⁻¹⁰	188 ± 2	0.040

Tabla 4.6 Parámetros de operación del equipo lector que se utilizaron en este trabajo para leer la respuesta de los diferentes cristales a la radiación.

Para obtener las lecturas de referencia (explicado en la sección 4.2) se realizaron 20 lecturas consecutivas con parámetros fijos. Lo que muestra la tabla 4.6, en la columna 4, es un promedio de estas lecturas y la dispersión.

De estudiar las curvas de brillo se obtiene el protocolo mostrado en la tabla 4.7.

Debido a que los cristales TL son reusables es necesario eliminar la información residual de exposiciones previas hasta obtener un valor de la señal TL a partir de la cual se pueda decir que el cristal TL esté desexcitado. La técnica de desexcitación consiste en calentar los DTL en el equipo lector, bajo condiciones de lectura según el protocolo, tantas veces como sea necesario hasta alcanzar valores mínimos de lectura

del cristal TL, es decir, entre 0.5 y 1.2 nC.

Protocolo para el manejo de los TLD				
Características	Tipo de dosímetro			
	CaF ₂ :Dy	α -Al ₂ O ₃ :C	CaF ₂ :Mn	LiF:Mg,Cu,P
Trat. térmico	500°C	500°C	500°C	240°C
inicial	1 hora	5 horas	1 hora	10 minutos
Preborrado de 100°C 10 min.	si	si	No	No
Tasa de calentamiento	10°C/s	10°C/s	10°C/s	10°C/s
Escala de lectura	10 ⁻⁹ A	10 ⁻⁹ A	10 ⁻¹⁰ A	10 ⁻¹⁰ A
Periodo de lectura	28 s	28 s	40 s	33 s
Ventana de integración	T _{amb} - 270°C	T _{amb} - 260°C	150°C-380°C	100°C-240°
Señal mínima permitida	1 nC	1 nC	1.07nC	1.04 nC
Dosis mínima proporcionada	63.3µGy	10.55µGy	31.65µGy	10.55µGy
Señal detectada por dosis mfa	1.758 nC	3.40 nC	1.865 nC	2.401 nC

Tabla 1.7 Protocolos que se aplicaron a los distintos cristales para obtener los resultados óptimos en la lectura de su respuesta a la radiación a que fueron sometidos.

El antepenúltimo renglón se refiere a la mínima señal que el DTL deberá alma-

cenar, según la condición que establece la ecuación (1.6); en caso de que no se cumpla ésta, la lectura no se tomará en cuenta. El penúltimo renglón muestra la dosis mínima dada al DTL para que se cumpla la condición antes mencionada. El último renglón es referente a la señal TL real obtenida cuando el DTL es irradiado con la dosis mínima.

Los tratamientos térmicos y tasa de calentamiento se ajustaron según los datos proporcionados por Horowitz [12] y el manual de operación del equipo lector [6, 7].

4.4 Pruebas para obtención de la σ de un DTL y uniformidad de un lote de DTL.

Para la obtención de la desviación estándar de un solo DTL y para la uniformidad de un lote se tomaron las siguientes cantidades de cristales: 18 $\text{CaF}_2:\text{Dy}$, 49 $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ y 15 $\text{CaF}_2:\text{Mn}$. De los dosímetros $\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$ sólo se manejaron dos, por lo que a cada uno se le estimó su desviación estándar y su calibración fue individual.

Cada uno de los dosímetros fue irradiado a una dosis de 444.7 μCiy , y fue leído según el protocolo. Además cada lectura del DTL se normalizó por su masa. La última columna de las tablas 1.8 y 1.9 muestra la desviación estándar de cada dosímetro.

Los asteriscos que aparecen en estas tablas indican que los dosímetros no cumplían con la condición de uniformidad del lote (sección 4.2.2). Los datos de la prueba de uniformidad del lote de los diferentes dosímetros se muestran en la tabla 4.11.

Selección CaF ₂ :Mn, dosis = 444.7μGy					
Número DTL	Lectura promedio mínima del TLD sin irrad. (nC)	Lectura promedio del DTL irrad. (nC)	masa (mg)	Respuesta promedio (nC/mg)	Desviación estándar del DTL individual %
1	0.090	10.697	29.2	0.363	3.0
2	0.086	11.493	29.0	0.396	2.9
3	0.095	11.954	29.0	0.409	3.0
4	0.101	11.589	29.1	0.395	2.5
5*	0.089	10.587	29.0	0.362	3.0
6*	0.115	12.315	29.1	0.419	3.2
7	0.093	11.178	29.0	0.382	3.0
8	0.082	11.258	28.9	0.387	2.8
9	0.099	11.004	29.1	0.375	3.2
10	0.105	11.365	29.1	0.387	3.0
11	0.079	11.327	29.2	0.385	3.0
12	0.110	12.134	29.2	0.377	3.2
13	0.096	10.985	29.2	0.373	3.0
14	0.094	11.390	28.9	0.391	3.0
15*	0.108	10.598	29.1	0.360	3.0

Tabla 4.8 Selección de los DTL CaF₂:Mn. Las lecturas de los DTL presentadas son un promedio de 7 irradiaciones, y ésta se normaliza con la masa del DTL. El asterisco indica que los DTL no cumplían con la condición impuesta para la uniformidad, es decir estaban más allá del 10% de la lectura promedio del lote.

Selección CaF ₂ :Dy, dosis =444.7 μ Gy					
	Lectura promedio del TLD sin irradiar (nC')	Lectura promedio del TLD irradiado (nC')	masa (μ g)	Respuesta promedio (nC/ μ g)	Desviación estándar del DTL individual %
1*	0	14.68	27.0	0.5262	2.5
2	0	15.59	27.7	0.5628	3.0
3	0	14.91	27.9	0.5344	3.2
4	0	16.84	28.4	0.5930	3.0
5	0	16.66	28.3	0.5887	2.7
6	0	16.67	28.2	0.5911	3.3
7	0	15.01	28.0	0.5301	3.0
8	0	14.94	28.0	0.5336	3.0
9*	0	11.80	28.5	0.4140	3.4
Lote con alta sensibilidad					
10	0	33.30	28.2	1.1808	2.5
11	0	32.95	28.7	1.1481	2.6
12	0	33.05	28.8	1.1476	2.5
13	0	33.06	28.7	1.1519	2.5
14	0	34.28	28.5	1.2028	2.8
15	0	34.66	28.6	1.2118	3.0
16	0	34.46	28.6	1.2049	2.3
17	0	38.81	27.9	1.3910	3.0
18	0	35.26	28.5	1.2507	2.5

Tabla 4.9 Selección de los DTL CaF₂:Dy. El asterisco indica que no se cumplía la condición de uniformidad σ , es decir, σ menor que el 10% del promedio del lote.

Para la selección de los $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ se irradiaron 19 dosímetros durante un tiempo de 120 segundos. Como son demasiados dosímetros sólo se reportan las características generales del lote.

Características generales del lote de $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$	
Señal de plancheta	0 nC
Señal mínima del DTL	0 nC
Masa mínima	67.8 mg
Masa máxima	76.3 mg
Tiempo de irradiación	120 seg.
Señal mfu. de irradi.	127.02 nC
Señal máx. de irradi.	150.01 nC
Promedio de la respuesta	1.91 nC/mg
Desviación estándar mínima de un solo DTL	1.5%
Desviación estándar máxima de un solo DTL	2.5%
Dispersión de uniformidad	3.6 %
Número de DTL seleccionados	27

Tabla 4.10 Selección de los DTL $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ que se ocuparon en este trabajo. Sólo se presentan resultados generales del lote total debido al gran número inicial de dosímetros.

Los resultados de la dispersión de un solo DTL y la uniformidad se muestran en la tabla siguiente.

Dosímetro	Dispersión de un solo DTL (%)	Dispersión uniformidad (%)
CaF ₂ :Dy	2.8 - 3.2	5.0
	2.5 - 3.0	6.0
α -Al ₂ O ₃ :C	1.5 - 2.5	3.6
CaF ₂ :Mn	2.8 - 3.2	6.5
LiF:Mn,Cu,P	2.6	

Tabla 4.11 Características generales de los DTL. Se muestra la dispersión tanto de un solo DTL como de la uniformidad del lote seleccionado.

4.5 Pruebas para las respuestas de los DTL ante las condiciones ambientales.

Después de realizada la selección de los dosímetros se hicieron pruebas como:

- *desvanecimiento de la señal TL con el tiempo.*
- *blindaje para los DTL.* y
- *calibración de los dosímetros.*

4.5.1 Prueba de desvanecimiento de la señal TL.

Un parámetro que requiere investigación es el que se conoce como desvanecimiento, es decir, la pérdida no intencional de información latente en los materiales TL. Basándose en la ecuación de Randall y Wilkins (ecuación 3.13) puede explicarse el desvanecimiento de la señal TL de los cristales.

La luz, puede alterar la señal TL como lo muestran los estudios realizados que la involucran [21, 22], pero como no es el caso que se trata en este trabajo estas

pruebas no se realizaron y sólo se tomará en cuenta el efecto de la temperatura en el desvanecimiento de la señal TL del dosímetro.

Los efectos de la temperatura en la respuesta TL del dosímetro pueden establecerse bajo condiciones controladas en el laboratorio. Sin embargo, esto no reproduce la situación real a la que están sometidos los dosímetros en su uso normal en que la temperatura ambiente no es fija sino que tiene una variación suave, es decir, los dosímetros sufren un desvanecimiento de su señal a temperatura ambiente (entre 10°C y 30°C). Los estudios que generalmente se hacen en algunos trabajos se realizan a temperaturas fijas (10°C, 25°C y 38°C), como los estudios realizados en Laguna Verde [23].

Las correcciones por desvanecimiento inducido por la temperatura se hacen de manera indirecta. Una forma de hacerlo es tomar dos dosímetros del mismo lote e irradiar uno con dosis conocida y el otro que va a recibir la dosis debida a la radiación ambiental. La corrección se hace al dosímetro que se encuentra recibiendo la dosis ambiental en base a la señal que se desvaneció en el dosímetro irradiado, es decir, si la señal del DTL irradiado se desvaneció un 20% en 15 días, entonces la señal del DTL que recibió la dosis debida a la radiación ambiental en el mismo lapso es $S_{\text{corregida}} = (1 + 0.20)S_0$, donde S_0 es la señal obtenida con el equipo lector y el factor 0.20 proviene del desvanecimiento en la señal del DTL irradiado. Es un método que sobreestima la dosis recibida debido a que el DTL que está integrando la dosis ambiental sufre una irradiación continua durante el ciclo de campo a una tasa de dosis pequeña y no una irradiación aguda, como la que sufre el dosímetro testigo.

Esto se hace para un sitio de campo (todo lugar al que tiene acceso el público), y debido a que se seleccionaron varios puntos de muestreo implica un empleo del doble de dosímetros, haciendo impráctico este método.

Otro método consiste en irradiar la mitad de los dosímetros a una dosis conocida

y dejar la otra mitad como testigo (sin irradiar) dentro de una habitación cualquiera, lejos de fuentes radiactivas. Se lee la respuesta de dos dosímetros: uno irradiado y un testigo cada cierto periodo de tiempo (de 4 a 7 días). A partir de la información así obtenida y la ecuación (4.7) se puede calcular el valor de la constante de desvanecimiento para cada tipo de dosímetro [24].

Como las lecturas de radiación ambiental se realizan dentro y fuera de construcciones (edificios y casa-habitación), se realiza el estudio de desvanecimiento de la señal TL en los cristales en condiciones de temperaturas ambiente. Para la prueba de desvanecimiento se necesitó el material siguiente:

- placas de lucita para proporcionar el equilibrio de partícula cargada.
- bolsas de plástico negro de grosor 0.2 mm; esto es para proteger a los DTL de la luz y humedad.

La mitad de cada lote, formado cuando se hizo la selección de los DTL, fue irradiado dándole las siguientes dosis:

$\alpha - Al_2O_3 : C$	1.266 mGy
TLD-200	1.899 mGy
TLD-400	2.532 mGy

Se escogieron estas dosis debido a que la señal que se obtiene al leer los DTL irradiados es grande comparada con la señal que se acumula por el mismo dosímetro debido a la radiación ambiental. La otra mitad de los dosímetros sirvió como testigo, es decir, para dar información acerca de la señal acumulada debido a la radiación ambiental durante el periodo de estudio de desvanecimiento.

En el caso de que la señal acumulada fuera significativa, se puede corregir de la siguiente forma:

$$S_{\text{neto}} = S_{\text{DTL irradiado}} - S_{\text{deav irradiado}} + [S_{\text{acum amb}} - S_{\text{deav amb}}] \text{DTL irradiado} - [S_{\text{acum amb}} - S_{\text{deav amb}}] \text{DTL testigo} \quad (4.7)$$

donde $S_{\text{DTL irradiado}}$ es la señal del dosímetro irradiado,

$S_{\text{deav irradiado}}$ es la señal que se ha desvanecido del DTL irradiado durante el periodo de estudio,

$[S_{\text{acum amb}} - S_{\text{deav amb}}] \text{DTL irradiado}$ es la señal, acumulada por radiación ambiental menos lo que se desvanece, del DTL irradiado, y

$[S_{\text{acum amb}} - S_{\text{deav amb}}] \text{DTL testigo}$ es la señal, acumulada por radiación ambiental menos lo que se desvanece, del DTL testigo.

En principio, como los DTL se comportan de manera similar, es decir sus respuestas por unidad de masa son muy parecidas, los últimos términos en paréntesis cuadrados se pueden suponer nulos, quedando solamente:

$$S_{\text{neto}} = S_{\text{DTL irradiado}} - S_{\text{deav irradiado}} \quad (4.8)$$

Los resultados se reportan con tres cifras significativas y se muestran en la tablas 4.12 y 4.13. Los datos muestran una disminución apreciable de la señal TL en el lote de los dosímetros $\text{CaF}_2:\text{Dy}$. Tanto en el $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ como el $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ no se nota variación alguna de la señal más allá de sus propias incertidumbres asociadas.

Desvanecimiento en la señal TL del $\text{CaF}_2:\text{Dy}$. Dosis inicial = 1.800 mGy		Desvanecimiento en la señal TL del $\text{CaF}_2:\text{Mn}$. Dosis inicial = 2.532 mGy	
Tiempo (días)	Respuesta por unidad de masa ($\mu\text{C}/\text{mg}$)	Tiempo (días)	Respuesta por unidad de masa ($\mu\text{C}/\text{mg}$)
0	2.789	0	2.103
5.056	2.688	7.05	2.070
11.026	2.600	8.88	2.092
25.200	2.329	21.01	2.088
26.000	2.290	20.00	2.101

Tabla 4.12 Desvanecimiento de la señal TL de los TLD: $\text{CaF}_2:\text{Dy}$ y $\text{CaF}_2:\text{Mn}$.

Desvanecimiento en la señal TL del $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ dosis inicial = 1.266 mGy	
Tiempo (días)	Respuesta por unidad de masa ($\mu\text{C}/\text{mg}$)
0	6.752
2.182	6.881
2.916	6.799
4.955	6.699
7.000	6.720
15.000	6.674
20.000	6.653
25.000	6.676

Tabla 4.13 Desvanecimiento de la señal TL del $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ a temperatura ambiente.

Usando el método de mínimos cuadrados para ajustar una curva a los puntos, en

escala semi-log, se nota una dependencia de tipo exponencial en el desvanecimiento del $\text{CaF}_2:\text{Mn}$. El tipo de relación es:

$$S(t) = S_0 e^{-\lambda t} \quad (1.9)$$

donde $S(t)$ es la señal TL al tiempo t , S_0 es la señal TL al tiempo $t = 0$, y λ es la constante de desvanecimiento.

Para los DTL la constante de desvanecimiento toma los siguientes valores:

Constante de desvanecimiento de los DTL	
Dosímetro	Valor de la constante (d^{-1})
$\text{CaF}_2:\text{Dy}$	$7.20 \times 10^{-3} \pm 5\%$
$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$	despreciable
$\text{CaF}_2:\text{Mn}$	despreciable

Tabla 4.14 Constantes de desvanecimiento de los diferentes DTL.

De los valores obtenidos para el $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ y del $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ se concluye que las constantes de desvanecimiento son comparables con 0, es decir, los dosímetros no sufren de pérdida de señal TL apreciable conforme transcurre el tiempo, al menos durante los 20 o 30 días siguientes a la irradiación. Para el $\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$ no se realizó el cálculo, pero según las especificaciones que reoporta el fabricante no sufre un desvanecimiento notorio en la señal en los primeros 5 días [17].

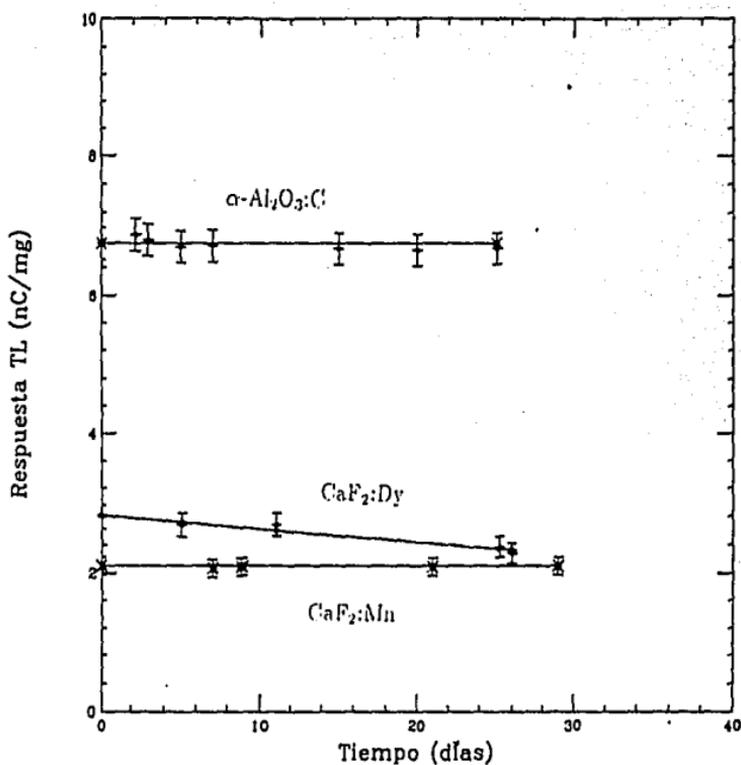


FIG. 4.7. Curvas de desvanecimiento de los diferentes dosímetros TL. Se nota claramente el disminución de la señal TL en el $\text{CaF}_2\text{:Dy}$.

4.5.2 Prueba para el blindaje de plomo.

Después de que los TLD se retiraron de los sitios de campo (interiores de edificios en donde integra o registra la radiación γ ambiental) pasa un tiempo antes que se lean en el equipo lector TL. Si este lapso es de 1 a 2 días el dosímetro registrará la dosis del medio ambiente del sitio donde se dejó esperando para ser leído, que no es necesariamente la misma del sitio de campo.

Para evitar que ocurra esto ANSI-NRP [14] recomienda que los dosímetros se aislen del medio ambiente metiéndolos en un cilindro o caja de plomo con un grosor mínimo de pared de 5 cm. Esto funciona como blindaje y evita que el dosímetro registre la radiación ambiental.

La prueba que se llevó a cabo fue la siguiente:

1. Introducir los DTL dentro de un contenedor de plomo de 6 cm de grosor, y
2. Dejar DTL fuera y lejos del contenedor para usarse como DTL testigos.

Todos los dosímetros empleados se sometieron al tratamiento térmico inicial (tabla 4.7) antes de iniciar la prueba. Estos iban cubiertos con lucita de 0.37 cm de grosor además de una bolsa negra de 0.2 mm de grosor. El estudio se realizó durante 8 días. Los resultados se muestran en la siguiente tabla.

Dosímetro	Promedio de lectura Con blindaje (nC/mg)	Promedio de lectura testigo (nC/mg)	Diferencia %
$\text{CaF}_2:\text{Dy}$	$0.031 \pm 5.0\%$	$0.029 \pm 5.0\%$	15.0
$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$	$0.116 \pm 1.5\%$	$0.101 \pm 3.0\%$	15.8
$\text{CaF}_2:\text{Mn}$	$0.022 \pm 5.0\%$	$0.018 \pm 5.0\%$	18.5

Tabla 4.15 Resultados del estudio de blindaje de plomo con los diferentes DTL.

De los resultados se concluye que no es recomendable usar el blindaje de plomo debido a que posiblemente se encuentra contaminado con emisores de radiación γ , por lo que se toma la siguiente decisión para el manejo de los DTL:

1. desexcitar los dosímetros inmediatamente antes de distribuirlos, y
2. leerlos inmediatamente después de haber sido retirados del sitio de campo.

Esto se hace con el objeto de que el dosímetro integre la mínima señal posible fuera de su sitio de campo asignado.

4.5.3 Calibración de los DTL.

La calibración de los DTL consiste en establecer la relación entre la dosis (μCiy) que reciben los dosímetros y su correspondiente respuesta TL (nC).

Fuente de calibración. La dosis dada a un dosímetro durante la calibración deberá conocerse dentro de un 5%. Un método aceptable para calibrar una fuente es la comparación con un equipo calibrado o fuentes radiactivas calibradas, pertenecientes a un laboratorio secundario autorizado. La energía (o energías) de los fotones emitidos por la fuente radiactiva deberá encontrarse dentro de un intervalo sobre el cual se conoce la respuesta del DTL en función de la energía de los fotones. Fuentes aceptables que se encuentran en este intervalo son el ^{60}Co , ^{137}Cs y ^{226}Ra [14].

Para las calibraciones realizadas en este trabajo se usó una fuente de ^{60}Co con una tasa de dosis de $2.11 \mu\text{Ciy/s}$, a 40 mm de la fuente, al 1 de diciembre de 1993. Las calibraciones fueron individuales, ya que así se tiene mayor precisión en las medidas a bajas dosis.

Aunque hay dosímetros que pueden tener una señal mayor que la permitida, tabla 1.6, con menor dosis que $63.3 \mu\text{Ciy}$, existe el inconveniente de que los tiempos de irradiación son pequeños, de 5 a 10 segundos, lo que produce una imprecisión al

irradiar. Una excepción fue la calibración del LiF:Mg,Cu,P, ya que las irradiaciones de 5 segundos son muy reproducibles.

Para la calibración de los diferentes DTL se obtuvieron los datos mostrados en la tabla 4.16, con las diferentes dosis proporcionadas. Estos datos presentados son valores típicos de las calibraciones realizadas en este trabajo y, como se mencionó anteriormente, las calibraciones se hicieron individualmente.

Dosis (μGy)	Respuesta de los dosímetros (nC/mg)			
	CaF ₂ :Dy	α -Al ₂ O ₃ :C	CaF ₂ :Mn	LiF:Mg,Cu,P
0	0	0	0	0
10.55	*	*	*	0.0736
21.10	*	*	*	0.1507
31.65	*	*	*	0.2215
63.30	0.1498	0.2832	0.0643	*
126.60	0.3275	0.5830	0.1308	*
189.90	0.4664	0.8660	0.1623	*
253.20	0.6653	1.1311	0.2099	*
379.80	1.0031	1.7576	0.3353	*

Tabla 4.16 Respuesta de los dosímetros a las diferentes dosis. Los asteriscos indican que los DTL no fueron irradiados a las dosis indicadas.

El asterisco significa que los DTL no fueron irradiados a estas dosis. Solamente el LiF:Mg,Cu,P se irradió a dosis muy bajas, pero no a dosis mayores que 31.65 μGy . Para este dosímetro se logró una dispersión máxima del 2.6% (con 10.55 μGy) y otra mínima, del 1% (con 31.65 μGy). Cada dato que se obtuvo con este dosímetro fue un promedio de 8 lecturas.

Cada una de las respuestas de los diferentes dosímetros se normalizó por su masa, y es un promedio de 4 lecturas, a excepción del LiF:Mg,Cu,P.

Las gráficas siguientes son las curvas típicas de dosis-respuesta de cada uno de los dosímetros que se utilizó en la calibración.

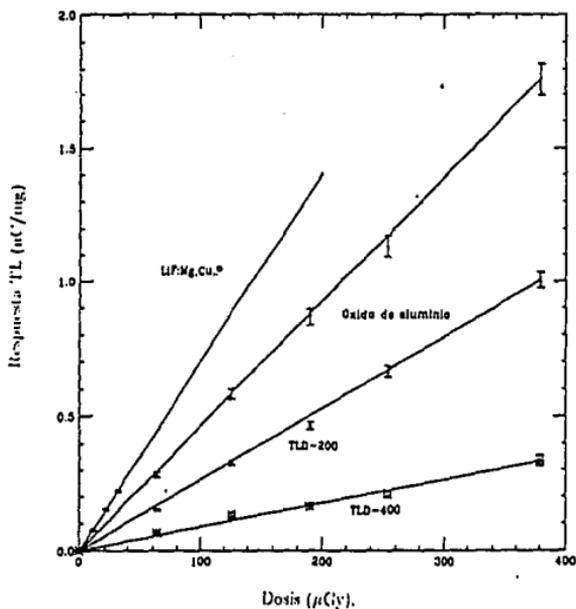


FIG. 4.8. Curvas de dosis-respuesta de los dosímetros TL que se utilizan para medir la radiación ambiental γ .

A los puntos obtenidos experimentalmente se les ajustó una recta:

$$R = mD + b \quad (1.10)$$

donde R es la respuesta del dosímetro ($\mu\text{C}/\text{mg}$), m es la sensibilidad del DTL ($\mu\text{C}/\text{mg } \mu\text{Gy}$), D es la dosis en μGy , y b la ordenada al origen en $\mu\text{C}/\text{mg}$ y representa la fluctuación en el ajuste por mínimos cuadrados.

De manera general, se muestran los parámetros ajustados a las rectas de dosis-respuesta en la tabla 4.17.

Dosímetro	Parámetros del ajuste	
	$m \pm \delta m$ ($\mu\text{C}/\text{mg}\mu\text{Gy}$)	b ($\mu\text{C}/\text{mg}$)
$\text{CaF}_2:\text{Dy}$	$0.0027 \pm 7.0\%$	-0.0136
$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$	$0.0046 \pm 1.5\%$	-6.36×10^{-3}
$\text{CaF}_2:\text{Mn}$	$0.0008 \pm 6.6\%$	7.07×10^{-3}
$\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$	$0.0070 \pm 2.0\%$	2.16×10^{-4}

Tabla 4.17 Parámetros de ajuste de los DTL.

4.5.4 Precisión en las mediciones.

En esta sección se describe la precisión con la que se realiza una medición TL y los parámetros que la influyen.

Si el valor Y' de una cantidad física es una función de variables medibles: a, b, c , es decir $Y' = f(a, b, c)$, entonces, si todas son independientes, la incertidumbre $\Delta Y'$ de Y' debida a cada una de las variables está dada por:

$$\Delta Y'^2 = \Delta a^2 + \Delta b^2 + \Delta c^2 \quad (4.11)$$

donde Δa , Δb y Δc son las dispersiones de los parámetros a , b y c , respectivamente.

Los errores en las lecturas de los DTL dependerán del detector DTL, del equipo lector y de la evaluación de las lecturas [25].

1. Errores debido al detector.

- Efectos de la luz.
- Contaminación del material TL (contaminación no-radiactiva).
- Ineficiencia e inconsistencia en los procedimientos de limpieza aplicados al detector.
- Variabilidad en la masa en el DTL.
- Cambios en la sensibilidad debido al daño producidos por la radiación.

2. Errores debidos al equipo lector y al procedimiento de evaluación.

- Inestabilidad de las funciones del equipo lector (el voltaje de operación del tubo FM, inconsistencia en las lecturas de referencia).
- Inconsistencia y variabilidad del suministro del gas nitrógeno.
- Inconsistencia en la posición del DTL en el equipo lector y en la transferencia de calor entre la plancheta y el dosímetro.
- Inconsistencia en el ciclo de lectura durante la calibración y las mediciones ambientales.
- Influencia de la temperatura en los procedimientos de calibración.

3. Errores debidos a los tratamientos térmicos.

- Inconsistencia en el procedimiento del tratamiento térmico.
- Inconsistencia en el horneado de pre-lectura (preborrado).

Muchas de las fuentes de error fueron reducidas al mínimo mediante un control estricto en el equipo lector (el voltaje de operación, suministro de gas nitrógeno,

lecturas de referencia hechas con la fuente de luz del equipo y con dosímetros de control irradiados a una dosis conocida y leídos con parámetros establecidos), y en el manejo de los DTL (control en los tratamientos térmicos, en los preborrados). Las dispersiones que pueden manifestarse debidas a los DTL se ven reflejadas en la consistencia de sus medidas.

Precisión en las mediciones de los DTL. La precisión de una medición se establece a partir de la consistencia en una medida del dosímetro, de la uniformidad del lote seleccionado, de las posibles correcciones en la señal TL por desvanecimiento y de la evaluación de la medida, es decir, la calibración de los DTL.

Para calcular la desviación estándar de las medidas se maneja la siguiente relación [26]:

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_{repro}^2 + \sigma_{desv}^2 + \sigma_{calib}^2 \quad (4.12)$$

donde σ_{total} es la desviación estándar total de la medida hecha con un DTL. σ_{repro} es la desviación estándar de un dosímetro, σ_{desv} es la desviación estándar asociada a la corrección por efecto de desvanecimiento en la señal TL y está dada por la dispersión de la constante de desvanecimiento, y σ_{calib} es la incertidumbre asociada al ajuste de la curva dosis-respuesta y está dada por la desviación estándar de la pendiente de la curva ajustada.

Sólo el $\text{CaF}_2:\text{Dy}$ tiene una incertidumbre asociada a la corrección por desvanecimiento de la señal TL, los demás DTL no tienen esta dispersión, es decir, $\sigma_{desv}=0$.

La dispersión total se reporta en la tasa de dosis anual estimada en las tablas 4.20, 4.21, 4.22 y 4.23:

4.6 Distribución de los DTL.

Calibrados los dosímetros se procede a distribuirlos en los sitios de campo:

- Instituto de Física (Laboratorio de dosimetría, edificio del acelerador de 5.5 MV, biblioteca y exterior a edificios).
- Facultad de Ciencias.
- Instituto de Investigaciones Biomédicas.
- Xochimilco (interior y exterior de casa-habitación).
- San Miguel Ajusco (interior y exterior de casa-habitación).
- Santa Ursula Coapa (interior de casa-habitación).
- Angel de la Independencia (interior de casa-habitación).
- Viaducto y Talalpan (interior de casa-habitación) y
- Tultepec, Estado de México (interior de casa-habitación).

Como ya se ha mencionado anteriormente, los dosímetros deberán ir protegidos de la luz y de la humedad, además de estar colocados dentro de un emparedado de lucita de 0.37 cm de grosor (cada pared) para proporcionar equilibrio de partícula cargada. Este grosor provee un equilibrio de partícula cargada para electrones generados por fotones de 1 MeV, también se distribuyen dosímetros, dentro del IFUNAM, con grosores apropiados para proporcionar el régimen de equilibrio a electrones generados por fotones de 1.16 MeV y 2.614 MeV (sección 4.1). Para proteger de la luz y humedad a los DTL, de meterán en una bolsa negra, de 0.2 mm de espesor, debidamente sellada.

Para colocar los dosímetros en el sitio de campo se recomienda que sea lo suficientemente lejos de cualquier pared para evitar que la radiación dispersada por las paredes llegue al dosímetro (ANSI-NRP), pero como la finalidad de este trabajo es hacer mediciones de radiación γ en interiores de edificios fue inevitable colocar los DTL cerca de alguna pared. La distancia mínima pared-DTL fue de aproximadamente 20 cm, y se realizaron medidas a esta distancia y a 100 cm, con el fin de establecer si

hay diferencias mayores que la dispersión de una medida individual hecha a cualquiera de las distancias mencionadas.

Para la interpretación de las medidas se utiliza la función inversa de la ecuación (4.10), es decir, ahora se conoce la respuesta del dosímetro (durante el ciclo de campo) y se quiere estimar la dosis durante ese periodo. Por lo tanto, se emplea la siguiente ecuación:

$$D = m'R + b' \quad (4.13)$$

donde D es la dosis en $\mu\text{C/g}$, y es ahora el parámetro a determinar. R es la respuesta, por unidad de masa del DTL, que se obtiene con el equipo lector en $(\frac{\mu\text{C}}{\text{mg}})$, m' es la pendiente de la recta en $(\mu\text{C/g} \times \text{mg} / \mu\text{C})$ y b' , en $\mu\text{C/g}$, es la ordenada al origen de ésta.

Para el $\text{CaF}_2:\text{Dy}$, que sufre el desvanecimiento de la señal TL con el tiempo, la respuesta se corrige a partir de considerar la ecuación (3.18):

$$R = \frac{\beta}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

El parámetro que se quiere conocer es βt , es decir, la respuesta del dosímetro a la radiación γ durante el ciclo de campo t como si ésta no se desvaneciera, por lo tanto, la respuesta del dosímetro, por unidad de masa, será:

$$R' = \frac{Rt}{m} \frac{\lambda}{1 - e^{-\lambda t}} \quad (4.14)$$

por consiguiente, la ecuación (4.13) queda como $D = m'R' + b'$.

4.7 Cálculo de la tasa de dosis anual.

Para ilustrar el cálculo de la tasa de dosis se tomarán como ejemplo los datos que se muestran en las tablas 4.18 y 4.19.

Sitio de campo: Xochimilco	
Dosímetro	Lectura (nC/mg)
CaF ₂ :Dy	0.095
α -Al ₂ O ₃ :C	0.185
CaF ₂ :Mn	1.275 nC *

Tabla 4.18 Lecturas de los dosímetros en el sitio de campo de Xochimilco. El asterisco indica que durante la lectura de la señal del DTL hubo contribución de fondo del equipo.

Las calibraciones de los dosímetros del sitio de campo de Xochimilco son de la forma descrita por la ecuación 4.13, y los valores de la pendiente y ordenada al origen se calculan en base a los datos que se encuentran en la tabla 4.16. En la siguiente tabla se muestran los valores obtenidos.

Parámetros de ajuste de la ecuación 4.12.		
Dosímetro	$m' \pm \delta m (\mu\text{C/g mg/nC})$	$b' (\mu\text{C/g})$
CaF ₂ :Dy	$370.37 \pm 7.0\%$	5.04
α -Al ₂ O ₃ :C	$217.10 \pm 1.5\%$	1.38
CaF ₂ :Mn	$1220.00 \pm 6.6\%$	-8.62

Tabla 4.19 Parámetros de ajuste de la ecuación 4.13. Estos datos corresponden a los dosímetros del sitio de campo de Xochimilco.

Con los datos obtenidos de hace el siguiente procedimiento:

a) El dosímetro sufre desvanecimiento de la señal TL, como es el caso del CaF₂:Dy. En este caso hay que hacer la corrección de la señal TL a partir de los datos mostrados en la tabla 4.18 con ayuda de la ecuación 4.14. Así:

$$R' = \left(\frac{2.72 \text{ nC} \times 17.25 \text{ d}}{28.6 \text{ mg}} \right) \times \left(\frac{7.20 \times 10^{-3} \text{ d}^{-1}}{1 - e^{-7.20 \times 10^{-3} \text{ d}^{-1} \times 17.25 \text{ d}}} \right)$$

$$= 0.101 \text{ nC/mg} \quad (4.15)$$

De la corrección hecha se puede calcular la dosis durante el ciclo de campo con la ecuación $D = m'R' + b'$ donde la pendiente y la ordenada al origen toman valores señalados en la tabla 4.19. Sustituyendo los valores se obtiene que la dosis es $D=42.34 \mu\text{Cg}$. Ya que la tasa de dosis es $\dot{D} = \Delta D / \Delta t$, donde ΔD es la dosis calculada y Δt es el ciclo de campo, ésta queda como $\dot{D} = 2.45 \mu\text{Cg/día}$ o $895.81 \mu\text{Cg/año}$.

b) El dosímetro no sufre desvanecimiento de su señal TL, como es el caso del $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$. La estimación de la dosis es más directa a partir de los datos de la tabla 4.18: de igual manera que en el punto a), los valores de pendiente y ordenada al origen toman sus valores de la tabla 4.19. Por lo tanto, empleando la ecuación 4.12, la dosis obtenida es $41.60 \mu\text{Cg}$, y la tasa de dosis $\dot{D} = 2.41 \mu\text{Cg/día}$ u $880.2 \mu\text{Cg/año}$.

c) La señal del dosímetro tiene contribución del fondo del equipo, como es el caso del $\text{CaF}_2:\text{Mn}$. Durante la lectura del cristal hubo señal de fondo del equipo con un valor de 0.095 nC , por lo tanto, la respuesta real del DTL es igual a $1.275 \text{ nC} - 0.095 \text{ nC} = 1.18 \text{ nC}$. Realizando el cociente de la señal TL y la masa del dosímetro se obtiene 0.041 nC/mg ; de igual forma que en los dos casos anteriores los valores de pendiente y ordenada al origen para la ecuación 4.13 se encuentran en la tabla 4.19. Haciendo las sustituciones se obtiene que $D = 41.37 \mu\text{Cg}$, y la tasa de dosis $\dot{D} = 2.40 \mu\text{Cg/día}$ u $876.0 \mu\text{Cg/año}$.

Para la tasa de dosis anual, en los tres casos, se supuso que ésta no tenía variaciones en las diferentes épocas del año.

Las dispersiones porcentuales de las medidas hechas se calculan con la ecuación 4.12:

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_{repro}^2 + \sigma_{desv}^2 + \sigma_{calib}^2$$

$$\sigma_{total}^2(\text{CaF}_2 : \text{Dy}) = 3.3^2 + 5^2 + 7^2$$

$$\sigma_{total}(CaF_2 : Dy) = 9.21\%$$

$$\sigma_{total}^2(\alpha - Al_2O_3 : C) = 1.5^2 + 1.5^2$$

$$\sigma_{total}(\alpha - Al_2O_3 : C) = 2.12\%$$

$$\sigma_{total}^2(CaF_2 : Mn) = 2.5^2 + \bar{i}^2$$

$$\sigma_{total}(CaF_2 : Mn) = 7\%$$

Los valores de la dispersiones individuales se encuentran en las tablas 4.8, 4.9 y 4.10. En la tabla 4.14 se muestra la dispersión en el desvanecimiento y en la tabla 4.18 la dispersión de la calibración.

4.8 Resultados de las mediciones.

Los datos obtenidos se muestran en las siguientes tablas. Estas medidas incluyen la contribución de radiación cósmica, la debida al suelo y materiales de construcción además de las posibles fuentes debidas a ensayos nucleares atmosféricos y accidentes nucleares.

En los dos últimos renglones de la tercera columna de la tabla 4.20, se muestran los datos obtenidos en dos diferentes puntos del laboratorio de dosimetría (IFUNAM); la cuarta columna muestra los datos obtenidos en dos puntos distintos dentro del mismo edificio.

**ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA**

Instituto de Física				
Promedio anual de tasa de dosis γ ($\mu\text{Ciy/año.}$)				
Dosímetro	Edif. 5.5 MV	Edif. 2 MeV	Biblioteca	Exterior
CaF ₂ :Dy	953.0 \pm 8.7%	1004.0 \pm 7.2%	856.0 \pm 7.5%	*
α -Al ₂ O ₃ :C	977.0 \pm 2.5%	915.0 \pm 2.0%	850.2 \pm 1.9%	733.0 \pm 1.9%
			745.0 \pm 3.0%	
CaF ₂ :Mn	985.0 \pm 7.7%	No DTL	843.0 \pm 6.6%	745.0 \pm 7.1%
			852.0 \pm 6.0%	
LiF:Mg,Cu,P	952.0 \pm 3.2%	2563.0 \pm 3.6%		763.0 \pm 4.0%
		1250.0 \pm 4.5%		

Tabla 4.20 Tasa de dosis γ medidas en diferentes puntos del IFUNAM. El asterisco significa que los datos obtenidos no cumplían con la condición impuesta a la señal del dosímetro (sección 4.3.2); *NO DTL* quiere decir que no se distribuyó este tipo de dosímetro en el sitio de campo. En los dos últimos renglones de la tercera columna se muestran los datos obtenidos en dos puntos diferentes dentro del laboratorio de dosimetría; la columna rotulada con Exterior muestra las tasas de dosis medidas fuera y lejos de los edificios del Instituto.

En la tabla 4.21 se muestran los datos obtenidos en dos sitios de campo diferentes en Ciudad Universitaria. Los datos de la tercera columna fueron tomados en dos lugares diferentes dentro del mismo edificio.

Ciudad Universitaria		
Promedio anual de tasa de dosis γ ($\mu\text{C}/\text{y}/\text{año}$)		
Dosímetro	Instituto de Investigaciones Biomédicas	Facultad de Ciencias
CaF ₂ :Dy	962.0 \pm 8.2%	*
		1006.0 \pm 7.0% **
α -Al ₂ O ₃ :C	962.0 \pm 2.6%	930.0 \pm 2.2%
		1013.0 \pm 2.5% **
CaF ₂ :Mn	953.0 \pm 5.2%	910.0 \pm 7.0%
		1016.0 \pm 8.0% **

Tabla 4.21 Tasa de dosis γ estimada en varios sitios de campo dentro de C.U. En este caso no se tomaron datos con el LiF:Mg,Cu,P. El asterisco indica que los datos obtenidos de ese tipo de DTL no cumplían con la condición impuesta a la señal (sección 4.3.2), y el doble asterisco indica que los datos fueron tomados en dos puntos diferentes del mismo edificio.

La tabla 4.22 muestra la tasa de dosis γ en diferentes lugares del Distrito Federal tanto en interiores como en exteriores de casas-habitación. En la segunda columna, en los dos últimos renglones, se midió la tasa de dosis en el interior y exterior de la casa-habitación; lo mismo ocurrió en San Miguel Ajusco. Los asteriscos indican que no hubo dosímetros distribuidos del tipo señalado en la primera columna.

Algunos puntos en el D.F			
Promedio anual de tasa de dosis $\dot{\gamma}$ ($\mu\text{Ci}/\text{año}$)			
Dosímetros	Xochimilco	Su. Miguel Ajusco	Centro (Angel de la Ind.)
$\text{CaF}_2:\text{Dy}$	$846.0 \pm 9.1\%$	$945.0 \pm 8.2\%$	$788.0 \pm 7.8\%$
$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$	$878.0 \pm 2.7\%$	$942.5 \pm 2.8\%$	$793.0 \pm 2.3\%$
$\text{CaF}_2:\text{Mn}$	$890.0 \pm 7.0\%$	*	$835.0 \pm 6.3\%$
$\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$	int. $860.0 \pm 3.1\%$	ext. $940.0 \pm 3.0\%$	*
	ext. $729.0 \pm 3.4\%$	*	*

Tabla 4.22 Tasas de dosis medidas en casas-habitación en varios puntos de D.F. Se reportan datos obtenidos en el exterior de dos casas-habitación -Xochimilco, últimos dos renglones, y en San Miguel Ajusco marcado como ext-. El asterisco indica que no se distribuyeron dosímetros de ese tipo en el sitio de campo.

La tabla 4.23 contiene, al igual que la tabla 4.22, datos de diferentes sitios de campo en el Distrito Federal y uno en el Estado de México. Los datos que aparecen en la segunda columna fueron tomados a dos diferentes distancias dentro de una casa-habitación (uno a .20 m de la pared, datos marcados con un asterisco y a 1.00 m los marcados con una daga.). El doble asterisco indica que no se distribuyeron dosímetros de esa clase en el sitio de campo.

Algunos puntos de D.F y EDOMEX			
Promedio anual de tasa de dosis $\dot{\gamma}$ ($\mu\text{Ci}/\text{año}$)			
Dosímetros	Sta. Ursula Coapa	Viaducto-Tlalpan	EDOMEX
CaF ₂ :Dy	914.0 \pm 7.0% *	790.0 \pm 7.2%	880.0 \pm 7.5%
	900.0 \pm 7.2% †		
α -Al ₂ O ₃ :C	933.0 \pm 3.0% *	787.0 \pm 2.2%	875.0 \pm 3%
	916.0 \pm 2.5% †		
CaF ₂ :Mn	906.0 \pm 3.0% *	796.0 \pm 2.1%	**
	913.0 \pm 2.8% †		
LiF:Mg,Cu,P	**	**	890.0 \pm 10%

Tabla 4.23 Tasa de dosis estimada casas-habitación ubicadas en algunos puntos del D.F. y uno en el Estado de México. Los datos reportados en la columna 2 (Sta. Ursula C.) son los medidos a 20 cm y a 100 cm de una pared.

Cada una de las tasas de dosis estimadas es un promedio de 6 a 8 lecturas individuales y las desviaciones estándar provienen de realizar correcciones a la señal TL, de la calibración y de la precisión del dosímetro, ecuación 4.12.

La tabla 4.24 muestra los datos de tasa de exposición en exteriores de casas-habitación que la Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardias ha tomado en los diferentes sitios [27]. Para obtener la tasa de dosis en aire a partir de la tasa de exposición se emplea la ecuación 3.5, y para obtener la tasa de dosis en agua a partir de la tasa de dosis en aire, se emplea la ecuación 4.1. En este caso se emplean los coeficientes máscicos de absorción de energía para fotones de 1 MeV [19].

Datos obtenidos por la C.N.S.N.S[27]		
Sitios de campo	Tasa de exposición (mR/año)	Tasa de dosis γ (μ Ci/año)
Nochimilco	78.31 \pm 10%	762.5 \pm 10%
Viaducto Piedad	84.53 \pm 10%	823.0 \pm 10%
Angel de la Indep.	85.76 \pm 10%	835.0 \pm 10%
Tultitlán	86.81 \pm 10%	845.2 \pm 10%
Promedio en la Ciudad de México: 86.0 mR/año u 837.5 μ Ci/año		

Tabla 4.21 Tasa de exposición y de dosis medidas por la C.N.S.N.S. en diferentes puntos del D.F. en exteriores de casa-habitación.

4.8.1 Tasas de dosis promedio en diferentes partes del mundo.

En años recientes se han publicado los resultados de las medidas de tasas de dosis, componente γ , en diferentes partes del mundo; la tabla 4.25 muestra algunos de estos valores. En estos resultados no se descompone la medida de tasa de dosis según su origen (cósmica, suelo y materiales de construcción), sólo se muestra el resultado global, además de que en la mayoría de los casos las medidas no se realizaron en los interiores de casas-habitación.

No se presentan los valores de tasa de dosis en países debido a que las medidas reportadas en este trabajo sólo representan algunas zonas en el D.F. y no las de todo el país, por lo que no sería directa la comparación de estas medidas con las reportadas por el UNSCEAR [28], que muestra las tasas de dosis γ promedio en muchas naciones.

4.8.2 Tasa de dosis ambiental menos la cósmica.

La tasa de dosis ambiental tiene dos contribuciones en cuanto a su origen: la debida a la radiación cósmica y la debida al suelo y materiales de construcción más

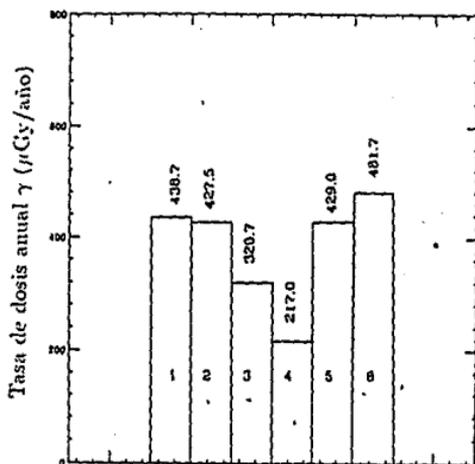
Tasa de dosis γ en algunas ciudades del mundo.	
Ciudad	Tasa de dosis ($\mu\text{Ci}/\text{año}$)
Panambur (India) [29]	534.4
Ullal Beach (India)	3066.0
Carini (Sicilia, It.) [30]	452.0
Vittoria (Sicilia, It.)	482.0
Pozzallo (Sicilia, It.)	532.0
Mazara (Sicilia, It.)	567.0
Santa Ninfa (Sicilia, It.)	621.0
Casteltermuni (Sicilia, It.)	679.0
Anapo (Sicilia, It.)	877.0
Patti (Sicilia, It.)	961.0
Ljubljana (Slovenia) [31]	1025.0
Nova Gorica (Slovenia)	622.0
Koper (Slovenia)	902.3
Laguna Verde (México) [32]	611.0
Askelon (Israel) [33]	582.0
Nethania (Israel)	575.0
Jerusalem (Israel)	844.0
Arad (Israel)	731.0
Hungria (exterior, sin incluir rad. cósmica) [31]	652.0
Hungria (interior, sin incluir rad. cósmica)	753.8

Tabla 4.25 Tasa de dosis en diferentes ciudades del mundo.

la producida por el hombre. Los dosímetros DTL muestran, aproximadamente, igual sensibilidad a la radiación cósmica y a rayos γ [35, 36], por lo tanto, la tasa de dosis ambiental se puede escribir como:

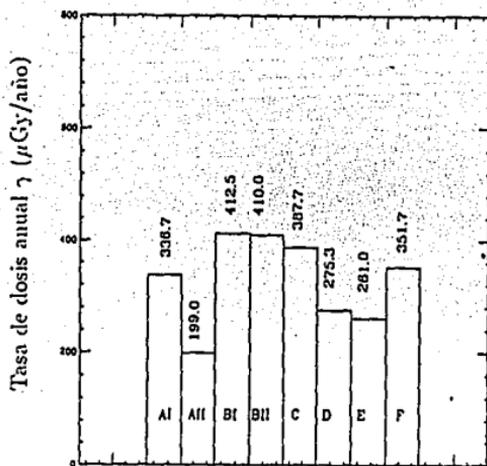
$$\dot{D} = \dot{D}_c + \dot{D}_\gamma \quad (1.16)$$

donde \dot{D}_c es la componente cósmica y toma el valor de $530 \mu\text{C}/\text{y}/\text{año}$ para la Ciudad de México [28, 37]. Lo que se midió con los DTL fue \dot{D} , se conoce \dot{D}_c , por lo tanto se puede conocer \dot{D}_γ , es decir, la tasa de dosis γ ambiental menos la componente cósmica. Esta contribución de la dosis ambiental menos la cósmica se presenta en la figuras siguientes.



1 Edif. Acel. 5.5 MV-IFUNAM 4 Exterior, lejos de todo edificio en IFUNAM
 2 Edif. Acel. 2 MeV-IFUNAM 5 Inst. de Inv. Biomédicas-UNAM
 3 Biblioteca-IFUNAM 6 Facultad de Ciencias-UNAM

FIG. 4.9. Tasa de dosis γ debida sólo al suelo y material de construcción en Ciudad Universitaria, D.F. A las medidas obtenidas (tablas 4.20 y 4.21) se le restó la componente cósmica, que tiene un valor de $530 \mu\text{C}/\text{y}/\text{año}$ [28, 37].



- AI Xochimilco, interior de casa-habitación
- AII Xochimilco, exterior de casa-habitación
- BI San Miguel Ajusco, interior de casa-habitación
- BII San Miguel Ajusco, exterior de casa-habitación
- C Santa Ursula Coapa, interior de casa-habitación
- D Angel de la Independencia, interior de casa-habitación
- E Viaducto y Tlalpan, interior de casa-habitación
- F Tultepec, Edo. de México, interior de casa habitación

FIG. 4.10. Tasa de dosis gamma debida sólo al suelo y material de construcción en diferentes partes del D.F. A las medidas obtenidas (tablas 4.22 y 4.23) se les restó la parte de radiación cósmica, que para el caso del D.F. toma el valor de $530 \mu\text{Gy/año}$ [28, 37].

4.9 Resultados con los diferentes recubrimientos para el equilibrio de partícula cargada.

En la tabla 4.26 se muestran los valores de tasa de dosis medidas con los diferentes grosores de lucita: la medida obtenida con el grosor de lucita manejado en este trabajo (0.38 cm) fue, en promedio y para el mismo sitio de campo, de $860.0 \pm 4.5\% \mu\text{Gy/año}$. El interés de tomar medidas con los dos diferentes grosores de lucita era para ver cual de los tres, incluyendo el grosor recomendado internacionalmente, daba mayor lectura, y discernir cuál de las medidas era la correcta.

Las medidas presentadas son un promedio de 10 en el caso del $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ y 6 para el LiF:Mg,Cu,P . La incertidumbre se calculó con la ecuación 4.12.

Tasa de dosis γ medidas con los diferentes espesores de lucita		
Se realizaron con $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ y LiF:Mg,Cu,P		
Dosímetro	Lucita de 0.6 cm	Lucita de 1.4 cm
$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$	$866.2 \pm 4\% \mu\text{Gy/año}$	$851.2 \pm 5\% \mu\text{Gy/año}$
LiF:Mg,Cu,P	$860.0 \pm 5\% \mu\text{Gy/año}$	$852.0 \pm 5\% \mu\text{Gy/año}$

Tabla 4.26 Mediciones de tasas de dosis realizadas cubriendo a los dosímetros con espesores de lucitas convenientes para electrones generados por fotones de 1.46 y 2.61 MeV

CONCLUSIONES

5.1 De las diferencias entre dosímetros.

Durante el estudio de los dosímetros para el monitoreo de la radiación γ ambiental se encontraron diferencias sustanciales entre los cuatro tipos de DTL.

5.1.1 Ventajas y desventajas del α - $Al_2O_3:C$.

- Ventajas:

1. La presencia del pico termoluminiscente principal alrededor de los $145^\circ C$.
2. El desvanecimiento es irrelevante y no afecta la estabilidad de la respuesta del cristal a la radiación
3. Sensibilidad. Este DTL muestra la mayor sensibilidad de los cuatro tipos de dosímetros seleccionados y ésta es muy estable. Esto permite ciclos de campo cortos, de 5 a 10 días.
4. Fondo de equipo. La curva de brillo termina aproximadamente a los $270^\circ C$ por lo que la señal de fondo de equipo no afecta a la obtenida con el cristal.

- El dosímetro durante el estudio no mostró desventaja alguna.

5.1.2 *Ventajas y desventajas del $CuF_2:Dy$, TLD-200.*

- **Ventaja:**

1. La curva de brillo muestra el pico TL principal a baja temperatura, aproximadamente a los $120^{\circ}C$, por lo tanto la señal TL del dosímetro no se ve afectada por la señal de fondo del equipo.

- **Desventajas:**

1. El cristal sufre de pérdida de señal TL conforme transcurre el tiempo.
2. Baja sensibilidad respecto del $\alpha-Al_2O_3:C$, lo que implica mayor ciclo de campo para integrar la dosis ambiental (25 días o más).

5.1.3 *Ventajas y desventajas del $CaF_2:Mn$, TLD-400.*

- **Ventaja:**

1. El pico principal de este dosímetro ocurre alrededor de los $280^{\circ}C$, por lo que el desvanecimiento de la señal TL conforme transcurre el tiempo no es relevante.

- **Desventajas:**

1. El hecho de que aparezca el pico TL a estas temperaturas también es una desventaja, ya que la señal debida al fondo del equipo lector es significativa, esto es, si no se sustrae la señal debida a la plancheta de la que se obtiene del DTL cuando se lee, se puede sobreestimar la dosis o tasa de dosis anual.
2. Baja sensibilidad respecto al $\alpha-Al_2O_3:C$, lo que redundo en que se tiene que pasar mayor tiempo en el sitio de campo para la integración

de la dosis ambiental y que se cumpla la condición establecida por la ecuación 3.21. Su ciclo de campo está entre 15 y 25 días.

5.1.4 Ventajas y desventajas del LiF:Mg,Cu,P .

- Ventajas:

1. Este dosímetro muestra su pico principal alrededor de los 200°C , por lo que no se ve afectado por el desvanecimiento de la señal TL y tampoco por la señal de fondo del equipo lector, ya que la curva de brillo termina alrededor de los 270°C .
2. Por su gran sensibilidad los ciclos de campo son muy cortos (3 a 5 días).

- Desventaja:

1. Inicialmente mostró tener una mayor sensibilidad que el $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$, pero al practicarle un segundo tratamiento térmico para restaurar las trampas para los portadores de carga, su sensibilidad bajó hasta alcanzar un 40% respecto de la inicial. A pesar de esto sigue siendo más sensible que el $\text{CaF}_2\text{:Dy}$ y $\text{CaF}_2\text{:Mn}$. El ciclo de campo se tuvo que aumentar hasta el doble del original.

De los cuatro DTL utilizados para medir la dosis o tasa de dosis anual ambiental el más idóneo para esta clase de trabajo es, sin duda alguna, el $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$, por su mayor sensibilidad y gran estabilidad en ésta, lo que implica ciclos de campo cortos.

5.2 De las tasas de dosis medidas.

- Se midieron las tasas de dosis en zonas volcánicas (Ciudad Universitaria, San Miguel Ajusco y Santa Ursula Coapa) y no-volcánicas (Nochimilco,

Ángel de la Independencia, Viaducto y Tlalapa, y Tultepec, Edo. de México), observándose que en las primeras las tasas de dosis son las más altas. Esto se debe probablemente a que las rocas volcánicas contienen una mayor concentración de elementos radiactivos naturales como el ^{238}U y el ^{235}U y sus respectivas cadenas [10], que las que se podrían encontrar en zonas no volcánicas como en el centro de la ciudad de México (tabla 4.22).

- Se observa que, en general, los valores de tasas de dosis medidos en interiores son mayores que los medidos en exteriores para un mismo sitio de campo. Una interpretación de estas medidas es que las paredes de los edificios contribuyen a la dosis mientras que el exterior la contribución a la dosis es solamente debida al suelo. Hay una sola excepción en que ambas medidas son esencialmente iguales en San Miguel Ajusco (tablas 4.20 y 4.22).

Estas medidas no consideran la contribución debida a la radiación cósmica, cuyo valor se está restando a la medida total. Esto se hace bajo la suposición de que tal contribución es igual en interiores y en exteriores.

- Dentro del laboratorio de dosimetría del IFUNAM se encuentra que la tasa de dosis medida es más del doble que en los demás sitios estudiados (tablas 4.20 y 4.21). Aun así la dosis que recibe el personal que labora ahí es del 1% de la dosis anual permitida para el Personal Ocupacionalmente Expuesto.
- Los valores obtenidos en este trabajo son comparables con los medidos por la Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardias, aunque los tomados por ésta sólo son medidas realizadas en exteriores de casa-habitación.

- Las medidas de la tasa de dosis \dot{D} son comparables con los publicados a nivel internacional. La tasa de dosis en la Ciudad de México es mayor que algunas reportadas en la literatura, por ejemplo, la medida en Laguna Verde [32] (tabla 4.25), lugar ubicado aproximadamente a nivel del mar. EL Distrito Federal se encuentra aproximadamente a 2200 m sobre el nivel del mar, amén de que también es una zona volcánica, por lo que hay influencia de la altitud en la dosis medida.
- Los datos fueron tomados entre los meses de febrero y julio de 1991. Los DTL fueron distribuidos en diferentes ocasiones durante este tiempo, aunque no en todos los sitios de campo. Las medidas obtenidas en diferentes ocasiones no diferían más allá de sus propias desviaciones estándar, por lo que se decidió extrapolar las tasas de dosis en días a tasa de dosis por año. Esto es válido sólo si en los meses siguientes no hay variación en la tasa de dosis ambiental.

Esta suposición está basada en el ANSI-NRP [14].

5.3 De los recubrimientos de lucita para proporcionar el equilibrio de partícula cargada para los dosímetros.

No existe diferencia en tomar las medidas de dosis ambiental con los tres distintos grosores de lucita. Esto podría explicarse pensando en que están participando dos factores en la lectura:

- la atenuación de la señal generada por radiación de baja energía cuando la lucita es muy gruesa comparada con el alcance de los electrones secundarios,
- no existe régimen de equilibrio de partícula cargada para radiación de alta energía cuando el grosor de la lucita es menor que el alcance de los electrones

secundarios.

Existe un compromiso entre perder señal a energías bajas por atenuación cuando se trabaja con lucitas gruesas y perder señal por falta de equilibrio de partícula cargada a energías altas cuando se trabaja con lucitas delgadas.

Aparentemente los dos factores se están equilibrando de tal manera que resulta equivalente, en este caso particular, irradiar con cualquiera de los tres grosores de lucita utilizados.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Evans, R. D. (1955). *The Atomic Nucleus*, Mc Graw-Hill.
- [2] Attix, F. H. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley and Sons, 1986
- [3] Attix, F. H., Roesch W.C. *Radiation Dosimetry*. Vol. I. Academic Press, 1968.
- [4] ICRU, 1971. *Radiation quantities and units*. Report 19, International Commission on Radiation Units and Measurements, 7910 Woodmont Ave, Bethesda, MD, 20814.
- [5] Randall, J. T. and Wilkins, M. H. F. (1945). Phosphorescence and electrons traps, *Proc. Roy. Soc.* A184, 366.
- [6] *Instruction Manual, Models 2000A,-C, -P Thermoluminescence Detectors*. The Harshaw Chemical Company.
- [7] *Instruction Manual, Model 2000B Automatic Integrating Picoammeter*. The Harshaw Chemical Company.
- [8] Shapiro, J. (1990), *Radiation Protection Dosimetry, A Guide for Scientifics and Physicians*. Harvard.
- [9] *Health Physics Handbook*, Compiled and Edited by the Bureau of Radiological Health, 1970.
- [10] Knoll, G. *Radiation Detection and Measurements*, second edition WIE, Wiley, 1989.

- [11] Attix, F. Tables of electron mass stopping powers, ranges, radiation yields, and density corrections, tomado de Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, John Wiley and Sons, 1986
- [12] Horowitz Y. S. Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry, 1. CRC Press, Inc., 1984.
- [13] Zárate, A. Reporte Interno Servicio Social, Depto. de Fís. Exp. IFUNAM, (1993).
- [14] ANSI-NRP N545-1975. American National Performance, Testing, and Procedural Specifications for Thermoluminescence Dosimetry (Environmental Radiation), American National Standard Institute, Inc. Approved 1975.
- [15] TLD System and Materials, performance specifications, Harshaw Filtrol, Solon, Ohio 44139. Thermoluminescent dosimetry used in environmental monitoring, Radiation Effects, 1988, 105, pp. 15-165.
- [16] Moscovitch, M, et al. Ultra-low dose (100nCi-100 μ Ci) response of α -Al₂O₃:C. Radiation Protection Dosimetry 47 No. 1/4, 173-176 (1993).
- [17] Radiation Measurement Products, Certificate of quality detectors (1991), Harshaw-Bicron.
- [18] Horowitz, Y. S. et al. Glow curve readout of LiF:Mg,Cu,P (CR-200) chips at maximum temperatures between 240°C and 280°C elimination of residual signal. Radiation Protection Dosimetry 49 No. 1, pp 407-411 (1993).
- [19] Attix, F. Tables of Mass Attenuation Coefficients, Mass Energy-Transfer Coefficients, and Mass Energy-Absorption Coefficients for Photons Interactions in Various Media, in cm²/g, tomado de Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, John Wiley and Sons, 1986

- [20] Buenfil A. E. Reporte de calibraciones de las fuentes de ^{60}Co y ^{90}Sr , diciembre de 1993. Depto de Fis. Exp. IFUNAM.
- [21] Tawil, R. A. et al. A system for environmental monitoring. *Radiation Protection Dosimetry* 47 No.1/4 pp 317-321, 1993.
- [22] Musk, J. H. Time-dependent and light-induced fading in Victoreen Model 2600-80 aluminium oxide thermoluminescence dosimeters. *Radiation Protection Dosimetry* 47 No. 1/4 pp 247-249, 1993.
- [23] Medrano, M. A. Determinación de la duración de ciclo de campo para realizar monitoreo ambiental con dosímetros termoluminiscentes. Tesis Profesional. FC-UNAM 1983.
- [24] Bacci, C., Furetta, C. Experimental observation on thermoluminescent dosimetry in environmental monitoring. *Radiation Effects* 105 pp. 159-165, 1988.
- [25] Oberhofer, M. Applied Thermoluminescence Dosimetry. Published for the Commission of the European Communities by Adam Hilger Ltd, Bristol, 1981.
- [26] Kreyszig, E. Introducción a la Estadística Matemática Principios y métodos. Editorial Linusa, 1985.
- [27] Rueda, Héctor. Comunicación personal. Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardias, 1994
- [28] Sources and Effects of Ionizing Radiation, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, UNSCEAR 1993 Report to the General Assembly, with Scientific Annexes. United Nations, New York, 1993.
- [29] Radhakrishna, A. P. et al. A new natural background radiation area on the southwest coast of India. *Health Physics* 65. No. 4 pp 390-395.

- [30] Agelao, G. Oliveri, E. Environmental γ radiation measurements in Sicily by TLD. *Health Physics* **43** No.1, 1982
- [31] Vanpatic, J. Systematic indoor radon and gamma measurements in kindergartens and play schools in Slovenia. *Health Physics* **66** No.5, 1994.
- [32] Salazar, S, Martinez, M. A study of environmental gamma radiation at the Laguna Verde Facility, Mexico. *Radiation Protection Dosimetry*, **48** No. 3, 1993.
- [33] Barak Ben-Shachar. Improvement in low level dose measurements. Penn. State University, Breazeale, Reactor, University Park, Pa 16802, USA. No publicado.
- [34] I. Nikl and B. Sztanyik. External indoor and outdoor gamma exposures in Hungary during the period of 83-85. *Radiation Protection Dosimetry* **24** No. 111, 1988.
- [35] Straud, T and Stranden E. A method utilising $\text{CaF}_2:\text{Dy}$ without energy compensation for large scale surveys of naturally occurring gamma radiation in houses. *Radiation Protection Dosimetry* **12** No.3, 1985
- [36] Vold, E. Energy dependence of TLD in environmental dosimetry. IN Proc. Symposium of the Natural Radiation Environment III, Houston 1978.
- [37] Bouville, A. et al. Human population exposure to cosmic radiation. *Radiation Protection Dosimetry*, **24** No. 1/4, 1988.

ANEXO A

ESPECTROMETRIA DE LA RADIACION γ AMBIENTAL.

Para saber qué elementos radiactivos se encuentran en una muestra de material es necesario medir un espectro de la radiación que emite, ya sea con un detector de centelleo o con un semiconductor (GeLi o Ge hiperpuro). La selección de cualquier detector de radiación gira muy a menudo en torno a la eficiencia en el conteo (es decir, de N_0 rayos γ que incidieron sobre él detecta N , con $N < N_0$), a la resolución en la energía, y al presupuesto del departamento.

La resolución en la energía de los centelleadores es pobre mientras que la de los detectores de germanio (GeLi) y Ge hiperpuro) es alta y permite que los picos en un espectro de energías de rayos γ puedan ser distinguidos en un espectro. Los detectores de germanio no sólo tienen una buena resolución que permite distinguir los picos, sino que también ayudan en la detección de fuentes débiles de energías discretas que se superponen sobre un continuo. En la figura A.1 [1] se muestra un espectro tomado con dos tipos de detectores diferentes. Así pues, en este caso se utilizó un detector de germanio hiperpuro

De las varias maneras en que puede interactuar un fotón con la materia, sólo tres mecanismos tienen significado para la espectrometría gamma: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares (descritos en el segundo capítulo). Cada uno de estos efectos se ve reflejado en la forma del espectro, por ejemplo, en circunstancias normales todos los ángulos de dispersión del fotón son posibles (efecto Comp-

lon), por consiguiente, un continuo de energías puede transferirse al electrón (este continuo puede entenderse con la ecuación 2.4 capítulo 2, donde la energía máxima transferida al electrón ocurre cuando el fotón, después de la colisión, sale con un ángulo de 180° , y es igual a $T = 2h^2\nu^2/(m_0c^2 + 2h\nu)$, donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente, m_0 es la masa del electrón y c es la velocidad de la luz), por lo que

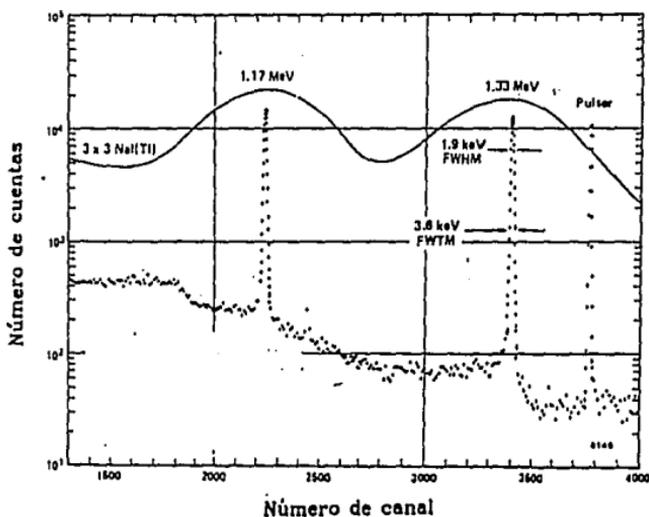


FIG. A.1 Espectro de radiación γ tomado con dos tipos diferentes de detectores: Na(Tl), detector de centelleo, y Cs(Li) [1].

en el espectro aparecerá un continuo Compton.

Los picos que aparecen en el espectro son debido al efecto fotoeléctrico, los fotones son absorbidos por un electrón, que lleva prácticamente toda la energía del fotón incidente (ecuación 2.5); si el electrón no logra salir del detector existe la probabilidad de que será colectado notándose un pico en el espectro; a este pico se le suele llamar fotopico. Estos efectos, más el tipo de material del que está hecho el detector y el tamaño del mismo, influyen en la eficiencia y resolución de detección. A continuación se menciona brevemente lo que es la eficiencia y resolución de un detector.

A.1 Eficiencia de un detector.

La eficiencia de un detector para la detección de rayos γ depende de muchos factores: energía de los rayos γ , tamaño y geometría del detector, distancia fuente-detector y otros. La eficiencia puede describirse como sigue. Si N es el número de cuentas que registra el detector, de N_0 que incidieron en él, entonces la eficiencia se puede escribir como [1]:

$$N = \epsilon N_0 \quad (\text{A.1})$$

La eficiencia de un detector se obtiene empleando fuentes γ calibradas de diversas energías colocadas a una distancia fija del detector, obteniéndose en el espectro de energías, para un tiempo de conteo t , fotopicos asociados a las energías de las fuentes emisoras. Como las fuentes están calibradas se sabe cuantas cuentas N_0 le pueden llegar al detector, por lo que se puede obtener la eficiencia del detector con ayuda de la ecuación (A.1); se grafica ϵ vs. energía. El ajuste da como resultado la eficiencia del detector en función de la energía y de la distancia fuente-detector. Un número de fórmulas diferentes se recomiendan en la literatura para el ajuste [2]. Generalmente la eficiencia tiene una expresión de la forma siguiente:

$$\epsilon = \left(\frac{a_1}{E}\right)^{a_2} + \sum_{i=3}^n a_i \exp(-a_{i+1}E) \quad (\text{A.2})$$

donde a_i son parámetros de ajuste de la curva.

A.2 Resolución de un detector.

La resolución que se observa en un espectro representa la habilidad de separar dos fotopicos de energías similares. La resolución del fotopico es:

$$R = \frac{\delta C}{C} \times 100 \quad (\text{A.3})$$

donde R es la resolución, en porcentaje, δC es el ancho del fotopico a la mitad de su altura máxima y, que mediante equipo asociado al detector (un analizador multicanal), se registra en número de canales, que corresponde a un intervalo de la energía, y C es el canal en donde se encuentra el máximo del pico.

A.3 Dispositivo experimental.

Para obtener el espectro de radiación γ se contó con los siguientes instrumentos:

- Detector de germanio hiperpuro (Ortec, modelo AL-30-0)
- Fuente de alto voltaje (Ortec-450)
- Preamplificador Ortec (acoplado al detector),
- Amplificador Ortec (Ortec-570)
- Software comercial asociado a tarjeta digitalizadora (Ortec)
- Computadora Personal (CP)

La figura A.2 muestra el dispositivo ya dispuesto.

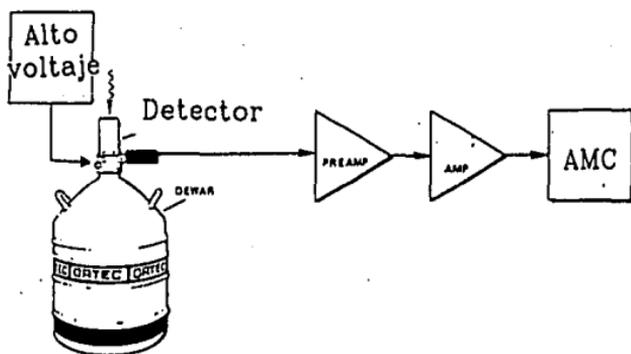


FIG. A. 2. Dispositivo para la obtención de un espectro de radiación γ , utilizando un detector de germanio hiperpuro (HpGe).

A.3.1 Procedimiento para la obtención de un espectro.

1. Antes de usar el detector de germanio, es necesario ponerlo en contacto térmico con nitrógeno líquido para bajar su temperatura y evitar dañarlo permanentemente cuando se le aplique el alto voltaje. Hay que esperar 6 horas mínimo antes de usarlo.
2. Una vez enfriado el sistema hay que alimentar el detector con 3500 Volts para su funcionamiento, y hacer los ajustes pertinentes en los instrumentos de periferia, como el amplificador.
3. Calibración del analizador multicanal (AMC). Cada pico que aparece en un espectro tiene asociado un número de canal y no una energía, por lo tanto, hay que calibrar éste en energía. Para la calibración se toman dos fuentes de energías conocidas y se colocan encima del detector; en el espectro se registran fotopicos que corresponden a las energías de emisión de las dos fuentes (puede darse el caso que aparezcan más de dos picos debido a que las fuentes emiten γ de más de una energía, como es el caso del ^{60}Co), y que se registran en los canales C_1, C_2 , respectivamente. Por el método de mínimos cuadrados se ajusta una curva a estos puntos, que puede ser la más sencilla: una recta. Estos datos se muestran en la tabla A.1.
4. Obtención del espectro de radiación ambiental. Una vez hecha la calibración del espectro el paso siguiente es la obtención del espectro de radiación ambiental. Aunque el detector es capaz de detectar fuentes débiles (por ejemplo, los elementos que se encuentran en la naturaleza en poca abundancia), es saludable dejar el mayor tiempo posible para el conteo y así poder distinguir los picos pequeños.
5. Mediante la calibración y el espectro de radiación ambiental, identificar los

elementos presentes en el ambiente y en los materiales de construcción.

6. Corrección del conteo registrado por eficiencia del detector. Como no está establecida una distancia entre las fuente y el detector, se emplea una curva de eficiencia ajustada por Golzarri [3]

A.3.2 Calibración del espectro.

Para llevar a cabo la calibración se utilizaron fuentes de ^{60}Co y ^{137}Cs . El espectro obtenido se muestra en la figura A.3. Los fotopicos que se registran tienen asociados los canales y energías siguientes:

Canal $\pm \delta C$	Energía (MeV)
263.53 \pm 2.77	0.662
459.05 \pm 2.87	1.170
518.73 \pm 2.88	1.330

Tabla A.1 Calibración del espectro utilizando ^{137}Cs y ^{60}Co .

Al ajustar una recta a los puntos se obtiene la siguiente ecuación:

$$E = 2.61 \times 10^{-3} \frac{\text{MeV}}{\text{Canales}} C - 2.71 \times 10^{-2} \text{MeV} \quad (\text{A.1})$$

donde E es la energía de los rayos γ y C es el número de canal donde aparece el fotopico.

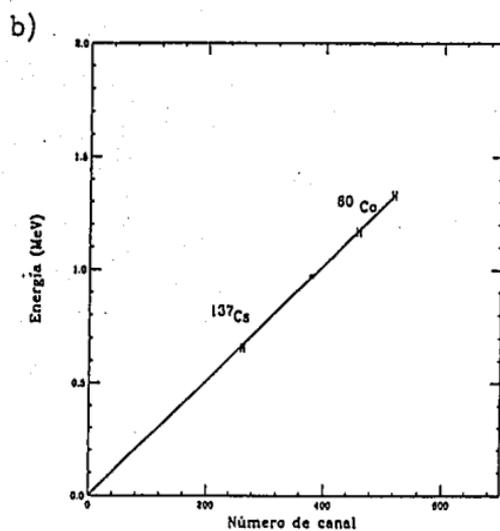
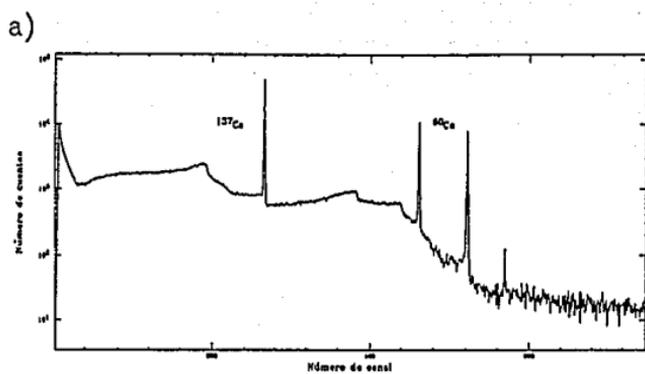


FIG. A. 3. a) Espectro de calibración. Se utilizaron fuentes calibradas: ^{60}Co y ^{137}Cs .
 b) Curva de calibración *Energía vs. Canal*

A.3.3 Obtención del espectro de radiación ambiental.

Herba la calibración del espectro y sin mover ningún parámetro en los dispositivos asociados al detector se procede a obtener el espectro de radiación ambiental γ , por lo tanto, ninguna fuente radiactiva deberá estar cerca del detector, ni aún en la misma habitación en donde se encuentre éste.

La lectura para la obtención del espectro de radiación ambiental no tiene distancia fuente-detector definida, es decir, se dejó el detector totalmente *abierto* a las muestras que se encuentran en el ambiente, lo que tiene por consecuencia que no se pueda corregir fácilmente el espectro debido a la eficiencia del detector. Esta es una desventaja porque a partir de las cuentas registradas se podría estimar la dosis debida a cada radionúclido registrado en el espectro.

El tiempo que se dejó leyendo el detector fue de aproximadamente 2.5×10^4 segundos. Esto ayudó a que los elementos que se encuentran en poca abundancia en el ambiente se notaran en el espectro, es decir, que los picos se definiieran.

El espectro obtenido de la radiación ambiental se muestra en las figuras siguientes.

El software proporciona los canales en donde se encuentran los picos por lo que es relativamente fácil obtener, a partir de la ecuación que relaciona la energía con el número de canal, las energías de los los fotopicos en el espectro.

Por ejemplo, el ^{40}K aparece en el canal 566 y que, empleando la ecuación de calibración A.1, corresponde a 1.151 MeV, que es muy cercano al valor de 1.161 MeV reportado en la literatura [4].

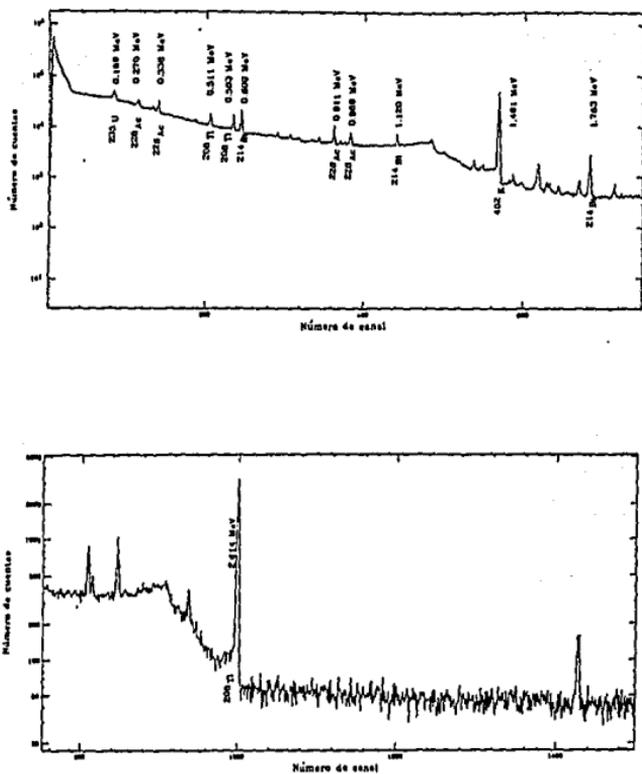


FIG. A. 4. Espectro de radiación ambiental γ dentro del edificio del acelerador de 5.5 MV, en el IFUNAM.

Buscando en tablas [1] y por comparación con espectros de radiación ambiental reportados en la literatura [2], se encuentran los emisores γ que hay en el ambiente (en este caso el monitoreo se realizó en el edificio 5.5 MV del IFUNAM). La tabla siguiente muestra los elementos encontrados y las energías de los rayos γ .

Radionúclidos encontrados en el Edif 5.5 MV	
Energía medida $\pm 2.6\%$ (MeV)	Radionúclido
0.185	$^{235}\text{U} - ^{229}\text{Ra}$
0.205	^{228}Ac
0.334	^{228}Ac
0.581	^{208}Tl
0.608	^{214}Bi
0.712	^{212}Bi
0.915	^{228}Ac
0.971	^{228}Ac
1.121	^{214}Bi
1.177	^{214}Bi
1.229	^{214}Bi
1.454	^{40}K
1.751	^{214}Bi
2.582	^{208}Tl

Tabla A.1 Radionúclidos en el interior del edificio del acelerador 5.5 MV del IFUNAM.

Para identificarlos se utilizaron los datos que aparecen en *Health Phys.* [1] y en *Radiation Detection and Measurement* [2].

A.3.4 Corrección por eficiencia.

A partir de un trabajo independiente realizado, que consistió en obtener la eficiencia de un detector de germanio hiperpuro [3], se corrigieron las lecturas obtenidas para el área bajo cada fotopico en el espectro.

La curva de eficiencia que se obtuvo en dicho trabajo es la siguiente:

$$\epsilon = 1.037\epsilon^{-2.207E} \quad (A.5)$$

donde ϵ es la eficiencia del detector y E es la energía del rayo γ ; para la obtención de esta ecuación se colocaron las fuentes emisoras de rayos γ , de energías conocidas, encima del detector. Basándose en esta ecuación para corregir las áreas de los fotopicos, se obtienen los valores mostrados en la tabla A.2.

Para obtener el área real bajo el pico, es decir, restando el fondo, se usa el software del analizador multicanal.

De las áreas obtenidas se observa que los radioisótopos ^{40}K y ^{208}Tl cuyas energías de emisión γ son 1.46 y 2.56 MeV respectivamente, son los más abundantes en el ambiente medido.

En el espectro de radiación ambiental se observa que los fotopicos corresponden a fuentes de radiación natural, no encontrándose fuentes artificiales.

Cuentas corregidas por eficiencia	
Radionúclido	Número de cuentas corregidas restando fondo
$^{235}\text{U} - ^{229}\text{Ra}$	84955
^{228}Ac	36483
^{228}Ac	65842
^{208}Tl	55933
^{214}Bi	109787
^{212}Bi	28318
^{228}Ac	94037
^{228}Ac	82530
^{214}Bi	84649
^{214}Bi	44954
^{214}Bi	47248
^{40}K	2866171
^{214}Bi	306272
^{208}Tl	3335961

Tabla A.2 Número de cuentas registrados por el GeHp, el tiempo de conteo fue de 2.5×10^5 segundos.

BIBLIOGRAFIA

- [1] AN 34 Experiments in Nuclear Science, Ortec Application Note, Second Edition, 1976.
- [2] Knoll, G. Background and detector shielding, tomado de Radiation Detection and Measurement, WIE, Wiley, 1989.
- [3] Golzarri, J. I. Comunicación personal, 1991.
- [4] Selected gamma emitters by increasing energy, tomado de Health Physics Handbook, Compiled and Edited by the Bureau of Radiological Health, 1970.