



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

37
201

FACULTAD DE CIENCIAS

"ESTUDIO DEL TRANSPORTE DE RADIACION
IONIZANTE Y EMISION DE LUZ EN
LiF:Mg,Ti (TLD-100)"

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 :

LUIS ALBERTO MEDINA VELAZQUEZ



DIRECTOR DE TESIS: DRA. MERCEDES RODRIGUEZ VILLAFUERTE

MEXICO, D. F.



1997

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

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

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:
"Estudio del transporte de radiación ionizante y emisión de luz en LiF:Mg,Ti
(TLD-100)"

realizado por MEDINA VELAZQUEZ LUIS ALBERTO

con número de cuenta 8823584-0 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

DRA. MERCEDES RODRIGUEZ VILLAFUERTE

Propietario

DRA. MARIA ISABEL GAMBOA DE BUEN

Propietario

M. EN C. OLGA LETICIA AVILA AGUIRRE

Suplente

DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUES

Suplente

M. EN C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS

EM
EM
Adato
Yvonne Esté Prandi
Consejo Departamental de Física

Consejo Departamental de Física

DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA
Coordinador de Licenciatura

FACULTAD DE CIENCIAS
LICENCIATURA EN FÍSICA

**“Se debe hacer de la vida un sueño,
y del sueño una realidad”.**

Pierre Curie

**Al pueblo de México,
un pueblo de soñadores.**

Agradecimientos

Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte

Por su apoyo, dedicación y sabia paciencia en la dirección de este trabajo. Además de directora de tesis, una gran amiga.

A mis sinodales:

Dra. María Isabel Gamboa de Buen
M. en C. Olga Leticia Avila Aguirre
Dra. María Ester Brandan Siques
M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos

No sólo por la revisión y corrección de esta tesis, sino también, por su colaboración y desempeño durante la realización de todo mi trabajo de investigación.

A todas ustedes, gracias por enseñarme a trabajar como un científico y a conocer la profundidad e importancia del quehacer académico.

De manera especial quiero agradecer a los Drs. Arnulfo Martínez Dávalos y María Isabel Gamboa, sus comentarios y sabias recomendaciones durante el desarrollo de este trabajo, los cuales, me fueron de mucha ayuda.

Al Fís. Cesar G. Ruiz Trejo por su dirección en el manejo de la fuente radiactiva de ^{60}Co y a la M. en C. Ana Elena Buenfil por las facilidades prestadas en el Lab. de Dosimetría durante el trabajo experimental, pero sobre todo, por su apoyo y amistad.

Al Dr. Jorge García Macedo por sus sugerencias y comentarios entorno a la medición experimental del coeficiente de absorción óptico del TLD-100.

A la M. en C. Jaqueline Cañetas por las fotografías del TLD-100 con el microscopio electrónico y al Sr. Alfredo Sánchez por el trabajo fotográfico de la fuente de ^{60}Co .

A Santiago Díaz Azuara, José Juan Pliego Silva y Oscar Mendoza González, quienes a pesar de las limitantes técnicas del servicio de cómputo del IFUNAM, hicieron posible la impresión de esta tesis.

Y la voluntad que allí residía no ha muerto. Quién conoce los misterios de la voluntad, con todo su rigor? Dios no es más que una gran voluntad, que domina todas las cosas con su fuerza. El hombre no se rinde a los ángeles más que al debilitársele su voluntad.

Joseph Glanville

A mis padres,
los de la firme esperanza;
mi constante motivación:
Salvador Medina Reynoso y
Rafaela Velázquez Uribe.

A mis hermanas,
las del espíritu solidario;
grandes mujeres:
María Esther, Laura,
Griselda, María Elena
y Elizabeth.

A mis hermanos,
los buscadores de sueños;
variedad de pensamientos:
Gerardo, Salvador, Jesús,
Rafael, Humberto, Francisco
y Víctor.

**Si conocieran los límites del Universo,
entonces entenderían lo mucho que los quiero.**

A la memoria de mi abuela:
Sra. María Uribe Paredes

A la Universidad Nacional Autónoma de México, por darme la oportunidad de ser un de los pocos privilegiados en este país en obtener una educación superior de calidad dentro de una universidad pública.

A los proyectos DGAPA-IN100396 y CONACyT 0077P-E por las becas otorgadas durante la realización de este trabajo.

En especial a:

Federico, Héctor, Ernesto M., Bolívar y Alejandro, por nuestros grandes ideales.

Magdalena, Claudio, Arcadio, Vanesa, Armando y Adrián, por todas las aventuras que pasamos juntos.

Adolfo, Oscar, Rubén, Francisco, Tere y demás amigos y compañeros del IFUNAM, del Lab. de Dosimetría y de la Facultad de Ciencias, con quienes pase gratos momentos.

Finalmente a Clara, Blanca, Edgar, Ricardo, Ramón, Geny, Gerardo y demás compañeros del CCH con quienes disfrute mi adolescencia.

Ahh!, y a los Drs. Belmont y Menchaca quienes seguramente no olvidaran mi estancia en su laboratorio.

Contenido

Introducción	3
1 Radiación ionizante	5
1.1 Radiación ionizante	6
1.2 Interacción de la radiación ionizante con la materia	8
1.2.1 Radiación electromagnética	8
1.2.2 Partículas cargadas	17
2 Dosimetría de la radiación	20
2.1 Principios de dosimetría	21
2.1.1 Definiciones	21
2.1.2 Equilibrio de partícula cargada (EPC)	22
2.1.3 Cálculo de dosis absorbida	23
2.1.4 Teoría de cavidades	24
2.1.5 Dosímetros	27
2.1.6 Dosimetría Termoluminiscente (DTL)	29
3 El Método Monte Carlo	35
3.1 Introducción	36
3.2 Simulación MC	37
3.2.1 Funciones de probabilidad	37
3.2.2 Generación de números aleatorios	39
3.2.3 Técnicas de muestreo	39
3.3 Código EGS4	44
3.3.1 Implementación general del código EGS4	44

4	Simulación Monte Carlo para el transporte de radiación y depósito de energía en el cristal TLD-100	47
4.1	Introducción	48
4.2	Transporte de radiación	48
4.2.1	Consideraciones geométricas	48
4.2.2	Consideraciones para el depósito de la energía	51
4.3	Energía depositada por los rayos γ de una fuente de ^{60}Co	53
4.3.1	Descripción de la fuente de ^{60}Co	53
4.3.2	Simulaciones MC para la emisión y el transporte de fotones	57
4.3.3	Resultados de la distribución espacial de la energía depositada	69
4.4	Energía depositada por rayos X	72
4.4.1	Descripción del irradiador de rayos X	72
4.4.2	Simulación MC para la emisión y el transporte de rayos X	74
4.4.3	Resultados de la distribución espacial de la energía depositada	76
4.5	Energía depositada por partículas α	78
4.5.1	Descripción de la fuente	78
5	Simulación Monte Carlo para la emisión y transporte de luz en el cristal TLD-100	80
5.1	Introducción	81
5.2	Emisión y transporte de luz	81
5.3	Desarrollo experimental	87
5.4	Cálculo del coeficiente de absorción óptico (μ) de un TLD-100 y reflectividad (δ) de la plancheta del equipo lector	93
5.4.1	Cálculo del coeficiente de absorción óptico	95
5.4.2	Cálculo del coeficiente de reflectividad	96
5.5	Emisión relativa de luz, como función de la distribución espacial de energía depositada	98
6	Conclusiones	100
	Bibliografía	103

Introducción

Dentro del proyecto de investigación *Respuesta de materiales termoluminiscentes a la radiación densamente ionizante*, que se lleva a cabo como una de las actividades del Laboratorio de Dosimetría de la Radiación del Departamento de Física Experimental del IFUNAM, se planteó la necesidad de estudiar el transporte de la luz generada dentro de un dosímetro termoluminiscente (TLD-100), en función de la distribución espacial de la dosis.

Los dosímetros TLD-100 son cristales de fluoruro de litio, dopados con magnesio y titanio (LiF:Mg,Ti), que se caracterizan por sus propiedades termoluminiscentes. La termoluminiscencia es la emisión de luz mediante estimulación térmica, que se obtiene como consecuencia de la interacción de la radiación ionizante con el cristal. Así mismo, la cantidad de luz emitida por el cristal depende del tipo de radiación incidente y es proporcional a la energía depositada.

Con el fin mencionado se desarrolló una serie de simulaciones Monte Carlo (MC), que permitió analizar el transporte de la radiación ionizante dentro del cristal, con el consecuente depósito de energía, y después el transporte de luz producida en las zonas donde se determinó dicho depósito. Al respecto se trabajó con tres tipos de radiaciones: fotones de una fuente radiactiva de ^{60}Co ($\bar{E} = 1.25 \text{ MeV}$), rayos X producidos en un generador de rayos X ($\bar{E} = 10 \text{ keV}$) y partículas α de ^{241}Am ($\bar{E} = 5.3 \text{ MeV}$).

Los resultados obtenidos durante el desarrollo de la investigación permitieron describir con suficiente detalle la manera en que la radiación deposita energía dentro del TLD-100. A la par de estos resultados fue posible conocer, y como consecuencia de las simulaciones, la forma y distribución espacial de la fuente de ^{60}Co del Laboratorio de

Dosimetría.

Referente al transporte de luz, en una primera aproximación se logró simular su transporte considerando un caso ideal de la estructura del TLD-100, esto es, un monocristal de LiF transparente. Lo anterior se realizó considerando diferentes mecanismos ópticos de interacción, como reflexión, transmisión etc.

Posteriormente se obtuvieron resultados experimentales que permitieron analizar el fenómeno de absorción de luz que se presenta dentro del cristal. En este contexto se elaboró una nueva serie de simulaciones en que se incluye el efecto de absorción. A partir de estas simulaciones se determinó la eficiencia relativa de emisión de luz de los dosímetros TLD-100 irradiados con rayos γ y X respecto a la irradiación con partículas α .

Capítulo 1

Radiación ionizante

**“Soy de aquellos que piensan
que la humanidad obtendrá más beneficio
que daño
con los nuevos descubrimientos.”**

Pierre Curie

1.1 Radiación ionizante

En Física, la palabra radiación se traduce como energía en movimiento. En particular, la radiación ionizante puede ser atómica o subatómica, es decir, proviene principalmente de los átomos y de sus componentes. De esta forma, los átomos, sus núcleos, los electrones, los protones, los neutrones y los fotones al trasladarse a través del espacio son radiación ionizante.

La radiación ionizante se caracteriza por su habilidad para ionizar y excitar los átomos de la materia con la que interacciona. Para que algún tipo de radiación pueda ser llamada ionizante, ésta debe tener la suficiente energía cinética que le permita ionizar al átomo.

Los tipos más importantes de radiación ionizante son:

- **Rayos Gamma (γ).** Radiación electromagnética emitida por núcleos radiactivos (inestables), o en reacciones de aniquilación entre materia y antimateria. La energía de cualquier fotón electromagnético esta dada por:

$$E_{\gamma} = h\nu$$

donde $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$, es la constante de Planck y ν es la frecuencia del fotón (s^{-1}).

- **Rayos X.** Radiación electromagnética producida por partículas cargadas, por lo general electrones, debido a un cambio entre niveles energéticos en las órbitas atómicas (llamados rayos X característicos o fluorescentes) o a consecuencia de la aceleración inducida por un campo de fuerza Coulombiano (rayos X continuos o *Bremstrahlung*).
- **Electrones Rápidos.** Cuando son emitidos por un núcleo se les conoce como partículas beta y pueden ser de carga positiva o negativa (si son de carga positiva se les llama positrones). Si los electrones se obtienen como resultado de colisiones con partículas cargadas, entonces se les llama rayos δ . También es posible obtener

haces continuos de electrones por medio de aceleradores electrostáticos (Van de Graff) o haces discretos (pulsados) de energía mayor en aceleradores lineales (Betatrón, Microtrón).

- **Partículas Cargadas Pesadas (PCP).** Se denomina PCP cualquier tipo de partícula cargada con masa mayor que la masa del electrón. Se aceleran usualmente en aceleradores electrostáticos o lineales. Algunas partículas pesadas, como las partículas α , pueden ser obtenidas por medio de núcleos radiactivos.

Los tipos de partículas pesadas más comunes son:

- Protón
- Deuterón
- Tritón
- Partículas α
- Núcleos de átomos pesados

- **Neutrones.** Partículas neutras obtenidas en reacciones nucleares, y que no pueden ser aceleradas electrostáticamente.

La radiación ionizante se ha clasificado en dos grupos con el fin de enfatizar las diferencias existentes entre partículas cargadas y no cargadas, así como su interacción con la materia.

- **Radiación Directamente Ionizante.** Partículas cargadas, las cuales transmiten directamente su energía a la materia, por medio de un gran número de pequeñas interacciones coulombianas con los electrones y núcleos que la componen, a lo largo de su trayectoria de recorrido.
- **Radiación Indirectamente Ionizante.** Partículas no cargadas, como rayos γ , rayos X y neutrones, las cuales primero transmiten su energía a partículas cargadas de la materia mediante un número relativamente pequeño de interacciones. Posteriormente, estas partículas cargadas depositan la energía en la materia.

1.2 Interacción de la radiación ionizante con la materia

1.2.1 Radiación electromagnética

A diferencia de las partículas cargadas, los fotones son eléctricamente neutros y pierden energía sólo cuando interactúan con la materia. Por consiguiente, los fotones pueden viajar cierta distancia antes de interactuar con algún átomo. Qué tanto puede penetrar un fotón la materia antes de sufrir alguna interacción, es determinado estadísticamente mediante probabilidades de interacción por unidad de distancia recorrida, lo cual depende del medio atravesado y de la energía del fotón.

Quando un fotón interactúa con la materia, éste puede ser absorbido o dispersado, con o sin pérdida de energía. De esta forma se han determinado cinco procesos principales de interacción de radiación electromagnética con materia; éstos son:

1. Efecto Compton
2. Efecto Fotoeléctrico
3. Producción de Pares
4. Dispersión Rayleigh
5. Interacciones Fotonucleares

Los principales mecanismos para depositar energía son los efectos Compton, fotoeléctrico y la producción de pares. Se hará mayor énfasis en ellos en las siguientes secciones, dada su importancia en este trabajo.

En la dispersión Rayleigh el fotón dispersado es redireccionado un ángulo pequeño sin que se observe pérdida de energía y observándose únicamente un ligero retroceso en el átomo en que incide, con el fin de conservar momento.

La interacción fotonuclear es importante cuando la energía de los fotones es de algunos MeV, con la cual es posible producir neutrones en una interacción del tipo (γ, n) con una consecuente activación.

El siguiente esquema muestra la importancia relativa de los tres principales mecanismos de interacción de fotones con la materia. Las

curvas indican los valores del número atómico (Z) del material y de la energía (E) del fotón, para los cuales dos de los mecanismos de interacción coinciden en importancia.

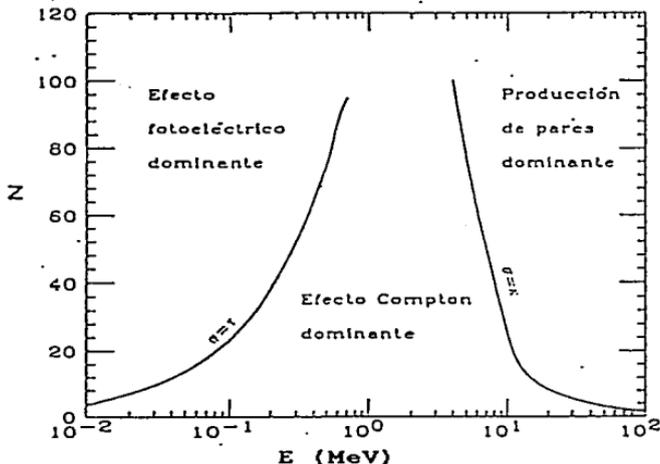


Figura 1.1: Importancia relativa de los tres procesos principales de interacción de rayos γ con la materia. Las curvas determinan los valores de Z y E donde las probabilidades de los eventos indicados es igual.

1. Efecto Compton

El efecto Compton se refiere al cambio, tanto en la dirección como en la longitud de onda de fotones, a consecuencia de la dispersión inelástica producida después de una colisión con un electrón. La Fig. (1.2) describe la cinemática del efecto Compton.

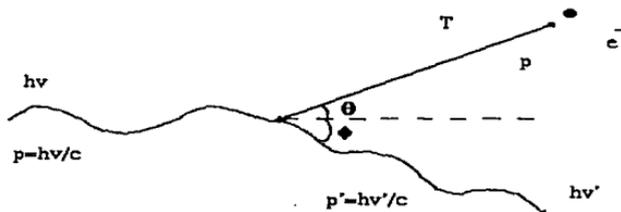


Figura 1.2: Descripción del efecto Compton. El fotón incidente lleva energía cinética $h\nu$ y el fotón resultante $h\nu'$. El electrón Compton adquiere momento p y energía T .

Un fotón con energía cuántica $h\nu$ que colisiona con un electrón, el cual se supone libre y en reposo, es dispersado en un ángulo ϕ respecto de su dirección original con una energía cinética $h\nu'$, mientras que el electrón se dispersa en un ángulo θ con energía cinética T .

El análisis de la cinemática del proceso anterior, basado en la conservación del momento y la energía, determina tres ecuaciones que describen el comportamiento de las partículas después de la colisión:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)(1 - \cos \phi)} \quad (1.1)$$

$$T = h\nu - h\nu' \quad (1.2)$$

$$\cot \theta = \left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}\right) \tan \left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (1.3)$$

Sección eficaz diferencial Compton

La probabilidad de que un fotón interactuare con un electrón libre en una colisión Compton fue determinada por Klein y Nishina en 1928 [Ev 55]. Se expresa mediante la fórmula de *sección eficaz diferencial* (fórmula K-N):

$$\frac{d_e \sigma}{d\Omega_\phi} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \text{sen}^2 \phi \right) \quad (1.4)$$

donde r_0 es el radio atómico y $h\nu'$ se obtiene mediante la Ec. (1.1). La Eq. (1.4) representa la probabilidad por unidad de ángulo sólido (en sr), de que un fotón que atraviesa una lámina que contiene un electrón por cm^2 , sea dispersado dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ en un ángulo ϕ .

La *sección eficaz total* K-N por electrón ($\epsilon\sigma$) se obtiene integrando la Ec. (1.4), sobre todos los posibles ángulos ϕ en los que los fotones pueden ser dispersados. Por consiguiente, $\epsilon\sigma$ representa la probabilidad de que ocurra una dispersión Compton sobre cualquier fotón que atraviesa un medio que contiene un electrón dispersor por cm^2 .

Es importante mencionar que $\epsilon\sigma$ es independiente del número atómico Z , pues hemos considerado un electrón libre. De esta forma, y dado que un átomo neutro contiene Z electrones, la *sección eficaz K-N* por átomo (σ) de cualquier Z está dada por:

$$\sigma = Z \epsilon\sigma \quad [cm^2/\text{átomo}] \quad (1.5)$$

Así mismo, la correspondiente *sección eficaz K-N* por unidad de masa σ/ρ , llamado *coeficiente másico de atenuación* se obtiene de:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} \epsilon\sigma \quad [cm^2/g] \quad (1.6)$$

donde $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ (1/mol) es el número de Avogadro, Z = número atómico, A = peso molecular (g) y ρ = densidad (g/cm^3).

De este modo:

$$\frac{N_A Z}{A} = \text{número de electrones por gramo de material.}$$

El coeficiente másico de transferencia de energía se define en términos del coeficiente másico de atenuación como:

$$\frac{\sigma_{tr}}{\rho} = \frac{\sigma \bar{T}}{\rho h\nu} \quad (1.7)$$

donde el factor $\bar{T}/h\nu$ representa la energía promedio del fotón incidente que es convertida en energía cinética del electrón Compton.

2. Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es la interacción más importante entre fotones de baja energía y la materia. La siguiente figura describe la cinemática del efecto fotoeléctrico:

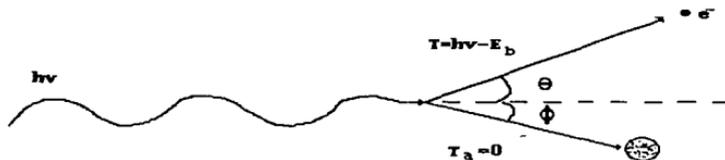


Figura 1.3: Descripción del efecto fotoeléctrico. El fotón incidente $h\nu$ es absorbido completamente y se emite un fotoelectrón con energía T a un ángulo θ .

Un fotón de energía cuántica $h\nu$ colisiona con un electrón ligado a un átomo con energía de ligadura E_b . El fotón entonces desaparece cediendo su energía al electrón, el cual es emitido con un ángulo θ respecto a la dirección del fotón incidente. Para conservar el momento, el átomo residual retrocede y su energía cinética T_a es prácticamente cero. Por lo tanto, la energía cinética transmitida al electrón, independientemente del ángulo de dispersión θ , es:

$$\begin{aligned} T &= h\nu - E_b - T_a \\ &\sim h\nu - E_b \end{aligned} \quad (1.8)$$

Sección eficaz atómica

Debido a que todo el átomo participa en la interacción fotoeléctrica, la probabilidad de la interacción es caracterizada por una *sección eficaz atómica* con unidades [$\text{cm}^2/\text{átomo}$].

La *sección eficaz de interacción por átomo*, integrando sobre todos los posibles ángulos de emisión y considerando la región energética donde el efecto fotoeléctrico es importante (energías menores o iguales a $h\nu \approx 0.1 \text{ MeV}$), se determina por [At 86]:

$$\sigma \tau \propto \frac{Z^4}{(h\nu)^3} \quad [\text{cm}^2/\text{átomo}] \quad (1.9)$$

Tomando en cuenta las consideraciones que se hicieron en las Ec.(1.5) y (1.6), el coeficiente másico de atenuación esta dado por:

$$\frac{\tau}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{h\nu}\right)^3 \quad [\text{cm}^2/\text{g}] \quad (1.10)$$

Cuando un electrón es removido de su capa atómica a consecuencia de una interacción fotoeléctrica, la vacante resultante es ocupada rápidamente por algún electrón proveniente de las capas superiores menos ligadas. Para vacancias generadas en las capas K y L, esta transición es a veces acompañada por la emisión de rayos X fluorescentes de energía cuantica $h\nu_K$ o $h\nu_L$ respectivamente. La probabilidad de que esto suceda se conoce como producción de fluorescencia Y_K y Y_L [At 86].

Un mecanismo alternativo, mediante el cual el átomo puede disponer de una parte de la energía E_b que no es utilizada en la emisión de rayos X fluorescentes, es conocido como efecto Auger. En el efecto Auger el átomo expulsa uno o más de sus electrones con la suficiente energía cinética que le permita consumir ese exceso de energía.

La fracción de la energía transferida a los electrones del medio (i.e. fotoelectrones y electrones Auger) puede ser expresada como $1 - \delta/h\nu$, donde δ es la energía promedio que es emitida como radiación fluorescente que se produce después de la absorción fotoeléctrica en el material. Así como el coeficiente másico de atenuación τ/ρ indica la fracción de fotones que son absorbidos durante una interacción fotoeléctrica, el *coeficiente másico de transferencia de energía*:

$$\frac{\tau_{tr}}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} \left(1 - \frac{\delta}{h\nu} \right) \quad (1.11)$$

indica la fracción de la energía que es transferida a los electrones del material.

3. Producción de pares

Un fotón con energía cinética mínima de $2m_0c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ puede ser convertido en un par electrón-positrón (e^- , e^+) a consecuencia de su interacción con el campo de fuerza coulombiano de un núcleo atómico.

La producción de pares puede ocurrir también en el campo de un electrón atómico, pero la probabilidad de esto es muy baja, ya que la energía umbral necesaria para tal evento es de $4m_0c^2$. Este proceso es conocido como producción de "triplete", debido a la presencia del electrón atómico en retroceso que se observa junto al par. No haré referencia de este evento durante el desarrollo del presente trabajo.

La siguiente figura ilustra la cinemática del proceso:

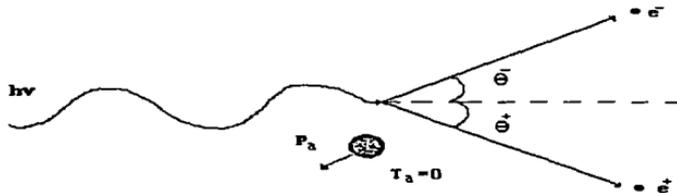


Figura 1.4: Descripción de la producción de pares en el campo del núcleo. El fotón incidente es totalmente absorbido dando origen a un par positrón-electrón.

Cuando la producción de pares ocurre en un campo nuclear, el núcleo, debido a su gran masa comparada con la del e^- , retrocede con energía T_a despreciable. El fotón incidente $h\nu$ consume toda su energía cuántica en la creación del par e^- , e^+ , con energía cinética T^- , T^+

respectivamente. Por consiguiente:

$$\begin{aligned} h\nu &= 2m_0c^2 + T^- + T^+ \\ &= 1.022 \text{ MeV} + T^- + T^+ \end{aligned} \quad (1.12)$$

El e^- y e^+ no reciben necesariamente la misma energía cinética, pero su energía promedio es:

$$\bar{T} = \frac{h\nu - 1.022 \text{ MeV}}{2} \quad (1.13)$$

El ángulo promedio de desviación relativo a la dirección original del fotón es:

$$\bar{\theta} \approx \frac{m_0c^2}{\bar{T}} \quad [\text{radianes}] \quad (1.14)$$

Coefficiente másico de transferencia de energía

El coeficiente másico de atenuación para producción de pares (nuclear) esta dado por [At 86]:

$$\frac{\kappa}{\rho} = {}_a\kappa \cdot \frac{N_A}{A} \quad [\text{cm}^2/\text{g}] \quad (1.15)$$

en donde ${}_a\kappa$ es la sección eficaz por átomo para la producción de pares.

Cuando un fotón es absorbido durante la producción de pares, sólo una parte de su energía se utiliza como energía cinética del par e^- , e^+ ; esto es:

$$\left(\frac{h\nu - 2m_0c^2}{h\nu} \right) \quad (1.16)$$

Entonces el coeficiente másico de transferencia de energía se define por:

$$\frac{\kappa_{tr}}{\rho} = \frac{\kappa}{\rho} \left(\frac{h\nu - 2m_0c^2}{h\nu} \right) \quad (1.17)$$

El resto de la energía del fotón se utiliza en la creación misma del par.

4. Atenuación y absorción de radiación electromagnética

La posibilidad de que un fotón atravesase algún material, es gobernada por la probabilidad, por unidad de distancia recorrida, de que el fotón interactúe en la materia mediante alguno de los procesos físicos que se describieron anteriormente.

Cuando alguna interacción ocurre, ésta siempre será catastrófica, i.e. el fotón incidente original desaparecerá del haz. En consecuencia, el haz original de fotones incidentes (denominado haz primario), sufre durante su recorrido en el medio una atenuación de intensidad y no un cambio en energía.

Si consideramos un haz monoenergético de fotones de intensidad I_0 que atraviesa un material de espesor x , entonces la intensidad del haz que logra atravesar el material está dada por:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.18)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación lineal (que es función de la energía de los fotones incidentes).

Los coeficientes de atenuación lineal σ , τ , y κ representan las secciones eficaces atómicas (${}_a\sigma$, ${}_a\tau$, ${}_a\kappa$) multiplicadas por el número de átomos por cm^3 de materia, y tienen dimensiones de cm^{-1} . El coeficiente de atenuación lineal μ es la suma de los coeficientes de atenuación lineal y representa la probabilidad de que un fotón incidente tenga una interacción cualquiera al atravesar el medio. De igual forma, el coeficiente másico de atenuación total, μ/ρ , se obtiene como:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad [cm^2/g] \quad (1.19)$$

El coeficiente másico de transferencia de energía (μ_{tr}/ρ), representa la probabilidad (por unidad de espesor) de que un fotón transfiera su energía a las partículas cargadas del material irradiado con las que interactúa, sin considerar proceso o lugar mediante el que las partículas cargadas pierden posteriormente esa energía:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\sigma_{tr}}{\rho} + \frac{\tau_{tr}}{\rho} + \frac{\kappa_{tr}}{\rho} \quad [cm^2/g] \quad (1.20)$$

Finalmente, el coeficiente másico de absorción de energía (μ_{en}/ρ), representa la probabilidad de que la energía que transferida por los

fotones a los electrones del material irradiado (por unidad de espesor), sea depositada en éste.

El coeficiente μ_{en}/ρ se relaciona con μ_{tr}/ρ mediante la relación:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (1.21)$$

donde g representa la fracción promedio de la energía perdida por interacciones radiativas (bremsstrahlung o aniquilación de positrones en vuelo) de los electrones secundarios. La probabilidad de que un fotón ceda su energía al material, dependerá de su energía, del número atómico y de la densidad del material.

1.2.2 Partículas cargadas

Debido a la fuerza eléctrica Coulombiana que rodea a una partícula cargada, ésta interacciona directamente con los electrones o el núcleo de los átomos que atraviesa. En muchas de estas interacciones, las partículas cargadas transfieren pequeñas fracciones de su energía cinética inicial, en lo que podemos llamar una pérdida energética gradual o continua. La probabilidad de que una partícula cargada atraviese una capa de algún material sin sufrir alguna interacción es prácticamente nula.

En particular, los electrones, debido al campo electromagnético producido por su carga, presentan tres tipos principales de interacción al atravesar la materia:

- a) Colisiones Inelásticas con electrones atómicos
- b) Colisiones Elásticas con el núcleo o electrones atómicos
- c) Colisiones Inelásticas con el núcleo (bremsstrahlung)

Para el estudio de la interacción de electrones con la materia, es necesario hacer ciertas consideraciones especiales, tomando en cuenta que: *i*) durante las interacciones con electrones atómicos se pueden presentar grandes pérdidas de energía, *ii*) tanto el electrón incidente como el atómico, son partículas indistinguibles y *iii*) se presentan efectos relativistas para energías mayores a 100 keV.

La interacción de partículas cargadas pesadas con la materia es menos complicada que la interacción de partículas ligeras. Por ejemplo, los protones y las partículas α pierden la mayor parte de su energía al ionizar y excitar los átomos de la materia que atraviesan. La dispersión nuclear elástica y el bremsstrahlung son, por lo general, despreciables en comparación con la ionización. Además, la trayectoria de estas partículas tiende a ser en línea recta, de tal forma que la longitud de camino recorrido p y el alcance R son prácticamente equivalentes.

La interacción coulombiana de partículas cargadas (PC) puede ser caracterizada en términos del parámetro de impacto b y el radio atómico a . Los siguientes tipos de interacción describen dicho proceso:

- Colisión suave ($b \gg a$). Cuando una PC pasa a una distancia considerable de un átomo, la influencia del campo coulombiano afecta a éste en su conjunto, excitando los niveles energéticos de sus últimas capas y en ocasiones ionizándolo. El efecto neto es la transferencia de pequeñas cantidades de energía (del orden de eV) a los átomos de la materia.
- Colisiones fuertes ($b \sim a$). Cuando el parámetro de impacto b es del orden del radio atómico, es muy probable que la partícula incidente interactúe primero con los electrones atómicos, los cuales son expulsados del átomo con una considerable energía cinética. Este tipo de electrones son conocidos como rayos δ . Los rayos δ disipan su energía cinética a lo largo de trayectorias fragmentadas y separadas de las trayectorias de las partículas incidentes (conocido en inglés como *spur*).
- Interacciones coulombianas con el campo nuclear externo ($b \ll a$). Si el parámetro de impacto de la PC es mucho menor que el radio atómico, el campo coulombiano de la PC interactúa directamente con el núcleo. Este tipo de interacciones es más importante para electrones, siendo un caso especial, aquél en que los electrones son dispersados elásticamente sin producir rayos X o excitar el núcleo. Principalmente por esta razón los electrones siguen trayectorias tortuosas, especialmente en materiales de número atómico grande.

Alcance \mathcal{R}

Para partículas cargadas de un tipo y energía dada que penetran en un medio, el alcance \mathcal{R} es el valor esperado de la longitud de trayectoria de la partícula, hasta que llega al reposo [At 86].

El alcance proyectado $\langle t \rangle$, es el valor esperado de la mayor penetración t_f en la dirección inicial.

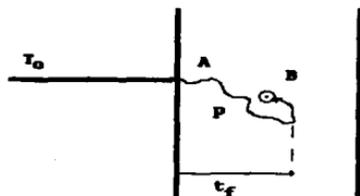


Figura 1.5: Ilustración del concepto de longitud de recorrido p y mayor alcance de penetración t_f para un electrón.

La penetración de los electrones en la materia es diferente de la de las partículas pesadas, ya que los electrones pueden perder gran parte de su energía en una sola colisión con algún electrón atómico o al emitir un cuanto de radiación.

Capítulo 2

Dosimetría de la radiación

**“As low
as reasonably attainable.”
ALARA**

2.1 Principios de dosimetría

La dosimetría de la radiación tiene que ver con la medición de la dosis o de la tasa de dosis que se obtiene como resultado de la interacción de la radiación ionizante con la materia. En un contexto más amplio, la dosimetría se refiere al cálculo o medición de todas aquellas cantidades, además de la dosis, que describen el proceso de interacción entre la radiación ionizante y la materia.

2.1.1 Definiciones

A continuación se describen algunos de los términos más importantes en dosimetría.

Kerma (K). Es el valor esperado de la energía transferida a partículas cargadas por unidad de masa, liberadas por partículas indirectamente ionizantes en un elemento de volumen de materia.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad [Gy = (J/kg)] \quad (2.1)$$

Dosis (D). Es el valor esperado de la energía absorbida por la materia por unidad de masa en un punto de interés.

$$D = \frac{dE_{ab}}{dm} \quad [Gy] \quad (2.2)$$

Tasa de Dosis (\dot{D}). Es la dosis depositada por unidad de tiempo.

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dE_{ab}}{dm} \right) \quad [Gy/s] \quad (2.3)$$

Fluencia de partículas (Φ). Es el cociente entre dN y da , donde dN es el número de partículas ionizantes que entran en una esfera de área efectiva (área de la sección transversal) da .

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad [1/m^2] \quad (2.4)$$

Tasa de fluencia de partículas (φ). Es el cociente de $d\Phi$ y dt , donde $d\Phi$ es el incremento en la fluencia de partículas durante un tiempo infinitesimal dt .

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dN}{da} \right) \quad [1/(m^2 \cdot s)] \quad (2.5)$$

Fluencia de energía (Ψ). Es el cociente entre dR y da , donde dR es la suma de todas las energías, sin considerar la energía de la masa en reposo, de todas las partículas que entran en una esfera de área efectiva da :

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad [J/m^2] \quad (2.6)$$

Un caso de interés se observa cuando tratamos con partículas monoenergéticas de energía E , ya que en este caso $R = EN$ y por consiguiente:

$$\Psi = E\Phi$$

Tasa de fluencia de energía (ψ). Es el cociente de $d\Psi$ por dt , donde $d\Psi$ es la fluencia de energía en el tiempo dt :

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dR}{da} \right) \quad [J/(m^2 \cdot s)] \quad (2.7)$$

2.1.2 Equilibrio de partícula cargada (EPC)

Existe EPC en un punto P , centrado en un volumen V , si al irradiar éste, el número de partículas cargadas que salen de V con energía cinética E_k , es igual al número de partículas cargadas que entran a V , con la misma energía.

Si existe EPC en un punto dado, entonces la dosis es igual al kerma en dicho punto:

$$D \stackrel{EPC}{=} K_e$$

El EPC no existe en regiones donde la densidad de partículas cargadas varía apreciablemente dentro de una distancia del orden del alcance de estas partículas. Por ejemplo, no hay EPC cerca de una fuente

puntual de radiación donde la intensidad cambia rápidamente como función de la distancia; cerca de interfaces entre materiales de diferente composición, o en lugares donde la radiación primaria de fotones es de energía tan alta, que el alcance de las partículas secundarias no puede ser despreciable en comparación con el camino libre medio ($1/\mu$) de los fotones primarios.

2.1.3 Cálculo de dosis absorbida

Radiación electromagnética

La dosis absorbida en un material de coeficiente de atenuación lineal μ ($1/\text{cm}$) y densidad ρ (g/cm^3), a consecuencia del paso de radiación electromagnética con fluencia de energía φ ($1/\text{cm}^2 \text{ s}$) y energía E (MeV) durante un tiempo t (s), se calcula como:

$$D \stackrel{\text{EPC}}{=} 1.602 \times 10^{-6} \varphi E \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right) t \quad [\text{rad} = 0.01 \text{ Gy}] \quad (2.8)$$

El cálculo de φ en presencia de atenuadores requiere de consideraciones más complicadas, tanto de atenuación como de dispersión, así como del conocimiento del espectro de energía que no siempre es monoenergético.

En la ecuación anterior se supone que existe EPC, ya que (μ_{en}/ρ) incluye sólo la energía depositada en el elemento de masa de interés.

Partículas cargadas (electrones)

Para determinar la dosis absorbida en un medio, a consecuencia de su interacción con electrones, primero es necesario calcular la longitud de camino recorrida promedio \bar{S} , alcance CSDA (Continuous Slowing Down Approximation) [At 86], considerando la energía cinética inicial T_0 .

A partir de esta información es posible determinar la energía cinética residual de los electrones (T_{ex}) y en consecuencia podemos obtener la energía transferida en las colisiones de la interacción:

$$\Delta T_c = (T_0 - T_{\text{ex}}) \quad [\text{MeV}]$$

Por lo tanto, la dosis promedio absorbida por el material es:

$$\bar{D} = 1.602 \times 10^{-6} \frac{\Phi \Delta T_c}{\rho d} \quad [rad] \quad (2.9)$$

con ρ la densidad del material (g/cm^3), d el espesor (cm) y Φ la fluencia de electrones ($1/cm^2$).

2.1.4 Teoría de cavidades

Para medir la dosis absorbida en un medio expuesto a radiación ionizante, es necesario sustituir parte del medio por un dispositivo que nos permita obtener información acerca de la dosis absorbida. Este sistema es conocido como cavidad, y puede ser un gas, un líquido o un sólido.

Por lo general la cavidad difiere del medio en densidad y número atómico, y en consecuencia tendrá características diferentes para la absorción de energía respecto a las del medio de estudio.

Considérese una cavidad localizada en un medio irradiado por un flujo de fotones Φ , uniformemente espaciado. En cualquier punto dentro del medio, a una profundidad igual o mayor que el alcance de los electrones secundarios, existirá equilibrio de partícula cargada y la densidad del flujo de fotones generará una densidad de flujo de electrones Φ_e , también uniforme espacialmente.

Considerando la fluencia de energía $\Psi = 1.602 \times 10^{-6} \varphi E t$, en términos de la Ec. (2.8) es posible estimar la dosis absorbida en el medio D_m como:

$$D_m = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m \quad (2.10)$$

que también puede ser escrita en términos de la fluencia de electrones Φ_e [$1/cm^2$] como:

$$\begin{aligned} D_m &= \Phi_e \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)_m [MeV/g] \\ &= 1.602 \times 10^{-6} \Phi_e \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_m [rad] \end{aligned} \quad (2.11)$$

con $\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)$ [MeV cm²/g] el poder de frenado para electrones monoenergéticos.

La ecuación anterior sólo es válida para láminas delgadas atravesadas por electrones, cuando se cumplen las siguientes condiciones:

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

En general, la dosis absorbida por la cavidad D_c es diferente de D_m , si el material de la cavidad es diferente al del medio.

Referente al tamaño de la cavidad, es necesario distinguir tres situaciones:

1. Las dimensiones de la cavidad son pequeñas comparadas con el alcance de los electrones.
2. Las dimensiones de la cavidad son grandes comparadas con el alcance de los electrones.
3. Las dimensiones de la cavidad son comparables con el alcance de los electrones.

En este contexto, la teoría desarrollada por Bragg y Gray considera la primera situación. Posteriormente los estudios de Burlin, Laurence, Spencer y Attix, permitieron extender la teoría de Bragg-Gray a las otras dos situaciones [At 86].

1. Teoría de Bragg-Gray

Consideraciones básicas

- a) El espectro secundario de electrones generado en el medio por la densidad de flujo de los fotones primarios no es modificado por la presencia de la cavidad.
- b) La dosis absorbida en la cavidad es depositada en su totalidad por las partículas cargadas que lo atraviesan.

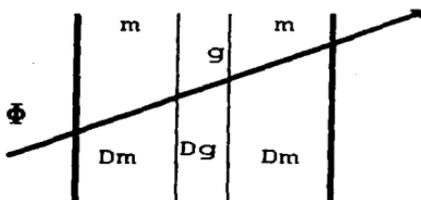


Figura 2.1: Un haz de partículas cargadas, de fluencia Φ y energía T , pasando a través de dos medios m y g .

Consideremos un haz de partículas cargadas idénticas de fluencia Φ y energía T . El haz pasa a través de una interfase entre dos medios distintos g y m como se muestra en la Fig. (2.1):

Entonces podemos determinar la dosis absorbida en el medio g de la interfase por:

$$D_g = \Phi \left[\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_g \right]_T \quad (2.12)$$

y para el medio m :

$$D_m = \Phi \left[\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_m \right]_T \quad (2.13)$$

Considerando continuidad de Φ en la interfase:

$$\frac{D_m}{D_g} = \frac{\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_m}{\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_g} \quad (2.14)$$

Por consiguiente, la teoría de Bragg-Gray determina la dosis absorbida en el medio m a través de conocer la dosis absorbida en la cavidad.

El poder de frenado considera un haz de partículas monoenergético. Cuando esto no es así, es necesario sumar todas las contribuciones

del espectro de energía para obtener el promedio del poder de frenado másico ${}_m\bar{S}$. En tal caso, la ecuación 2.14 queda expresada como:

$$\frac{D_m}{D_g} = \frac{{}_m\bar{S}_m}{{}_m\bar{S}_g} = {}_m\bar{S}_g^m \quad (2.15)$$

Al hacer este tipo de mediciones, es necesario que el material de la cavidad sea lo más parecido al medio estudiado, tanto en densidad, como en composición, etc.

2.1.5 Dosímetros

Un dosímetro es un dispositivo que nos permite determinar la dosis depositada por la radiación ionizante en un material. En consecuencia, un dosímetro se define como un dispositivo que determina una señal r que representa una medida de la dosis D_g absorbida en su volumen sensible V .

Cuando la dosis no se deposita de manera homogénea en V , entonces r es una medida de la dosis promedio depositada \bar{D}_g .

Por lo general, siempre se espera que la señal r mantenga una relación lineal con la dosis absorbida D_g , aunque esto puede ocurrir parcialmente en un intervalo de dosis, o definitivamente no observarse.

Características generales de un dosímetro

- Capacidad de ser absolutos. Un dosímetro absoluto es capaz de medir dosis absorbida en su volumen sensible de manera autónoma; es decir, no requiere comparación alguna con un patrón de referencia radiológico.
- Precisión y exactitud. La precisión o reproducibilidad de un dosímetro está relacionada con fluctuaciones estadísticas asociadas con factores de medición, factores ambientales, etc., y con la naturaleza estocástica del campo de radiación. La precisión se puede estimar repitiendo N veces una medición y calcular su desviación estandar. La exactitud mide la proximidad del valor esperado de una medida, al valor real de la cantidad medida.

- Intervalo de dosis de utilización. El intervalo de dosis útil para un dosímetro, depende de tres características:

1. Sensibilidad del dosímetro:

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

con r la respuesta del dosímetro y D_g la dosis absorbida por el mismo.

2. Límite inferior útil. Mínimo valor de dosis que un dosímetro puede medir confiablemente.
 3. Límite superior útil. Valor máximo de dosis que un dosímetro puede medir confiablemente.
- Dependencia de la respuesta con la tasa de dosis. Es recomendable que no exista dependencia de la respuesta del dosímetro con la tasa de dosis ya que ésta puede limitar su funcionamiento.
 - Dependencia con la energía. La lectura del dosímetro puede depender de la energía de la radiación o calidad del haz. Esta dependencia es fundamental y representa la eficiencia en energía del dosímetro, es decir, su capacidad para dar la misma lectura para la misma cantidad de energía absorbida en su valor sensible, independientemente del tipo de radiación.
 - Geometría. La geometría del dosímetro debe ser parecida a la del volumen del material de interés.

2.1.6 Dosimetría Termoluminiscente (DTL)

Fundamentos físicos

La emisión termoluminiscente está relacionada básicamente con cambios en la estructura de los niveles de energía de un cristal, como consecuencia de agregar impurezas dentro del mismo. Estas impurezas se introducen intencionalmente en la red cristalina, por ejemplo Mg y Ti en LiF (TLD-100), produciendo niveles de energías específicos que pueden ser ocupados por portadores de carga como electrones u hoyos. Los hoyos son átomos del material ionizados positivamente. Estos niveles de energía no son característicos del cristal, sino que aparecen a energías intermedias en la banda prohibida que existe entre la banda de valencia y la banda de conducción.

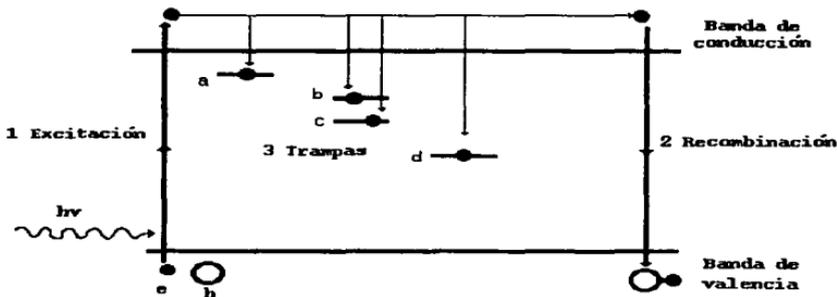


Figura 2.2: Representación esquemática del proceso energético durante la irradiación.

Durante la irradiación de un cristal, la absorción de energía en el material resulta en la creación de un par *electrón-hoyo* (e-h), excitando a los electrones, que logran moverse hacia la banda de conducción. Ambos tipos de portadores pueden moverse en su respectiva banda durante un intervalo de tiempo pequeño, hasta que se vuelven a recombinar en un proceso que puede ser radiativo. Sin embargo, cuando los niveles

energéticos debidos a las impurezas aparecen en la banda prohibida, entonces es posible que alguno de estos electrones u hoyos sean atrapados en estos niveles evitando la pronta recombinación.

En el diagrama energético de la Fig.(2.2), el paso 1 representa el proceso de excitación: el electrón es transportado hacia la banda de conducción, dejando en la banda de valencia al *hoyo*. Una rápida recombinación $e - h$, radiativa o no radiativa, es representada en el paso 2.

El paso 3 representa al electrón capturado por trampas de diferentes niveles en la banda prohibida. Estos niveles intermedios son sitios en los cuales parte de la energía suministrada por el campo de radiación puede ser almacenada aún después de la irradiación.

De acuerdo con este modelo, es fácil entender que el número de electrones atrapados en los diferentes niveles de trampas es proporcional tanto a la energía depositada por el campo de radiación, como a la densidad de trampas. Si esta densidad se mantiene constante, el número de cargas atrapadas dependerá únicamente de la energía depositada por unidad de masa, esto es, de la dosis absorbida.

Calentando el material se obtiene información acerca del número de cargas atrapadas i.e. de la dosis absorbida por el material. Este es el proceso termoluminiscente (TL). La termoluminiscencia puede ser entendida en términos de dos tipos diferentes de centros: trampas y centros de recombinación. Las trampas habilitan al material para almacenar información de la dosis depositada por la radiación y los centros de recombinación convierten esta energía almacenada en fotones de luz durante el calentamiento al que se somete el material. En el TLD-100 (LiF:Mg,Ti) el Mg está relacionado con las trampas y el Ti con los centros de recombinación. Sin embargo, la estructura exacta de estos centros aún no se conoce.

Un análisis del proceso de liberación de los e^- de las trampas nos puede ayudar a comprender la forma y la estructura de la señal TL. En la Fig. (2.3), el paso 4 representa la liberación de las cargas hacia la banda de conducción, donde eventualmente pueden caer en un centro luminiscente donde se recombinan emitiendo un fotón.

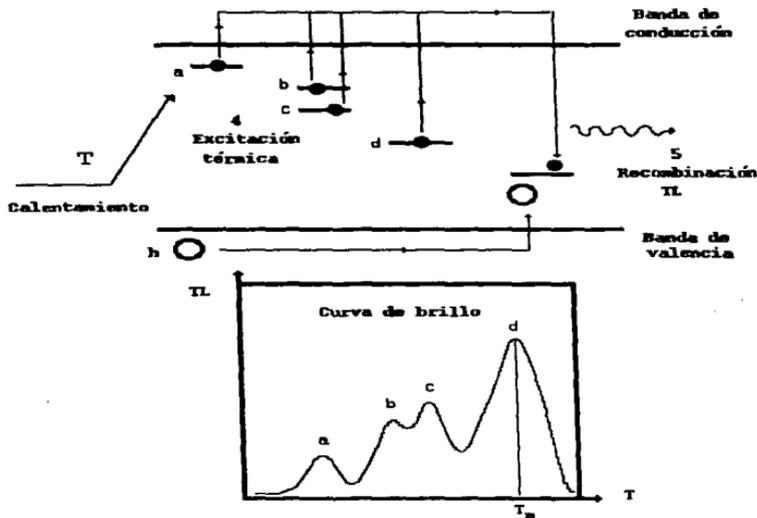


Figura 2.3: Representación esquemática del proceso TL durante el calentamiento. En la figura inferior se muestra la gráfica de la señal termoluminiscente como función de la temperatura, también conocida como curva de brillo.

Para una trampa profunda, bastante separada de la banda de conducción, como la trampa *d*, la probabilidad de escape a temperaturas bajas es poco probable, de hecho despreciable, y su pico en la señal TL es estable. Sin embargo, para trampas poco profundas y muy cercanas a la banda de conducción, como las trampas *a* y *b* de la misma figura, las cargas necesitan menor energía térmica para moverse a la banda de conducción (por ejemplo temperatura ambiente), y en consecuencia, la señal asociada a este tipo de trampas no es estable. Por esta razón los picos TL de baja temperatura no son empleados en dosimetría.

Activación térmica

Para todas las trampas, la probabilidad de escape P aumenta continuamente con la temperatura, y para temperaturas suficientemente altas, la probabilidad de escape es máxima ($P = 1$). A estas temperaturas las trampas se vacían completamente ya que los e^- obtienen la suficiente energía térmica para liberarse.

Cuando la recombinación y la emisión de luz se sigue inmediatamente después de la liberación de las trampas, las cargas liberadas pueden ser descritas por una ecuación cinética de primer orden:

$$\frac{dn}{dt} = -sn e^{-E/kT} \quad (2.16)$$

donde dn/dt representa el número de cargas liberadas por unidad de tiempo, n es el número de trampas ocupadas, k es la constante de Boltzman ($k = 8.62 \times 10^{-5}$ eV/K), T la temperatura absoluta, s y E son parámetros característicos de la estructura de las trampas: E es la energía de activación o de la profundidad de la trampa y s es la frecuencia de vibración de la carga en la trampa.

En 1954 Randall y Wilkins describen esta ecuación en términos de la probabilidad de escape de los electrones de sus trampas:

$$p = \frac{1}{\tau} = \alpha e^{-E/kT} \quad (2.17)$$

con p la probabilidad de escape por unidad de tiempo (s^{-1}), τ el tiempo promedio de permanencia en la trampa y α es una constante conocida como factor de frecuencia.

Considerando que la intensidad de la luz emitida es proporcional a dn/dt :

$$I = -\frac{dn}{dt} = sn e^{-E/kT} \quad (2.18)$$

entonces en la señal TL se observará un pico asociado a una temperatura T_m , conocido como pico de brillo (ver Fig. (2.3)).

El valor de T_m está relacionado con una tasa de calentamiento lineal $q(K/s)$ por medio de la siguiente ecuación formulada por Randall y Wilkins:

$$\frac{E}{kT_m^2} = \frac{\alpha}{q} e^{-E/kT_m} \quad (2.19)$$

Un análisis del comportamiento de la ecuación anterior nos lleva a determinar que T_m aumenta gradualmente al aumentar q .

La señal TL puede amplificarse y transformarse de luz a pulsos eléctricos mediante un tubo fotomultiplicador, obteniéndose una curva de *corriente vs temperatura (o tiempo)* con ayuda de un equipo lector analógico o de cómputo.

La integral de esta curva durante todo el tiempo de calentamiento de interés es proporcional a la luz emitida por el cristal. La información a medir sobre la respuesta del dosímetro puede ser:

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

Equipo lector

Un equipo lector TL permite obtener cualquiera de los parámetros mencionados anteriormente. En general, un equipo lector TL consiste de un dispositivo de calentamiento, un tubo fotomultiplicador (TFM) y un equipo electrónico asociado para integrar la señal eléctrica del TFM en el tiempo.

Para obtener la señal TL, el TLD-100 (dosímetro) se coloca en una plancheta metálica por donde pasa una corriente eléctrica que la calienta. El TLD-100 se calienta por contacto térmico y entonces emite luz que incide en el TFM, quien la convierte en una señal eléctrica que posteriormente es amplificada. Esta señal de corriente eléctrica se integra durante el tiempo total de lectura, obteniéndose el valor de la carga eléctrica que es proporcional a la intensidad total de la luz emitida por el TLD-100.

La siguiente figura muestra el esquema de un típico equipo lector TLD.

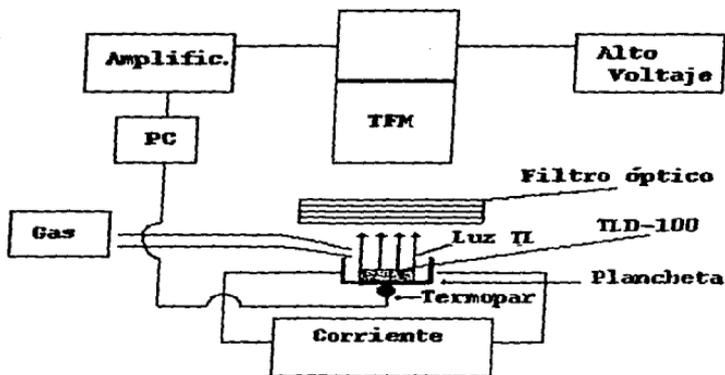


Figura 2.4: Esquema de un equipo lector TL convencional.

Capítulo 3

El Método Monte Carlo

**“Cualquiera que utilice métodos aritméticos
para producir números aleatorios,
está cometiendo un pecado.”**

John Von Neumann

3.1 Introducción

El método Monte Carlo (MC) se define como un método numérico, mediante el cual es posible resolver problemas matemáticos a través de la simulación de variables aleatorias.

Cualquier evento que ocurre aleatoriamente en un proceso físico determinado tiene asociada una distribución de probabilidades. Si esta probabilidad es conocida, entonces es posible simular matemáticamente el proceso físico mediante el uso de números aleatorios y técnicas de muestreo.

Una peculiaridad del método es que el algoritmo utilizado tiene una estructura sencilla. Se elabora primero un programa para la realización de una prueba aleatoria, después ésta se repite N veces de tal modo que cada experimento sea independiente de los restantes. Finalmente se toma la media de los resultados de todos los experimentos.

Otra peculiaridad consiste en que el error es, como regla general, proporcional a la magnitud $\sqrt{D/N}$, donde D es una constante y N el número de pruebas. La fórmula permite ver que para disminuir el error 10 veces (obtener en el resultado otra cifra decimal exacta) es necesario aumentar N en 100 veces.

La esencia del método MC puede ser resumida en el siguiente diagrama:

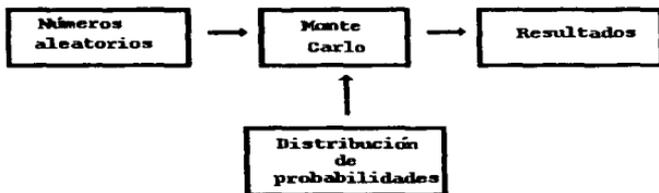


Figura 3.1: Descripción de la técnica Monte Carlo.

3.2 Simulación MC

Usualmente un número grande de partículas son inicializadas asociándoles posición, dirección, energía, etc., y su desplazamiento y tipo de posibles interacciones (i.e. sus historias) son registradas. La rutina asigna las coordenadas espaciales iniciales de cada partícula (x, y, z), sus cosenos directores (u, v, w) y su energía (E).

El siguiente paso es seleccionar la longitud de desplazamiento, o distancia de interacción de la partícula, en unidades de camino libre medio ($1/\mu$). Esta selección se realiza aleatoriamente.

La geometría de la fuente y sus fronteras deben ser especificadas en la subrutina de inicio. Las secciones eficaces de interacción para todos los materiales que se utilizan en la simulación, también deben ser incluidas. Si la frontera entre dos materiales es atravesada, las coordenadas del punto de cruce son registradas.

El programa determina si todas las partículas secundarias, producidas por cada partícula incidente, tienen suficiente energía para producir ionización; si esto no es así, se inicia una nueva historia.

Si durante la simulación se presenta una colisión el programa determina aleatoriamente y en términos de una distribución de probabilidades si la partícula es absorbida o dispersada. Si ocurre una dispersión, aleatoriamente se selecciona el ángulo de dispersión, se modifica la energía de la partícula dispersada, y se determina una nueva dirección de emisión en términos del sistema de coordenadas en el laboratorio. Entonces el programa regresa a la subrutina de desplazamiento y se repite el procedimiento.

El conteo o registro de cada historia, puede describirse en términos de la energía depositada o del número de colisiones. Los resultados son obtenidos promediando sobre el conteo de todas las partículas. Estos resultados no son exactos, pues están sujetos a un error estadístico, por tal razón es importante utilizar métodos para la reducción del error estadístico [An 91].

3.2.1 Funciones de probabilidad

Antes de adentrarnos en el tema de generación de números aleatorios es necesario presentar algunos conceptos acerca de las funciones de

probabilidad que serán utilizados.

Variable aleatoria

Es una función que asigna números reales a cada uno de los eventos de un experimento aleatorio. De esta forma, una función X asigna a cada evento s_i un real x_i . Entonces X induce la probabilidad de un evento (S) en el recorrido de $X(R_x)$:

$$P(x_1) = P(x(s_1))$$

Variable aleatoria continua y función de densidad de probabilidad.

Se dice que x es una variable aleatoria continua si tiene asociada una función de densidad de probabilidad (FDP). La función de densidad de probabilidad $f(x)$ de una variable aleatoria continua x , es una función cuya integral sobre un intervalo (A,B) donde $A \leq B$, indica la probabilidad de que la variable x tome un valor en el intervalo (A,B):

$$P(A < x < B) = \int_A^B f(x)dx \quad (3.1)$$

Una FDP debe satisfacer dos condiciones:

1. $f(x) \geq 0 \quad \forall x$
2. $\int_{-\infty}^{\infty} f(x)dx = 1$

Función de probabilidad acumulada

La función de probabilidad acumulada (FPA) de una variable aleatoria continua x con FDP dada por $f(x)$, se define por:

$$F(x) = P(X < x) = \int_{-\infty}^x f(x')dx' \quad (3.2)$$

De las propiedades de FDP se sigue que:

$$0 \leq F(x) \leq 1$$

3.2.2 Generación de números aleatorios

La selección de la longitud de camino, el ángulo de dispersión y muchos otros parámetros se hace con la ayuda de números aleatorios distribuidos uniformemente en un intervalo unitario que satisfacen ciertos criterios estadísticos.

La calidad de una serie de números aleatorios es establecida sólo después de realizar un análisis detallado, encaminado a establecer patrones de comportamiento en la misma serie.

Por tal motivo, es necesario estar familiarizado con procedimientos de generación de los números aleatorios. Un método consiste en la obtención de pulsos o conteos de una verdadera fuente aleatoria, como el ruido electrónico o una sustancia radiactiva. Sin embargo, resulta más conveniente calcular éstos por medio de algoritmos matemáticos. Debido a que este cálculo es determinístico, estos números son conocidos como números pseudoaleatorios.

3.2.3 Técnicas de muestreo

Normalmente se utilizan dos técnicas de muestreo para seleccionar el valor de la variable aleatoria: el método de inversión y el de rechazo.

Método de inversión (o directo)

Supongamos que una variable aleatoria x tiene FDP y FPA representadas por $f(x)$ y $F(x)$ respectivamente.

El método de inversión consiste en invertir la función de probabilidad acumulada $F(x)$ asociada con una variable aleatoria x . El algoritmo hace uso del teorema fundamental de inversión, el cual establece que si un número aleatorio r^* es generado dentro del intervalo $0 \leq r^* \leq 1$, una muestra aleatoria x^* ($A \leq x^* \leq B$) puede ser obtenida de la distribución $F(x)$, tal como la FDP asociada a x^* es $f(x^*)$.

La inversión de la FPA puede ser analítica o numérica. La Fig. (3.3) muestra el concepto de FDP, FPA y cómo la selección de un número aleatorio r^* ($0 \leq r^* \leq 1$) puede generar una muestra aleatoria x^* ($A \leq x^* \leq B$).

La inversión $f(x)$ es normalizada de tal forma que :

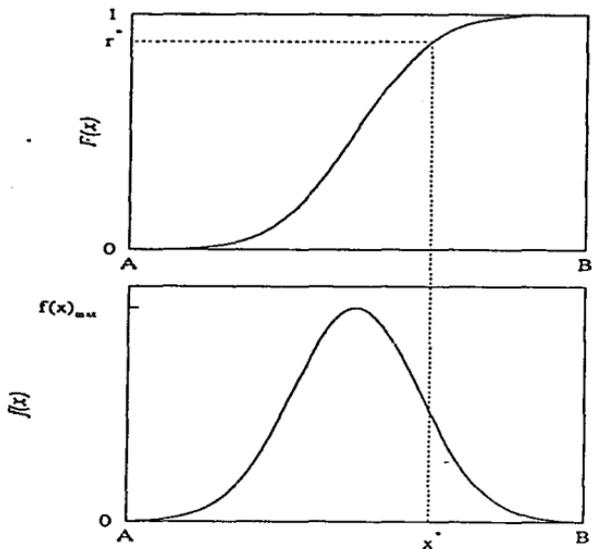


Figura 3.2: Descripción del Método de Inversión.

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1 \quad (3.3)$$

La parte superior de la figura representa la FPA; se observa que ésta se aproxima a la unidad asintóticamente.

Con el fin de seleccionar la variable aleatoria x^* , simplemente se selecciona el número aleatorio r^* igual a la FPA y se resuelve para x^* :

$$r^* = F(x^*) = \int_{-\infty}^{x^*} f(x) dx \quad (3.4)$$

Esto es posible debido a que la probabilidad de elegir un valor entre x y $x + dx$ está dada por:

$$dr^* = \frac{dr^*}{dx} dx = \frac{dF(x)}{dx} dx = f(x) dx \quad (3.5)$$

El ejemplo más simple, y probablemente el más relevante de muestreo de inversión en el transporte de fotones, es la selección de la distancia de la siguiente interacción del fotón (longitud de camino libre medio). La probabilidad de que un fotón viaje una distancia x ($x > 0$) antes de sufrir una interacción está dada por:

$$e^{-\mu x} \quad (3.6)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación lineal para un fotón, cuyo valor depende de su energía y de la composición química del medio atenuador.

La probabilidad de que un fotón interactúe dentro de una placa de espesor Δx a una distancia x del origen es:

$$f(x) dx = \mu e^{-\mu x} \Delta x \quad (3.7)$$

La FPA es generada de la siguiente manera:

$$F(x) = \int_0^x \mu e^{-\mu x'} dx' = 1 - e^{-\mu x} \quad (3.8)$$

y para el número aleatorio r^* :

$$r^* = 1 - e^{-\mu x^*} \quad (3.9)$$

la inversión de esta ecuación nos da:

$$x^* = -\frac{1}{\mu} \ln(1 - r^*) \quad (3.10)$$

donde $1/\mu$ es el camino libre medio s y $(1 - r^*)$ está distribuida uniformemente tal como lo está r^* , por lo que podemos escribir la ecuación anterior como:

$$x^* = -s \ln(r^*) \quad (3.11)$$

la cual representa la distancia a la próxima interacción, determinada aleatoriamente.

Método de rechazo

El método de inversión mostrado anteriormente se puede utilizar únicamente si $f(x)$ puede ser integrada y si $F(r^*)$ puede invertirse analíticamente (i.e. $x^* = F^{-1}(r^*)$). Frecuentemente esto no es posible, por lo que una técnica alternativa de muestreo es el método de rechazo. La técnica del método de rechazo se ilustra en la Fig. (3.4).

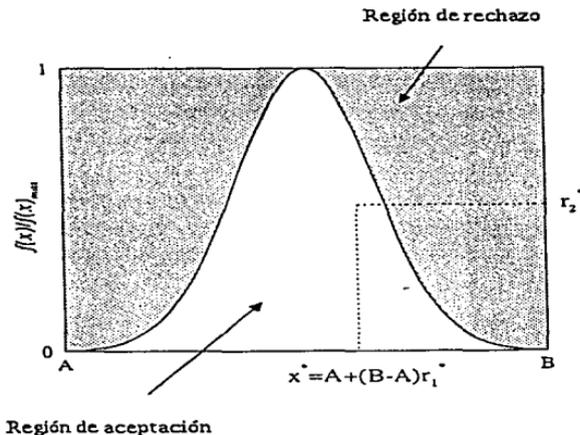


Figura 3.3: Descripción del Método de rechazo.

La idea detrás de este método es muy sencilla. Supongamos que una variable aleatoria tiene una FDP $f(x)$, ($A \leq x \leq B$), que alcanza su máximo valor $f(x)_{max}$. La técnica requiere la generación de dos números aleatorios r_1^* y r_2^* dentro de un intervalo unitario. Una variable aleatoria x^* (que está contenida en una región de interés entre A y B) se calcula de la siguiente manera:

$$x^* = A + (B - A)r_1^*$$

En el método de rechazo, todos aquellos puntos (x^*, r_2^*) que se encuentren por encima de la FDP normalizada $f(x^*)/f(x)_{max}$, esto es, si $r_2^* \geq f(x^*)/f(x)_{max}$, son rechazados y todos aquellos que se encuentren por debajo de tal curva son aceptados.

3.3 Código EGS4

Algunos de los códigos MC que fueron desarrollados en grandes centros de investigación, se utilizan hoy en día para la investigación del transporte de radiación. Esto ha sido posible gracias a la gran capacidad de cómputo desarrollada en pequeñas microcomputadoras y su relativa facilidad de adquisición en pequeños departamentos de investigación. Uno de tales códigos, *EGS4* (Electron Gamma Shower, versión 4), ha llegado a ser ampliamente conocido.

El código *EGS4* fue originalmente diseñado en *SLAC* (Stanford Linear Accelerator Center, USA), para simular cascadas de partículas electromagnéticas de alta energía.

EGS4 es un código donde la producción de electrones secundarios y la radiación de frenado son tratados individualmente. Como consecuencia de esto, uno de los requisitos para correr el código es definir energías umbrales para tales eventos y precalcular los datos empleando el preprocesador *PEGS4* (del que se hablará posteriormente), para cada energía umbral, la que en general variará para diferentes tipos de cálculos.

Las rutinas de entrada en el sistema *EGS4* están escritas en *MORTRAN* (un preprocesador de *FORTRAN*) que incluye gran capacidad en el diseño de *MACROS*¹.

Se debe enfatizar que la simulación geométrica es el aspecto de programación que requiere mayor esfuerzo en *EGS4*. En general es necesario determinar las intersecciones de las trayectorias de las partículas con las superficies de interés. Herramientas matemáticas para diferentes tipos de superficies, son dadas como subrutinas en el paquete *EGS4* que el usuario puede conectar con sus propias rutinas en el diseño de algoritmos de simulación.

3.3.1 Implementación general del código EGS4

Tal como hemos visto, la precisión de los resultados dependerá del número de historias generadas. Generalmente la incertidumbre estadística es proporcional al inverso de la raíz cuadrada del número de

¹MACRO: comando operativo que se traduce en una serie de instrucciones

historias. Además, dependiendo de la energía de corte seleccionada, el tiempo de cómputo para los cálculos por método MC pueden ser muy grande. Por tal motivo, la tarea computacional se divide en dos partes. Primero, en el código preprocesador *PEGS4*, que usa fórmulas teóricas para calcular ciertas cantidades físicas, por ejemplo, secciones eficaces totales y secciones eficaces diferenciales, y además organizarlas de tal forma que permitan realizar una evaluación numérica rápida. El otro código, *EGS4*, utiliza esta información, junto con datos y rutinas suministrados por el usuario, para realizar la simulación.

El código *EGS4* contiene dos subrutinas importantes, *HATCH* y *SHOWER*, las cuales se alternan para llamar a otras subrutinas del código *EGS4*, en particular a *HOWFAR* y *AUSGAB*. En *HATCH* se establece la información sobre el medio irradiado, en *SHOWER* se inicializa la cascada, es decir el flujo de partículas, en *HOWFAR* se determina la geometría del medio y en *AUSGAB* se dan los resultados de la simulación.

El usuario se comunica con *EGS4* por medio de variables agrupadas en bloques llamados *COMMON*. Para usar *EGS4* el usuario debe escribir un programa principal (*MAIN*) y en él, programar las subrutinas *HOWFAR* y *AUSGAB*. Usualmente en *MAIN* se hacen las inicializaciones necesarias para *HOWFAR* y se asignan los valores de ciertas variables *COMMON* para especificar, por ejemplo: el medio, los límites de energía en los cuales se llevará a cabo el transporte y las unidades de distancia deseadas. *MAIN* llama entonces a la subrutina *HATCH* para inicializar y adecuar las variables *COMMON* que necesita y lee los datos calculados por *PEGS4* acerca del material.

Una vez completada la inicialización, *MAIN* puede llamar a *SHOWER* cuando lo desee. Cada llamada a *SHOWER* da como resultado una historia en *EGS4*. Los argumentos de *SHOWER* especifican los parámetros de la partícula incidente tales como energía, dirección, posición, tipo de partícula, etc. De esta forma el usuario tiene la libertad de utilizar el tipo de fuente radiactiva que desee. El control y el flujo de datos que sigue el programa, se muestran en el siguiente esquema:

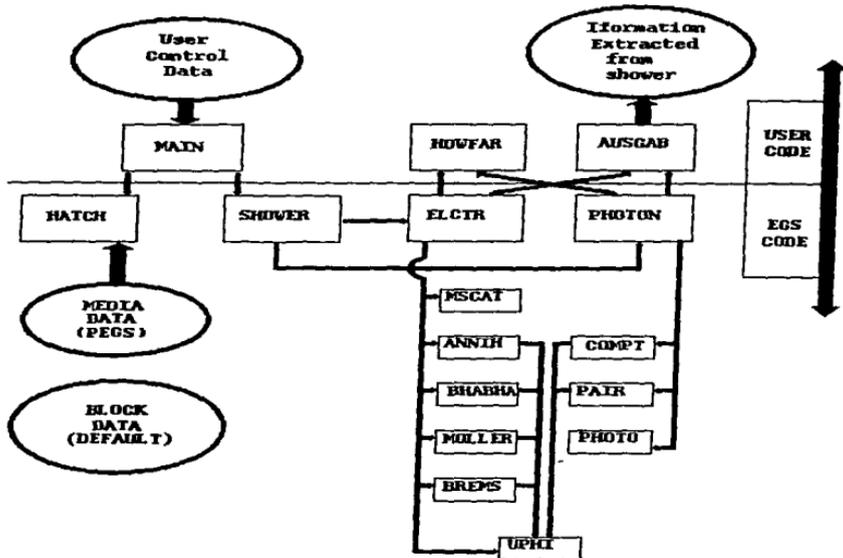


Figura 3.4: Control del flujo de datos del código EGS4.

Capítulo 4

Simulación Monte Carlo para el transporte de radiación y depósito de energía en el cristal TLD-100

**“The most exciting phrase to hear in science,
the one that heralds new discoveries, is not
Eureka! (I found it) but That’s funny...”**

Isaac Asimov

4.1 Introducción

El interés de estudiar el transporte de radiación dentro del TLD-100, reside primordialmente en la posibilidad de determinar de manera precisa la distribución espacial de la energía depositada en el cristal.

Hemos visto en los primeros capítulos de este trabajo que el depósito de energía por radiación ionizante está directamente relacionado con la probabilidad de que se presente alguno de los eventos descritos por la interacción de la radiación con la materia.

Es aquí donde la simulación Monte Carlo (MC) juega un papel fundamental en el cálculo probabilístico de este tipo de interacciones, y por ende, en el depósito de energía a lo largo de la trayectoria de recorrido de la radiación a través del cristal.

Una vez que se determina la distribución espacial de la energía depositada dentro del TLD-100, es posible estudiar con mayor detalle el recorrido que sigue la luz producida durante el proceso termoluminiscente.

4.2 Transporte de radiación

4.2.1 Consideraciones geométricas

Para analizar el transporte de radiación y el depósito de energía en el cristal de LiF (TLD-100), se hicieron ciertas consideraciones geométricas para describir la estructura del cristal.

Así, el cristal es descrito con seis planos, numerados tal como se muestra en la Fig.(4.1), y con las dimensiones típicas de los dosímetros utilizados en el laboratorio de dosimetría, esto es, $D_x = 0.3 \text{ cm}$, $D_y = 0.3 \text{ cm}$ y $D_z = 0.09 \text{ cm}$. Se considera que el haz de radiación viaja en la dirección del eje z , e incide en el cristal a través del plano 5.

A partir de esta descripción se procedió a la realización de la simulación MC mediante el código *EGS4* presentado en el capítulo anterior.

Una vez que el haz de radiación penetra en el cristal, se procede a calcular, para cada partícula, la dirección y la distancia que ésta tiene que recorrer antes de sufrir algún tipo de interacción, o para salir del cristal.

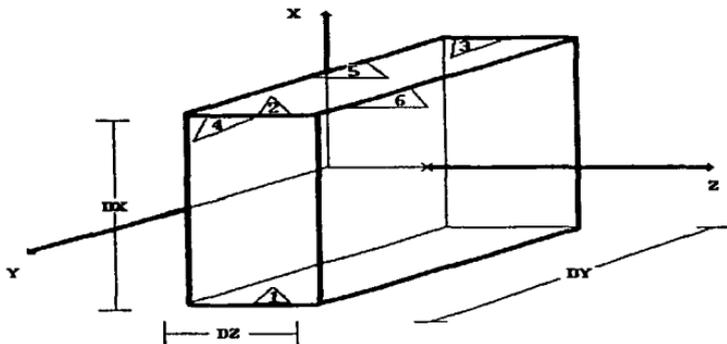


Figura 4.1: Descripción geométrica del cristal TLD-100, utilizada para la simulación MC.

Antes de continuar con el análisis del problema, es necesario especificar las consideraciones matemáticas que utiliza el código *EGS4* durante el transporte de la radiación.

En *EGS4*, la trayectoria de una partícula se describe por sus vectores de posición y dirección:

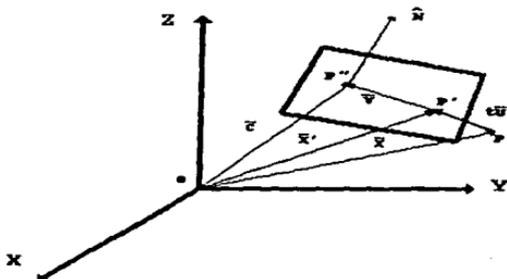
$$\begin{aligned}\vec{X} &= x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} \\ \vec{U} &= u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}\end{aligned}\quad (4.1)$$

donde x, y y z son las coordenadas de la partícula en un punto P en el espacio, y \hat{u}, \hat{v} y \hat{w} son los cosenos directores. Estos se especifican en coordenadas esféricas:

$$\begin{aligned}u &= \text{sen}\theta \cos\phi \\ v &= \text{sen}\theta \text{sen}\phi \\ w &= \text{cos}\theta\end{aligned}\quad (4.2)$$

donde θ es el ángulo polar ($0 \leq \theta \leq \pi$) y ϕ el ángulo azimutal ($0 \leq \phi \leq 2\pi$).

Entonces uno está interesado en determinar el punto de intersección y', z' de un vector $t\vec{U}$, con cualquiera de los planos que forman la geometría del problema, Fig.(4.2):



4.2: En la figura se muestra una partícula con coordenadas \vec{X} que se translo largo de la trayectoria determinada por el vector de dirección \vec{U} . A partir de los vectores se puede calcular la distancia t que la partícula tiene que viajar para interceptar un plano (determinado por los vectores \vec{C} y \vec{N}).

En la figura anterior se observa que la superficie de un plano es determinada por el vector \vec{C} de un punto P'' sobre el plano, y un vector \vec{N} , normal a la superficie:

$$\begin{aligned}\vec{C} &= c_1\hat{i} + c_2\hat{j} + c_3\hat{k} \\ \vec{N} &= n_1\hat{i} + n_2\hat{j} + n_3\hat{k}\end{aligned}\quad (4.3)$$

La condición que determina que un punto P' se encuentre sobre el plano es dada por:

$$\vec{V} \cdot \vec{N} = 0 \quad (4.4)$$

Donde:

$$\begin{aligned} \vec{V} &= \vec{X}' - \vec{C} = \vec{X} + t\vec{U} - \vec{C} \\ \Rightarrow \vec{V} \cdot \vec{N} &= (\vec{X} + t\vec{U} - \vec{C}) \cdot \vec{N} = 0 \\ \Rightarrow t &= \frac{(\vec{C} - \vec{X}) \cdot \vec{N}}{\vec{U} \cdot \vec{N}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Cuando $\vec{U} \cdot \vec{N} = 0$, el valor de t es indeterminado, lo cual corresponde a la situación física en que la partícula viaja paralela al plano. Por otra parte si $t > 0$ se considera que la partícula viaja en dirección al plano, y si $t < 0$ entonces se aleja de él.

4.2.2 Consideraciones para el depósito de la energía

Para el análisis de la distribución espacial de la energía depositada, ésta se ha considerado como función de la profundidad en dirección del eje z . De esta forma, fue necesario subdividir el cristal en secciones transversales, que arbitrariamente se tomaron de 0.009 cm (Fig. (4.3)). Para un análisis más detallado, también se calculó la energía depositada en unidades volumétricas, que denominaremos *vovels*, de un milésimo del tamaño original del TLD-100 ($0.03 \times 0.03 \times 0.009 \text{ cm}^3$).

Tomando en cuenta que los electrones son los que depositan la energía, el seguimiento que se hace para cada partícula tiene la finalidad de calcular la energía depositada por los electrones secundarios. Estos se presentan como resultado de los diferentes tipos de interacción de la radiación ionizante con el cristal que se mencionaron en el capítulo 1.

En particular, el desarrollo de este trabajo se concentró en el estudio de la interacción en LiF de rayos γ de ^{60}Co con energía promedio $\bar{E} = 1.25 \text{ MeV}$, rayos X con $\bar{E} = 10 \text{ keV}$ y partículas α de ^{241}Am con energía $\bar{E} = 5.3 \text{ MeV}$. Debido a sus energías, durante la simulación del transporte de rayos γ y rayos X sólo se consideran los siguientes procesos de interacción:

- Efecto fotoeléctrico

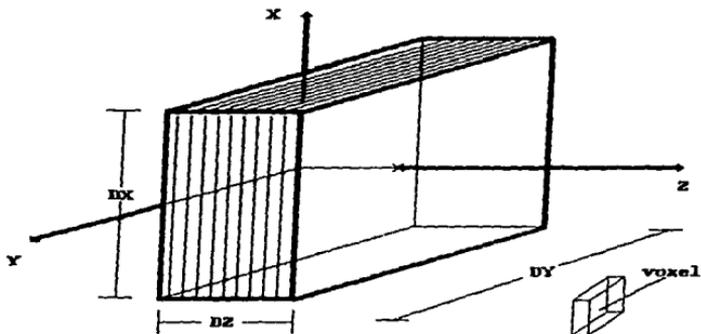


Figura 4.3: División del TLD-100 en secciones transversales y en unidades volumétricas (voxels) de un milésimo del tamaño original del cristal.

- Dispersión Compton
- Producción de pares

El algoritmo planteado para hacer el cálculo del depósito de energía se basa en las siguientes lineamientos:

- Ubicar si la partícula está en la región de interés (dentro del cristal).
- Considerar si la partícula deposita energía a partir de alguno de los procesos de interacción mencionados anteriormente.
- Calcular a qué profundidad (i.e. en qué voxel) se deposita la energía.
- Registrar la energía depositada por cada historia generada.

En el caso de las partículas α sólo se consideró el depósito de energía en el volumen definido por el área irradiada ($0.3 \times 0.3 \text{ cm}^2$) y el alcance de dichas partículas ($20 \mu\text{m}$).

4.3 Energía depositada por los rayos γ de una fuente de ^{60}Co

4.3.1 Descripción de la fuente de ^{60}Co

Geometría de la fuente

Para el análisis del depósito de energía de rayos γ en el TLD-100, se procedió a la simulación de la emisión y del transporte de radiación en la fuente de ^{60}Co del Laboratorio de Dosimetría de la Radiación del IFUNAM. Los siguientes esquemas muestran el diseño interior del contenedor de la fuente y el dispositivo de irradiación (o portadosímetro).

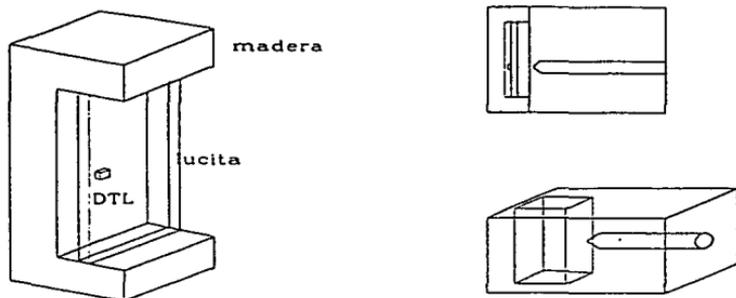


Figura 4.4: Portadosímetro y contenedor de la fuente de ^{60}Co .

El contenedor de la fuente está formado por una caja de plomo cubierta con paredes metálicas, que consideramos son de acero inoxidable, de 3 mm de espesor. La base de la caja es de aproximadamente $16 \times 19 \text{ cm}^2$, con una altura de 16 cm. En un extremo de la caja se encuentra una cavidad de $7 \times 4 \text{ cm}^2$ con una profundidad de 16 cm. En esta cavidad se coloca el portadosímetro durante la irradiación.

El contenedor cuenta también con un vástago de plomo, de las mismas dimensiones de la cavidad, que sirve para sellar el contenedor cuando la fuente no se utiliza para irradiar.

La fuente de ^{60}Co se encuentra en la punta de un soporte de plomo, en forma de lápiz, de aproximadamente 12 cm de largo y 3 cm de espesor.

El portadosímetro está formado por un soporte de madera, de las mismas dimensiones de la cavidad de irradiación, sobre el que se fija una placa de lucita de 1.8 cm de espesor. Esta placa cuenta con una pequeña abertura de $0.3 \times 0.3 \text{ cm}^2$ (las dimensiones del dosímetro) a una altura de 3.8 cm de la base interior del arco de madera, tal como se observa en la Fig. (4.4).

Al colocar el TLD-100 en el portadosímetro, una placa de lucita de aproximadamente 0.6 cm de espesor queda frente al dosímetro, la cual, además de sostener éste frente a la fuente de cobalto, garantiza el equilibrio de partícula cargada durante la irradiación. Más adelante se describe con mayor detalle el diseño de este dispositivo (Fig. (4.5)).

Tasa de dosis (\dot{D}) de la fuente

La tasa de dosis experimental reportada para la fuente de ^{60}Co , asociada a la geometría que se utilizó en la simulación ("geometría lejana") [Bu 94], es de:

$$\begin{aligned}\dot{D}_0(\text{Agua}) &= 0.218 \pm 0.017 \frac{\text{mrad}}{\text{s}} \\ \dot{D}_0(\text{LiF}) &= 0.181 \pm 0.014 \frac{\text{mrad}}{\text{s}} \quad (\text{dic. 93})\end{aligned}\quad (4.6)$$

Considerando que la vida media para una fuente de ^{60}Co es $\tau_{1/2} = 5.26$ años (≈ 63 meses) [At 86], entonces para mayo de 1997 se tiene una tasa de dosis en agua y en LiF:

$$\begin{aligned}\dot{D}(\text{Agua}) &= \dot{D}_0 e^{-\lambda \Delta t} = 0.139 \pm 0.012 \frac{\text{mrad}}{\text{s}} \\ \dot{D}(\text{LiF}) &= 0.116 \pm 0.010 \frac{\text{mrad}}{\text{s}} \quad (\text{mayo 97})\end{aligned}\quad (4.7)$$

donde $\lambda = 0.011 \text{ mes}^{-1}$ es la constante de decaimiento del ^{60}Co y $\Delta t = 41$ meses es el tiempo transcurrido desde diciembre de 1993 hasta mayo de 1997. En adelante se omitirá la referencia "(LiF)" y cuando se hable de dosis o tasa de dosis será siempre referida a éste.

Cálculo de la energía depositada en términos de la tasa de dosis y la actividad de la fuente.

Conociendo la tasa de dosis \dot{D} de la fuente y la masa de los cristales, es posible determinar la tasa de energía depositada \dot{E}_{dep} mediante la siguiente relación:

$$\dot{E}_{dep} = \dot{D} m = 168 \pm 16 \frac{\text{MeV}}{\text{s}} \quad (4.8)$$

donde $\dot{D} = 0.116 \pm 0.010 \text{ mrad/s} = (7.24 \pm 0.65) \times 10^6 \text{ MeV/kg s}$ y $m = (2.32 \pm 0.01) \times 10^{-5} \text{ kg}$ es la masa promedio de los TLD-100.

Por otra parte sabemos que la actividad de la fuente (indicada en la placa de registro de la misma) era $A_0 = 55 \pm 5 \text{ mCi}^1$ en abril de 1966. Considerando la constante de decaimiento del ^{60}Co obtenemos:

$$A = A_0 e^{-\lambda \Delta t} = 0.91 \pm 0.13 \text{ mCi} \quad (4.9)$$

donde $\Delta t = 373$ meses, es el tiempo transcurrido desde abril de 1966 hasta mayo de 1997.

A partir de esta actividad es posible determinar el número de fotones por cm^2 que atraviesan la superficie de una esfera de radio $r = 3.6 \text{ cm}$ (la distancia entre la fuente y el dosímetro):

$$\varphi = \frac{A}{4\pi r^2} = (207 \pm 10) \times 10^3 \frac{\text{fotones}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \quad (4.10)$$

Si ahora multiplicamos por el área a , que el dosímetro proyecta sobre la superficie de la esfera, obtenemos que el número de fotones que inciden sobre éste cada segundo es:

¹La placa de registro de la fuente no indica la incertidumbre de la actividad, por lo que se ha tomado una incertidumbre de aproximadamente el 10% considerando que éste es el valor que usualmente se reporta en este tipo de fuentes.

$$N = \varphi a = 18614 \pm 1935 \frac{\text{fotones}}{s} \quad (4.11)$$

con $a = 0.09 \text{ cm}^2$. Sin embargo, la actividad del ^{60}Co se caracteriza porque en cada desintegración que en éste se da se emiten dos fotones, de 1.33 y 1.17 MeV [BRH 70]. Por lo tanto, el número de fotones que inciden en el TLD-100 por segundo es:

$$N = 37228 \pm 3870 \frac{\text{fotones}}{s}$$

En consecuencia, se espera que la energía que deposita cada foton en el TLD-100 sea:

$$E_{dep} = \frac{\dot{E}_{dep}}{N} = 4.5 \pm 0.9 \text{ keV}. \quad (4.12)$$

Esta información ("calibración") nos permitirá tener un parámetro de comparación con los resultados de la simulación.

4.3.2 Simulaciones MC para la emisión y el transporte de fotones

Haz paralelo

Como una primera aproximación del estudio, se considera un haz paralelo de partículas γ con energía $\bar{E} = 1.25 \text{ MeV}$, que incide uniformemente sobre un área de $3.0 \times 3.8 \text{ cm}^2$ de lucita, en cuyo centro se encuentra el dosímetro. Este dispositivo, al que me referiré de ahora en adelante como el portadosímetro, fue el que se consideró durante todas las simulaciones posteriores que se realizaron durante el estudio con rayos γ .

De acuerdo con las dimensiones del contenedor, la distancia de separación entre la fuente y el dosímetro es de 3.6 cm . El esquema de la Fig. (4.5) muestra la geometría del dispositivo utilizado para la simulación.

El portadosímetro es descrito con 13 planos (simbolizados con triángulos), en donde el origen del sistema de referencia está centrado en el plano 13. Se consideraron 8 regiones geométricas (los círculos), asociadas a 3 medios de estudio. Las regiones 1, 3, 4, 5, 6 y 7 se refieren a lucita, mientras que las regiones 2 y 8 se refieren a LiF (TLD-100) y vacío respectivamente. Las dimensiones de cada región se indican en la misma figura. En la parte inferior de la figura se representa la vista frontal de las regiones asociadas al portadosímetro.

Es importante mencionar que durante el desarrollo de la simulación fue necesario considerar la presencia de una placa de acero de 3 mm de espesor que separa la fuente de ^{60}Co de la cavidad del portadosímetro (ver Fig. (4.4)). En la Fig. (4.5) no aparece la placa, pero en el programa se ha considerado que ésta se encuentra entre el origen y el plano 13, de tal forma que no se altera la distancia de separación entre la fuente y el TLD-100.

Los resultados de la simulación para la emisión del haz paralelo se muestran en la Fig. (4.6); en ésta se observa que el depósito de energía calculado en la simulación MC es mayor del que se observa respecto al cálculo basado en resultados experimentales (Ec. 4.12).

Esta diferencia probablemente se deba a que la distancia de separación entre la fuente y el portadosímetro es demasiado pequeña para considerar una incidencia paralela; por lo tanto, en la simulación, el

número de fotones que inciden en el portadosímetro y depositan energía es mayor del que experimentalmente se observa.

Por consiguiente, se procedió a realizar la simulación de la fuente de ^{60}Co considerando esta vez la emisión de una fuente puntual e isotrópica, acorde con la información que se tenía (Fig. (4.4)).

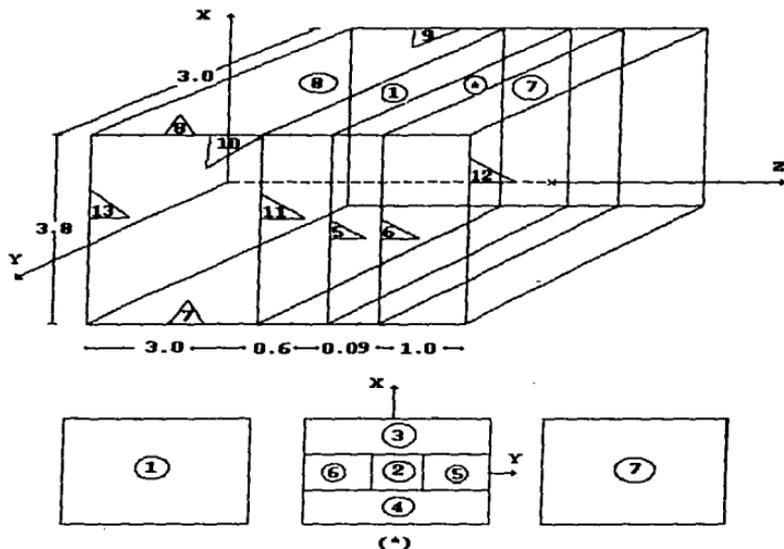


Figura 4.5: Geometría del portadosímetro utilizado en la simulación de la fuente de ^{60}Co ; las dimensiones están en cm. La figura inferior muestra la vista frontal de las regiones (1), (*) y (7). En la región (*) se encuentra el TLD-100 en la posición (2).

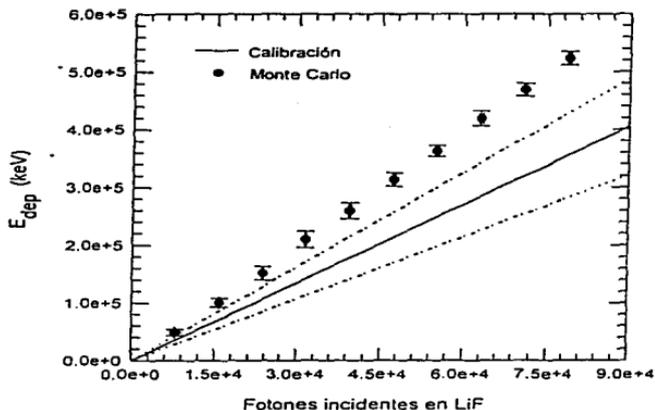


Figura 4.6: Comparación entre los resultados de la simulación MC para la emisión de fotones en un haz paralelo y monoenergético de 1.25 MeV , y un cálculo de calibración basado en la Ec. (4.12). Se observa que la diferencia entre ambos resultados es de aproximadamente un 30%.

Fuente puntual isotrópica

En la simulación de una fuente puntual, la dirección de emisión se genera aleatoriamente considerando una distribución angular isotrópica, donde la emisión se define en términos del ángulo polar θ y el ángulo azimutal ϕ [Mo 88]. Por otra parte, el algoritmo se diseñó de tal manera que sólo se transportan aquellos fotones que incidían en el portadosímetro, descartando los que salían emitidos en cualquier otra dirección. Mediante esta condición se logró disminuir en gran medida el tiempo de CPU.

Los resultados de esta nueva simulación, Fig. (4.7), mostraron un depósito de energía mayor respecto a los resultados de la calibración. La diferencia entre ambos resultados es mayor al 30%, observese que aún con incertidumbres los resultados de la simulación quedan fuera del intervalo de confianza de la calibración (línea punteada).

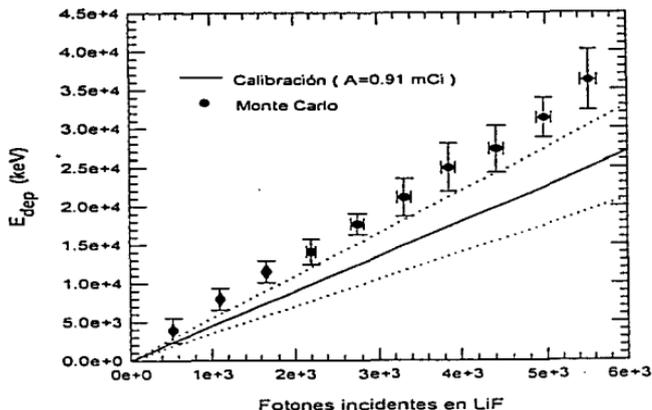


Figura 4.7: Resultados del depósito de energía mediante la simulación MC para emisión de fotones (1.25 MeV) de una fuente puntual e isotrópica. La línea continua indica el resultado de la calibración, y las líneas punteadas el intervalo de confianza (i.e. la incertidumbre de la calibración).

Esta situación nos llevó a revisar detalladamente las rutinas del programa con la intención de detectar un posible error que estuviera alterando los resultados. En este sentido sabíamos que físicamente no era posible que en la simulación el depósito de energía fuese mayor, sobre todo si se considera que el programa no tomaba en cuenta los efectos de dispersión que las paredes del contenedor producen a la radiación.

Si bien es cierto que con la simulación no se tenían que obtener resultados exactamente iguales a los resultados obtenidos mediante la Ec. (4.12), la diferencia entre éstos era lo bastante grande, como para sospechar que algo en la simulación estuviera fallando.

Finalmente, al no encontrar errores en el programa, se llegó a la conclusión de que la forma de la fuente, es decir, su distribución, podría no ser puntual. Es claro que esta conclusión se contraponía totalmente con la información que hasta ese entonces se tenía en el Laboratorio de

Dosimetría respecto a la fuente.

Debido a la polémica que se generó en el laboratorio en torno a esta hipótesis, se concluyó que era necesario abrir el contenedor y sacar la fuente para conocer su forma y dimensiones.

Como no era posible medir directamente las dimensiones de la fuente, se planteó la posibilidad de medir éstas de una forma indirecta. Para tal efecto, se decidió fotografiar la fuente y, mediante una escala predefinida, obtener sus dimensiones.

Durante la realización de este proceso se tomaron en cuenta las medidas básicas de seguridad radiológica para el manejo de fuentes radiactivas: blindajes de protección, tiempo de exposición y distancia a la que se iba a colocar la fuente para ser fotografiada. Este proceso se llevó a cabo con la participación y supervisión del Fis. Cesar Ruiz, encargado de Seguridad Radiológica del IFUNAM y de la M. en C. Ana Elena Buenfil, encargada del Lab. de Dosimetría.

Las Fig. (4.8) y (4.9) muestran las fotografías del soporte de la fuente visto desde dos ángulos distintos.

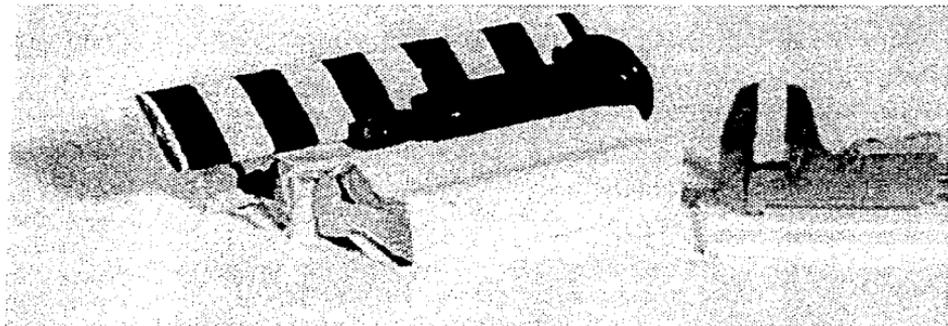


Figura 4.8: Vista lateral del soporte de plomo. En la parte superior se encuentra la fuente de ^{60}Co .

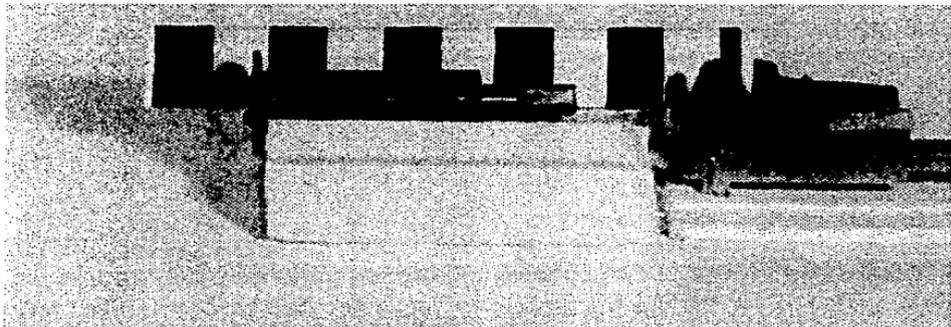


Figura 4.9: Vista semifrontal del soporte de plomo. La fuente aparentemente se encuentra distribuida en un disco.

Después de tomar las fotografías de la fuente, ésta se retiró de su contenedor y se colocó en otro de tal manera que fue posible medir con suficiente detalle las dimensiones interiores y exteriores del contenedor. La Fig. (4.10) muestra con mayor detalle la geometría del contenedor y las dimensiones del soporte de la fuente.

El centro de la cavidad del soporte de plomo se encuentra a una distancia de 8 cm de separación de la base del contenedor. El diámetro de esta cavidad es de 3.1 cm y el de la cavidad interior es de 1.7 cm. Así mismo, el diámetro del soporte es de 3 cm en la parte más gruesa y de 1.6 en la menor.

Fuente distribuida en un disco

Las fotografías muestran que la forma de la fuente aparentemente no es puntual, sino que está distribuida en un disco de 1.44 cm de diámetro (área $A = 1.63 \text{ cm}^2$). Este disco es sostenido en un soporte de plomo mediante cuatro cejas metálicas (ver Fig (4.9)).

Con esta información se realizó una nueva simulación, en donde la posición y dirección de emisión de los fotones se determina aleatoriamente sobre el área del disco. La Fig. (4.10) muestra los resultados de

esta nueva simulación.

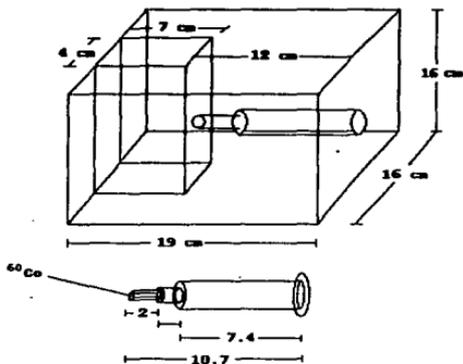


Figura 4.10: Geometría interna del contenedor de la fuente y soporte de plomo (todas las dimensiones están en cm).

Nuevamente, y para nuestra sorpresa, los resultados de la simulación y de la calibración volvieron a presentar diferencias superiores al 30%. Al respecto de estos resultados no se entendía lo que estaba sucediendo pues el programa se basaba en la forma de la fuente (Figs. (4.8) y (4.9)) y en la estructura del contenedor (Fig (4.10)) de manera que no era razonable obtener diferencias de tal magnitud. Una vez más se volvieron a revisar los programas con la intención de encontrar algún error que explicara esta situación, sin embargo, aún después de corregir y modificar algunas consideraciones sobre la geometría para el transporte de radiación, la diferencia entre los resultados de la simulación y

la calibración se seguía observando.

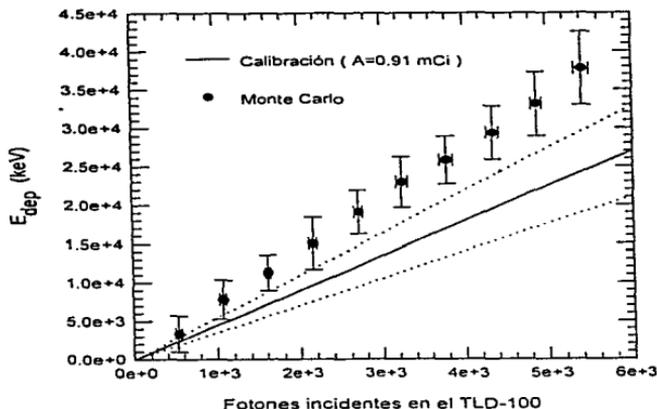


Figura 4.11: Resultados de la simulación MC para la fuente distribuida en un disco de área 1.63 cm^2 .

Ante la incompreensión de estos resultados se procedió a calcular la tasa de dosis de la fuente a partir del factor Γ para una fuente puntual e isotrópica. Los resultados de la simulación para fuente puntual y fuente en un disco (Figs. (4.7) y (4.11)) indicaban que el transporte de radiación en ambas emisiones era muy aproximado (con diferencias del 10% aproximadamente), por lo que era posibles hacer este cálculo.

Cálculo de la tasa de dosis de la fuente de ^{60}Co en términos del factor Γ

La tasa de exposición (\dot{X}) a una distancia l (m) de una fuente puntual de actividad A (Ci) esta dada por [At 86]:

$$\dot{X} = \frac{\Gamma A}{l} \quad (\text{R/h}) \quad (4.13)$$

Si tomamos $\Gamma = 12.97 R \text{ cm}^2/mCi \text{ h}$ [At 86], entonces A debe estar en mCi y l en cm .

A partir de la información de la fuente de ^{60}Co ($A = 0.91 mCi$ y $l = 3.6 cm$) se tiene $\dot{X} = 0.91 \pm 0.16 R/h$.

Por otra parte, bajo condiciones de EPC:

$$\dot{D}_{\text{aire}} \stackrel{\text{EPC}}{=} 0.876 \dot{X} \text{ (rad/h)} \quad (4.14)$$

entonces $\dot{D}_{\text{aire}} = 0.80 \pm 0.14 \text{ rad/h}$. De donde se obtiene finalmente que la tasa de dosis (en agua) es:

$$\dot{D}_{\text{agua}} = 0.246 \pm 0.043 \frac{mrad}{s} \quad (4.15)$$

Sin embargo, la tasa de dosis medida en la fuente (Ec. (4.7)) es menor a este valor en poco más de un 56%. Esta discrepancia en los resultados hicieron suponer que existía un error en la actividad reportada en la fuente.

Si se calcula la actividad de la fuente a partir del factor Γ y de la tasa de dosis medida (Ecs. (4.13), (4.14) y (4.7)) se tiene una actividad para la fuente $A = 0.51 \pm 0.04 mCi$. Bajo esta consideración, la tasa de fluencia de partículas (Ec. (4.10)) es:

$$\varphi = (116 \pm 17) \times 10^3 \frac{\text{fotones}}{cm^2 s} \quad (4.16)$$

entonces la energía depositada por cada fotón en el TLD-100 (considerando los dos fotones por decaimiento, Ec. (4.12)) será:

$$E_{dep} = 8.1 \pm 2.1 \text{ keV}, \quad (4.17)$$

el resultado anterior es casi el doble del resultado que se obtiene al tomar la actividad reportada en la placa de la fuente (Ec. (4.12)).

Esta situación nos hace pensar en la posibilidad de que la actividad reportada en la fuente se refiere al número de fotones emitidos por segundo, y no al número de desintegraciones nucleares del ^{60}Co . Desafortunadamente, el Laboratorio no cuenta con el certificado original de calibración de la fuente o con algún documento que especifique sus características o el tipo de uso para el que fue diseñada. En este sentido cabe la posibilidad de que la fuente hubiese sido diseñada para ser

utilizada en alguna actividad (por ejemplo en actividades médicas o en laboratorios de calibración) donde los usuarios no estuvieran familiarizados con el concepto de actividad o para quienes no fuese claro que el ^{60}Co tiene un decaimiento β con una emisión posterior de fotones [BRH 70] (cotidianamente se habla únicamente de emisión de fotones en el ^{60}Co). En cualquier caso, lo recomendable en esta situación sería medir la actividad de la fuente para tratar de comprobar lo que aquí se ha planteado.

Las Fig. (4.12) y (4.13) comparan los resultados obtenidos en la simulación MC para la fuente distribuida en el disco y la fuente puntual respectivamente, con los resultados de la calibración en términos del valor indicado en la Ec. (4.17).

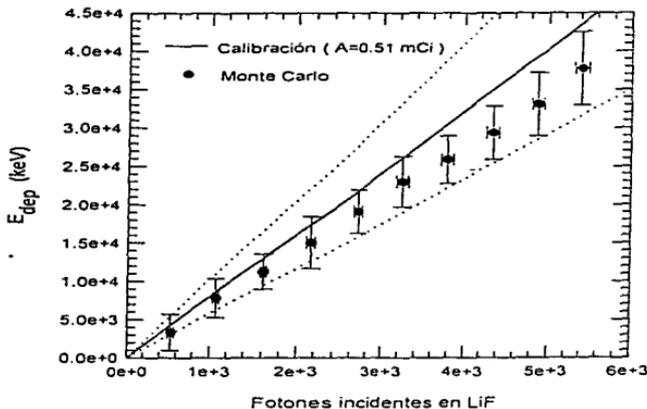


Figura 4.12: Resultados de la simulación MC para la fuente distribuida en el disco considerando una actividad $A = 0.51 \text{ mCi}$. La línea sólida representa el cálculo de la calibración y las líneas punteadas su incertidumbre.

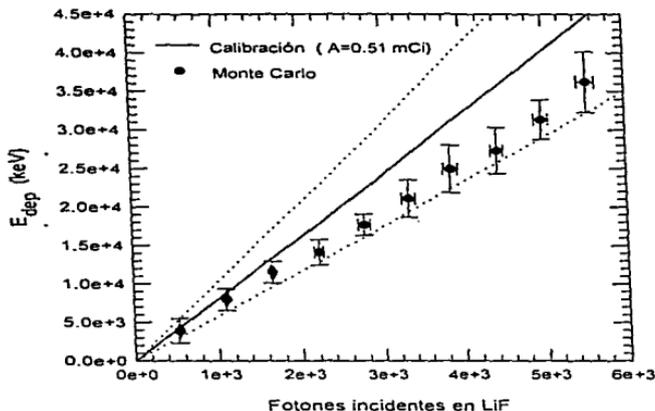


Figura 4.13: Resultados de la simulación MC para una fuente puntual e isotrópica considerando una actividad $A = 0.51 \text{ mCi}$. La línea sólida representa el cálculo de la calibración y las líneas punteadas su incerteza.

Obsérvese que en ambos casos el resultado de la simulación cae en el intervalo de incerteza (línea punteada) de la calibración. De los dos casos, el que mejor se ajusta a la calibración es la simulación del disco (aunque la diferencia entre ambas simulaciones es menor al 10%). Por otro lado, la diferencia que se observa respecto a la calibración podría deberse en buena parte a que no se consideró la dispersión que las paredes del contenedor pueden producir en los fotones emitidos por la fuente.

La Tabla (4.1) resume la información referente a la fuente de ^{60}Co . La columna C1 se refiere a la información reportada o calculada de acuerdo con la placa de registro de la fuente, y la columna C2 se refiere al cálculo realizado en términos del factor Γ .

Cantidad	C1	C2
A (mCi)	0.91 ± 0.13	0.51 ± 0.04
\dot{X} (R/h)	0.91 ± 0.16	0.51 ± 0.05
\dot{D}_{agua} (mrad/s)	0.246 ± 0.043	0.139 ± 0.011^a
φ (fotones/cm ² s) ^b	$(414 \pm 20) \times 10^3$	$(232 \pm 25) \times 10^3$
E_{dep} (keV/fotón) ^c	4.5 ± 0.9	8.06 ± 2.1

Tabla 4.1 Resumen de las principales cantidades físicas que describen la fuente de ⁶⁰Co. (a) Medida experimentalmente [Bu 94]. (b) Considerando los dos fotones emitidos por desintegración. (c) E_{dep} de fotones que inciden en el TLD-100.

A pesar de que quedan algunos cabos sueltos por resolver en torno a la fuente de ⁶⁰Co (como el valor exacto de la actividad, la distribución del material radiactivo en el disco y la dispersión producida en las paredes del contenedor), de acuerdo con los resultados, la simulación realizada describe aceptablemente el transporte de radiación y el depósito de energía en el TLD-100.

4.3.3 Resultados de la distribución espacial de la energía depositada

Las siguientes figuras muestran el depósito de energía en función de la profundidad.

La Fig. (4.14) muestra el depósito de energía en cada una de las capas en las que fue subdividido el TLD-100 a lo largo del eje Z (ver Fig (4.3)).

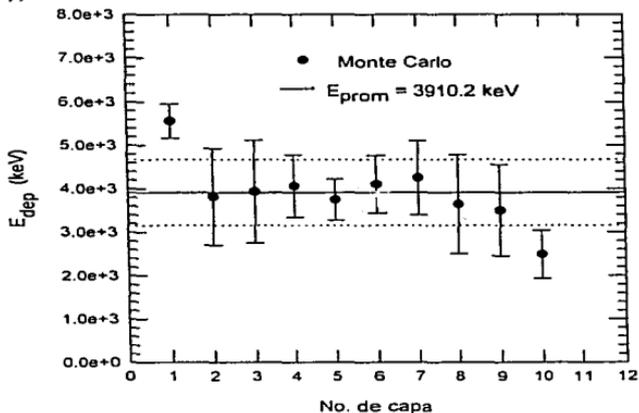


Figura 4.14: Resultado de la simulación MC para el cálculo de la energía depositada por rayos γ de la fuente de ^{60}Co . En la simulación se consideraron 10^7 fotones incidentes en el dosímetro bajo el régimen de EPC. La línea sólida representa el valor promedio de E_{dep} y las líneas punteadas marcan un intervalo de confianza en términos de la desviación estandar del promedio.

Se puede observar en la gráfica anterior que la energía depositada en el dosímetro es, en buena aproximación, casi constante a lo largo de la trayectoria de recorrido de la radiación. Esto se explica gracias a la presencia de la lucita que rodea el cristal, con la cual se garantiza el EPC. Basta mencionar que el alcance de un fotoelectrón de 1.25 MeV producido durante una colisión fotoeléctrica (energía máxima de los

electrones secundarios producidos durante la irradiación) es $\mathcal{R} \approx 0.5 \text{ cm}$ en lucita y $\mathcal{R} = 0.27 \text{ cm}$ en LiF. Los valores extremos que se observan en las capas 1 y 10 se deben fundamentalmente a un "desequilibrio" en el espectro de electrones secundarios (producidos por la radiación primaria) que avanza en el portadosímetro. Esto es, conforme la radiación primaria atraviesa el portadosímetro, los electrones secundarios que se producen en la lucita avanzan y penetran al cristal sustituyendo a los electrones secundarios que se produjeron en éste y posteriormente se salieron, manteniendo así el EPC. Sólo en las fronteras del cristal no se alcanza un equilibrio total.

La Fig. (4.15) muestra el resultado de la simulación cuando no se considera el EPC.

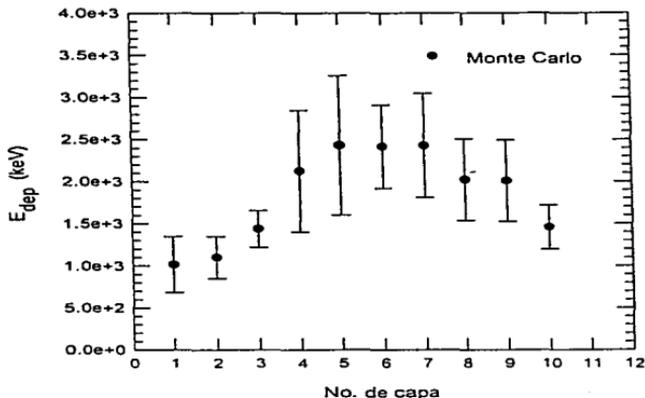


Figura 4.15: Simulación MC para el cálculo de energía depositada por rayos γ de la fuente de ^{60}Co . Se consideran 10^7 de fotones incidentes en el portadosímetro, sin EPC. La magnitud de las barras de error que se observa en la figura se deben principalmente al reducido número de historias utilizadas en la simulación.

Obsérvese que en este caso, la energía depositada se incrementa en función de la profundidad a consecuencia de que no existe el EPC. La

caída que se observa en el depósito de energía en las últimas capas se debe a que el espesor del cristal es muy pequeño y, en consecuencia, los electrones que se producen en las últimas capas de éste se salen del cristal sin depositar energía.

Finalmente la Fig. (4.16) muestra la distribución espacial de energía depositada en cada capa del cristal. Debido al comportamiento de la distribución de energía en cada capa, sólo se muestran las "sábanas" correspondientes a las capas 1, 5 y 10. Los puntos en cada sábana representan la distribución espacial de energía depositada por voxel.

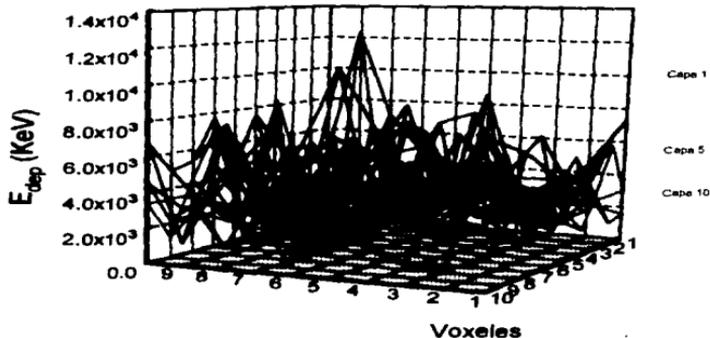


Figura 4.16: Distribución espacial de energía depositada en las capas 1, 5 y 10 del TLD-100.

4.4 Energía depositada por rayos X

4.4.1 Descripción del irradiador de rayos X

Geometría del irradiador

La simulación para depósito de energía se realizó considerando la irradiación emitida por el generador de rayos X (PW 1790) del Laboratorio de Rayos X del IFUNAM. El diseño del generador se muestra en la siguiente figura:

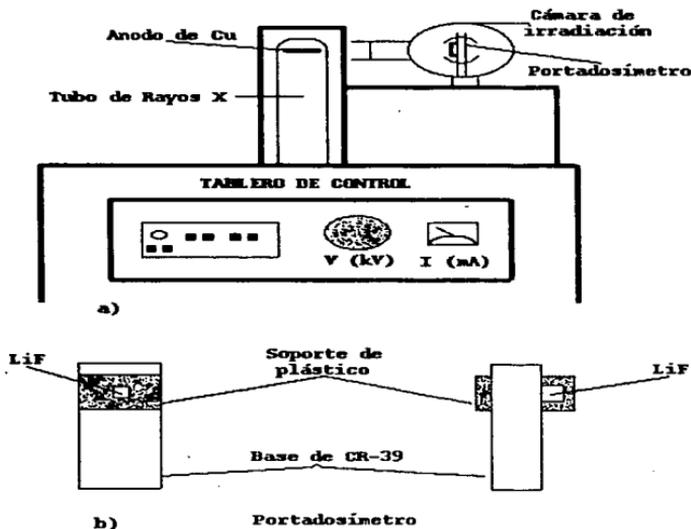


Figura 4.17: a) Esquema del dispositivo de irradiación de rayos X (irradiador PW 1790); b) Esquema frontal y lateral del portadosímetro.

El generador cuenta con un tablero de control en el que es posible fijar el voltaje de operación, la corriente del haz y el tiempo de irradiación. En la parte superior se encuentra el tubo de rayos X con un ánodo de Cu. La cámara de irradiación es de aluminio, tiene forma cilíndrica con dimensiones interiores de 5.7 cm de diámetro por 3.4 cm de largo y se acopla con el dispositivo de salida del haz de rayos X mediante un tubo que tiene un colimador de 4 mm.

Trabajando con un voltaje de 35 kV, una corriente de 20 mA y utilizando un filtro de Ni, se obtiene un haz de rayos X , prácticamente monoenergético, de energía efectiva de aproximadamente 9 keV, cuyo espectro consiste principalmente de rayos X característicos y muy poca radiación de frenado.

El portadosímetro consiste de una base de plástico CR-39 con un soporte de plástico, donde se coloca el TLD-100 para ser irradiado. El portadosímetro se coloca en las ranuras de la sección cilíndrica de la cámara de irradiación, que fijan su posición en el centro de la misma. La irradiación de los TLD-100 se realiza en aire y a una distancia del tubo de rayos X de aproximadamente 6 cm. La sección transversal del haz, en las condiciones de irradiación mencionadas, es de aproximadamente $6 \times 5 \text{ mm}^2$ [Ga 96], siendo éstas las mismas dimensiones del portadosímetro.

Tasa de dosis

Bajo las condiciones descritas anteriormente, i.e. considerando un haz paralelo de rayos X con energía de 9 keV, se tiene que la tasa de dosis que el generador de rayos X deposita en LiF es [Ga 96]:

$$\dot{D} = 24.8 \pm 2.5 \frac{\text{rad}}{\text{s}} \quad (4.18)$$

Si en la ecuación anterior multiplicamos por la masa de los TLD-100 ($2.3 \times 10^{-5} \text{ kg}$), obtenemos que la tasa de energía depositada por segundo es:

$$\dot{E}_{dep} = 35.6 \times 10^8 \frac{\text{MeV}}{\text{s}} \quad (4.19)$$

4.4.2 Simulación MC para la emisión y el transporte de rayos X

La simulación para la emisión de rayos X y su transporte en el TLD-100, se realizó considerando la siguiente geometría:

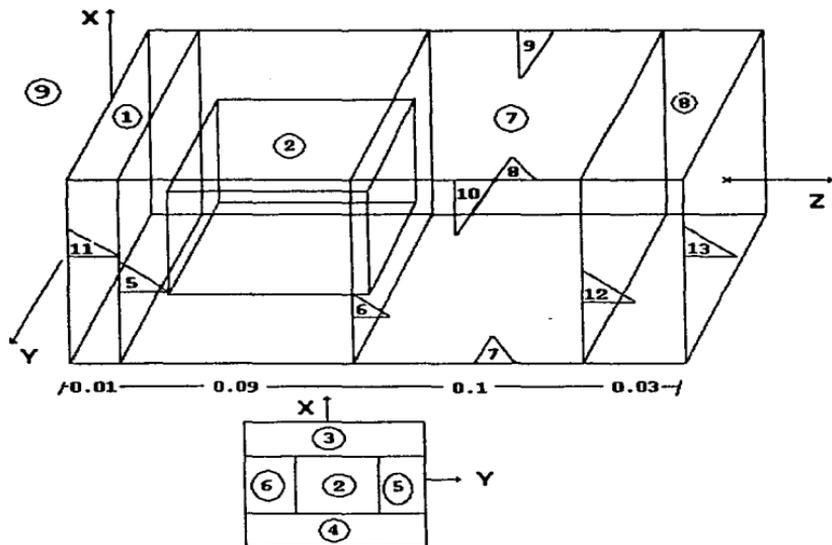


Figura 4.18: a) Esquema de la geometría utilizada durante la simulación de rayos X.

El portadosímetro se describe con 11 planos que contienen 9 regiones geométricas. Estas están distribuidas de la siguiente manera: las regiones 1, 3, 4, 5, 6 y 8 indican plástico (poliuretano); la región 2 indica LiF (TLD-100) y las regiones 7 y 9 indican respectivamente, plástico

CR-39 y vacío. El portadosímetro tiene una área de $0.6 \times 0.5 \text{ cm}^2$ (la sección transversal del haz de rayos X), mientras que el área del TLD-100 es de $0.3 \times 0.3 \text{ cm}^2$. Las dimensiones del largo del portadosímetro se indican en la figura. Nuevamente, la presencia del plástico garantiza el equilibrio de partícula cargada. Se considera un haz paralelo y monoenergético de rayos X (por simplicidad $\bar{E} = 10 \text{ keV}$) que incide aleatoriamente en el plano 11 del portadosímetro, el cual está centrado en el origen del sistema coordenado. Debido a esta energía, durante la simulación sólo se consideran interacciones fotoeléctrica y Compton.

4.4.3 Resultados de la distribución espacial de la energía depositada

Los resultados de la simulación para el depósito de energía se muestran en las gráficas de las Fig.(4.19) y (4.20).

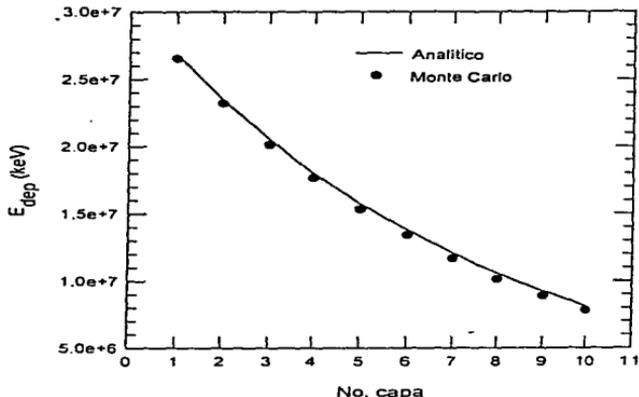


Figura 4.19: Energía depositada en cada capa del cristal por rayos X de 10 keV considerando EPC.

Obsérvese que, a diferencia de los rayos gamma, los rayos X depositan su energía siguiendo un comportamiento de atenuación exponencial. Esto se debe a la diferencia de energía entre ambas partículas.

En consecuencia, la intensidad de los rayos X es fuertemente atenuada, y el depósito de energía es mayor en las primeras capas decreciendo de manera exponencial.

La línea sólida en la Fig. (4.18) indica un cálculo analítico, que se realizó con el fin de comparar los resultados de la simulación.

El cálculo analítico considera un flujo de 70×10^8 fotones incidentes en el plástico ($\mu = 2.3 \text{ cm}^{-1}$) que, después de ser atenuado en éste, incide en el TLD-100. El cálculo para el depósito de energía en el

dosímetro se realiza en cada una de las 10 secciones transversales en que se dividió éste.

A diferencia del traslape que se observaba en la gráfica de distribución espacial de energía depositada para rayos γ , con los rayos X esta distribución por capa se define mucho mejor, observándose el mismo comportamiento exponencial de la Fig. (4.18).

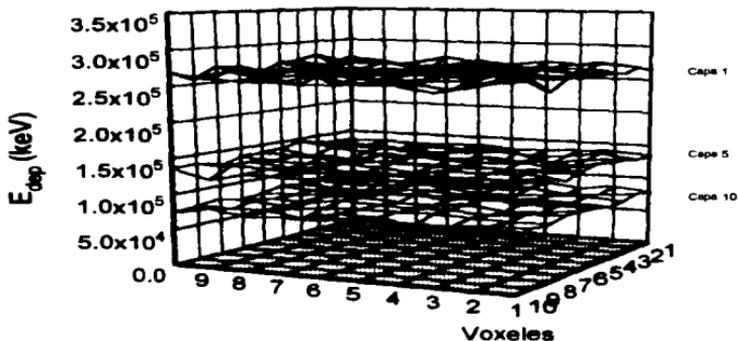


Figura 4.20: Distribución espacial de energía depositada en las capas 1, 5, 10 del cristal.

4.5 Energía depositada por partículas α

4.5.1 Descripción de la fuente

Se utilizó una fuente de ^{241}Am de aproximadamente $5.3 \mu\text{Ci}$ de actividad, depositada en una placa metálica rectangular de $1.6 \times 5.2 \text{ mm}^2$, y colocada dentro de un disco de aluminio de 2.5 cm de diámetro y 5.35 mm de espesor a una profundidad de 1 mm (ver Fig. 4.20).

El ^{241}Am emite partículas α con energía promedio $\bar{E}_\alpha = 5.48 \text{ MeV}$ y rayos γ de distintas energías. El efecto de los rayos γ en el depósito de energía es despreciable comparado con el de las partículas α , por lo que no serán considerados durante la simulación [Ga 96].

Dispositivo de irradiación

El dispositivo que se utiliza para irradiar con la fuente de ^{241}Am está formado por una placa de lucita de $6.4 \times 6.4 \text{ cm}^2$ con una cavidad cilíndrica de 2.5 cm de diámetro en el centro, donde se coloca la fuente. Dentro de la cavidad hay un nicho con las dimensiones del TLD-100, de manera que al irradiar, los cristales y la fuente se mantienen en una posición fija y reproducible (Fig (4.21)).

Debido a un recubrimiento protector que tiene la fuente, y a la distancia de separación que queda entre ésta y el TLD-100 (1 mm de aire), la energía de las partículas α que inciden sobre el cristal es de 5.3 MeV.

Tasa de fluencia (φ)

La tasa de fluencia en la geometría de la irradiación [Ga 96] es:

$$\varphi = 4.7 \times 10^5 \frac{\text{partículas } \alpha}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \quad (4.20)$$

Se estima una incertidumbre del 20% es este valor.

Depósito de energía

Debido a que el código *EGS4* no está diseñado para transportar partículas pesadas, el depósito de energía en el TLD-100 se calculó analíticamente,

considerando el alcance de las partículas α en LiF. Para tal efecto se consideró una fluencia de partículas $\Phi = 8.47 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ (que corresponde a un tiempo de irradiación de 3 min.) con energía de 5.3 MeV, que tienen un alcance $\mathfrak{R} = 20.2 \mu\text{m}$ en LiF. De esta forma se obtiene:

$$E_{dep} = \frac{\Phi E v}{\mathfrak{R}} \approx 180 \times 10^6 \text{ MeV} \quad (4.21)$$

donde $v = 8.1 \times 10^{-4} \text{ cm}^3$ es el volumen irradiado. Por lo tanto, la ecuación anterior determina la energía depositada en la superficie del TLD-100.

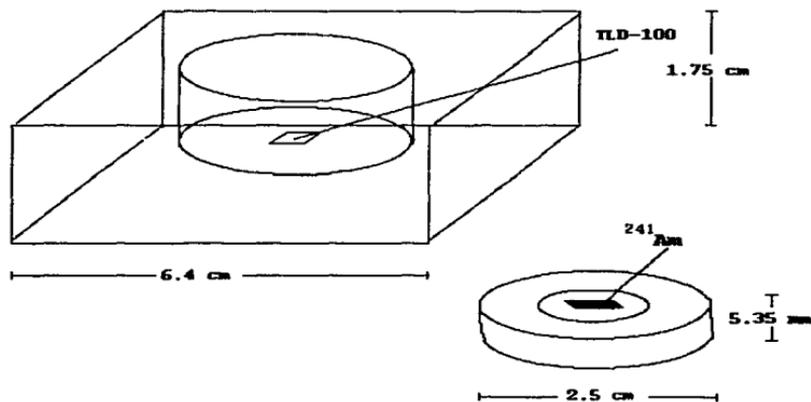


Figura 4.21: Fuente de ^{241}Am y dispositivo de irradiación.

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

Capítulo 5

Simulación Monte Carlo para la emisión y transporte de luz en el cristal TLD-100

**“El objetivo de los modelos
no es únicamente ajustar los datos,
sino aumentar las preguntas.”**
Samuel Karlin

5.1 Introducción

Conocer el comportamiento de la luz generada dentro del TLD-100 durante el proceso termoluminiscente está vinculado con el interés en determinar el grado de fluctuaciones o pérdidas en la señal TL que, como función de la distribución espacial de energía depositada, se puede presentar durante la lectura de dosímetros que han sido expuestos a radiación ionizante.

La investigación que se realiza en el Laboratorio de Dosimetría de la Radiación del IFUNAM, en torno a la caracterización de dosímetros termoluminiscentes irradiados con partículas pesadas altamente ionizantes, hace de este análisis un punto de interés que complementa los objetivos de la investigación.

El estudio del transporte de luz dentro del dosímetro TLD-100 es un tema no concluido, que queda abierto a investigaciones posteriores.

5.2 Emisión y transporte de luz

Sólo una pequeña parte de la energía que es depositada en el TLD-100 por la radiación ionizante es emitida en forma de luz durante el proceso termoluminiscente. El cociente entre la energía emitida como luz (señal TL) y la energía depositada en el dosímetro, es conocido como Eficiencia Intrínseca (ϵ) [Lu 70]. Este cociente determina el porcentaje de luz que es emitida respecto del total de luz que se puede producir en el dosímetro. A partir de los resultados presentados en el capítulo anterior, se procedió a calcular el número de fotones-luz producidos en los dosímetros. Para tal fin, se consideró que la energía promedio de cada fotón-luz (γ') emitido es $E_{\gamma'} = 3 \text{ eV}$ (400 nm) [Fa 78]. Por lo tanto, el número de γ' producidos en cada voxel es:

$$\# \text{ fotones } \gamma' \text{ producidos} = \epsilon \left[\frac{E_{dep}}{E_{\gamma'}} \right] \quad (5.1)$$

Se considera que los fotones son emitidos isotrópicamente desde los voxels donde se depositó energía durante el proceso de irradiación. La simulación que determina este tipo de emisión considera el muestreo de una distribución angular isotrópica [Mo 88].

En una primera aproximación para el análisis del transporte de luz en el cristal TLD-100, se considera que la estructura de éste es la de un monocristal transparente a su propia radiación. Posteriormente se verá que realmente su estructura es la de un policristalino translúcido, por lo cual se modificarán algunas de las suposiciones iniciales del estudio.

La luz emitida dentro del cristal y transportada hacia el exterior, es sometida durante su recorrido a diferentes mecanismos ópticos de interacción con las paredes del mismo. Por tal motivo, durante la simulación se han considerado las probabilidades de reflexión y transmisión total y parcial de los fotones γ' .

En tal caso, cuando el ángulo con el que inciden los fotones en las paredes del cristal (θ_i) es menor que el ángulo crítico (θ_c), es decir, cuando no hay reflexión total interna, la probabilidad de que los fotones sean transmitidos (i.e. la Transmitancia T) está dada por [He 77]:

$$T = \frac{2 \operatorname{sen}\theta_i \cos\theta_i \operatorname{sen}\theta_t \cos\theta_t}{\operatorname{sen}^2(\theta_t + \theta_i)} \left[1 + \frac{1}{\cos^2(\theta_i - \theta_t)} \right] \quad (5.2)$$

donde θ_t es el ángulo de transmisión y se considera luz no polarizada.

La probabilidad de que los fotones sean reflejados en las paredes del cristal (Reflectancia R) queda determinada por $R = 1 - T$

Cuando el ángulo de incidencia es mayor que el ángulo crítico (reflexión total interna), entonces la probabilidad de reflexión es máxima: $R=1$ y $T=0$.

Si por otra parte, el fotón incide en forma normal sobre la superficie del cristal (transmisión total), entonces: $T=1$ y $R=0$.

Con base en las consideraciones anteriores se realizó la simulación MC. Es importante mencionar que en esta simulación se diseñaron MACROS especiales, que no forman parte del código EGS4, pero que se basan fundamentalmente en las propias rutinas del código para simular el transporte de luz dentro del cristal.

Para comparar los resultados de la simulación MC, y verificar que ésta fuera correcta, se consideraron los planteamientos de la teoría analítica desarrollada por G. Keil [Ke 70] para la emisión de luz fluorescente en cuerpos monocristalinos, simétricos y transparentes a su propia radiación.

Esta teoría establece que la fracción de la luz atrapada en este tipo

de monocristales está dada por la siguiente relación analítica:

$$F_A = \left[\frac{3(n^2 - 1)^{1/2}}{n} \right] - 2 \quad (5.3)$$

y en consecuencia, la fracción de luz que es emitida por el cuerpo es:

$$F_E = 1 - F_A = 3 \left\{ 1 - \left[\frac{(n^2 - 1)^{1/2}}{n} \right] \right\} \quad (5.4)$$

El valor de n se obtiene mediante la relación:

$$\text{sen} \alpha_c = \frac{1}{n} = \frac{n_2}{n_1} \quad (5.5)$$

donde n_1 y n_2 son los índices de refracción del monocristal y del medio circundante respectivamente, y α_c es el ángulo crítico para la reflexión total interna. Cuando $n \leq 2^{1/2}$ la ecuación 5.4 deja de tener sentido debido a las consideraciones geométricas que se han utilizado.

La Fig. (5.1) es una comparación entre los resultados de la simulación MC y el modelo analítico.

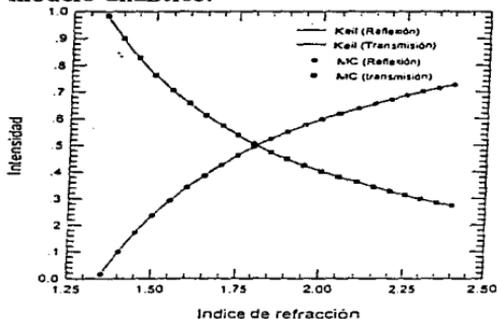


Figura 5.1: Comparación entre los resultados de la simulación MC y el modelo de G.Keil para el transporte de luz en un paralelepípedo monocristalino.

Tal como se observa, el resultado de la simulación respecto al resultado analítico garantiza que el algoritmo desarrollado en la simulación,

que además es independiente de las suposiciones hechas por Keil, describe bastante bien el comportamiento de la luz en el interior del cristal.

De acuerdo con Keil, la fracción F_E es independiente de la forma del paralelepípedo, además de que la transmisión de luz es la misma en cada una de sus caras. La Fig. (5.2) muestra que el cálculo MC para la transmisión de luz en cada una de las caras del cristal es la misma, coincidiendo nuevamente con la descripción de Keil.

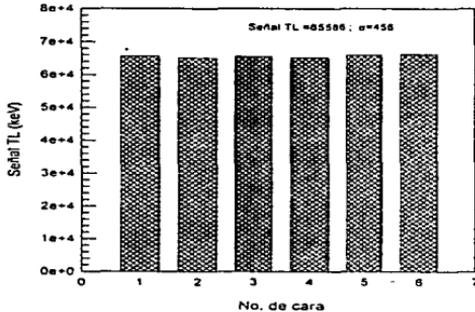


Figura 5.2: Emisión de luz en cada cara del cristal calculada por la simulación MC, considerando una irradiación sobre el cristal de 1.5×10^6 fotones de 10 keV. La señal TL promedio en todas las caras fue: 65586 ± 456 keV.

Los resultados anteriores permitieron continuar con la siguiente fase de la simulación, es decir, considerar la atenuación de la luz que viaja dentro del cristal y la estructura real del TLD-100.

Respecto a este último punto, anteriormente se comentó que la estructura del TLD-100 no es la de un monocristalino, sino la de un policristalino. En sí, el LiF es un monocristal transparente, que es pulverizado y sinterizado a alta presión para obtener la forma conocida del TLD-100. Debido a este proceso de manufactura, la estructura interna del TLD-100 se convierte en un conglomerado de estructuras monocristalinas tal como se observa en las Fig. (5.3).

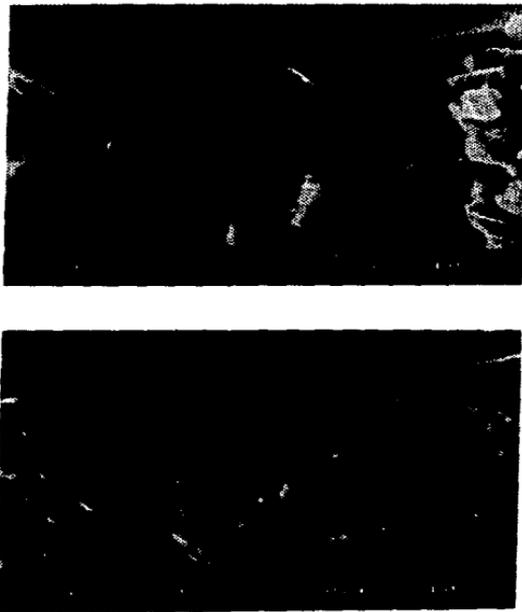


Figura 5.3: Fotografías del interior de un TLD-100 tomadas con un microscopio electrónico de barrido. Se observa que la estructura del TLD-100 no es la de un monocristal.

Esta situación nos condujo a modificar las suposiciones iniciales de la simulación y adecuarlas a nuevas hipótesis que permitieran realizar el análisis del transporte de luz.

El primer problema a abordar fue considerar la absorción de luz en el cristal. La solución a dicho problema se tornó un tanto difícil, debido a que no se contaba con el equipo ni con el material adecuado para medir el coeficiente de absorción del cristal.

En este sentido se realizaron mediciones con dos espectrofotómetros del IFUNAM: un Perkin-Elmer de nuestro laboratorio, utilizado principalmente para medir densidades ópticas en películas dosimétricas, y un Perkin-Elmer 330, del Departamento de Estado Sólido. La imprecisión y la incoherencia de los resultados obtenidos (se obtenían valores del coeficiente de absorción superiores a 15 l/cm) en ambos casos nos llevó a descartar la información obtenida.

Dada esta limitante experimental, se decidió a calcular el coeficiente de atenuación mediante una forma indirecta: conjuntando resultados de una simulación MC y resultados experimentales de mediciones de la señal TL.

Respecto a la simulación, se modificó el diseño del MC para transporte de luz en un monocristal, de tal forma que el cálculo considera absorción durante el transporte de luz; esto es, se introdujo un parámetro libre en la simulación, que representa el coeficiente de absorción.

En el caso de las medidas experimentales, se irradiaron cristales con partículas α de 5.3 MeV provenientes de la fuente radiactiva de ^{241}Am y la lectura de la señal TL se realizó tratando de encontrar variaciones al leer el cristal con la cara irradiada dirigida hacia el tubo fotomultiplicador del equipo lector (posición arr) y, en una segunda irradiación, colocando la cara irradiada hacia la plancheta (posición ab).

Se eligió irradiación con partículas α , debido a que el depósito de energía de éstas se da únicamente en la superficie del cristal ($\approx 20 \mu\text{m}$), con lo cual existía la garantía de observar algún efecto de atenuación en la luz producida y transportada desde esta zona.

5.3 Desarrollo experimental

Un grupo de 12 dosímetros TLD-100 fue utilizado en el experimento. Antes de ser irradiados, los dosímetros fueron sometidos a un tratamiento térmico de horneado de alta temperatura (400 °C, 1 hr.), mediante el cual se restablecen las características del cristal borrando la información acumulada durante su almacenamiento, y posteriormente a un horneado de baja temperatura (100 °C, 2 hrs.) que estabiliza los picos de baja temperatura. Ambos horneados se realizaron en aire en una mufla *Thermoline* modelo F47915.

En la lectura de los dosímetros se utilizó un equipo lector Harshaw 3500, que consta de un módulo principal donde se encuentran el sistema de calentamiento (la plancheta), el tubo fotomultiplicador (TFM) que convierte la señal luminosa en corriente, y un sistema electrónico que integra en el tiempo la señal eléctrica que sale del TFM. Este último se acopla a una computadora que controla el programa de adquisición de datos. En este programa se establecen los parámetros de lectura: tasa de calentamiento, intervalo de temperatura en el que se integra la señal TL, y el tiempo de integración. Durante la lectura de la señal TL con partículas α se utilizó una tasa de calentamiento de 1 °C/s, con un intervalo de temperatura de 0-400 °C. La Fig. (5.4) muestra una curva de brillo obtenida con el equipo lector.

Para analizar los picos componentes de la curva de brillo es necesario descomponer ésta mediante técnicas de deconvolución. Con este fin se utilizó el programa comercial Harshaw/Filtrol. Con este programa se resta la señal de la radiación de fondo, y se tiene la posibilidad de eliminar la señal del pico 2 (señal inestable de baja temperatura). La Fig. (5.5) muestra el resultado que se obtienen en la deconvolución de la curva de brillo mostrada en la Fig. (5.4).

Existen tres posibilidades de determinar los valores iniciales de los parámetros de deconvolución:

1. Marcar la posición y la altura inicial de los picos sobre la curva de brillo.
2. Fijar algunos de los valores iniciales de los parámetros.
3. Permitir que el programa proponga todos los valores iniciales de

los parámetros de todos los picos (altura, posición, y ancho a la mitad de la altura).

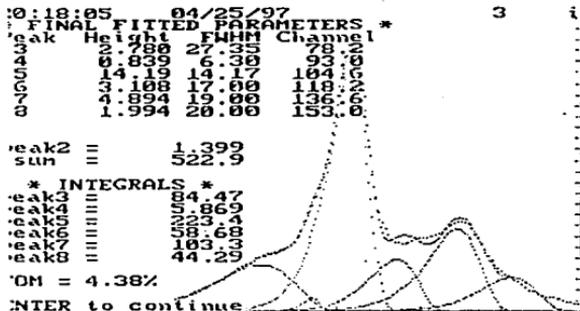


Figura 5.4: Curva de brillo de un TLD-100, al ser irradiado con partículas α de 5.3 MeV, y leído con un equipo lector Harshaw 3500.

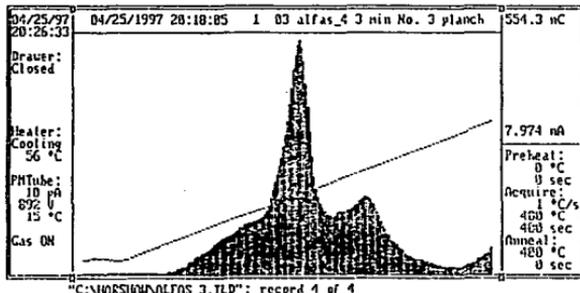


Figura 5.5: Resultado de la deconvolución realizada con el programa Harshaw/Filtrol sobre la curva de brillo de la Fig (5.4).

En el caso anterior, y en las irradiaciones que se realizaron posteriormente, las deconvoluciones se hicieron con la segunda opción y los parámetros utilizados fueron los que determinó la Dra. Isabel Gamboa durante el trabajo de su tesis doctoral [Ga 96]. El área de cada uno de los picos determina su respuesta termoluminiscente ("señal TL de cada pico").

Posteriormente, para cada dosímetro se determinó un factor de sensibilidad individual f_n , respecto del valor promedio de la señal TL del grupo de trabajo al ser irradiado con la fuente de ^{241}Am :

$$f_n = \frac{(\overline{TL})}{(TL)_n} \quad (5.6)$$

donde (\overline{TL}) es la señal TL promedio del grupo y $(TL)_n$ es la señal individual de cada dosímetro; de esta forma el factor f_n permite corregir y caracterizar individualmente estas señales. Los factores f_n se obtienen a partir de la primera lectura de la irradiación del dosímetro [Mu 94].

Los factores de sensibilidad de cada dosímetro se presentan en la Tabla 5.1.

Dosímetro	Señal TL_{arr} (nC/mg)	f_n
1	530.7	1.066
2	588.8	0.961
3	568.5	0.995
4	528.8	1.070
5	574.5	0.985
6	499.7	1.132
7	602.4	0.939
8	662.9	0.853
9	532.8	1.062
10	587.2	0.963
11	498.4	1.135
12	614.7	0.920

Tabla 5.1 Factores de sensibilidad individual calculados a partir de la primera lectura en la posición arr. El valor promedio de la señal TL es $(\overline{TL}) = 565.8 \pm 49.4 \text{ nC}$.

Las Fig. (5.6) y (5.7) muestran los resultados experimentales de las señales pico 5 (TL-p5) y total (TL) (arr y ab) corregidos por el factor de sensibilidad f_n .

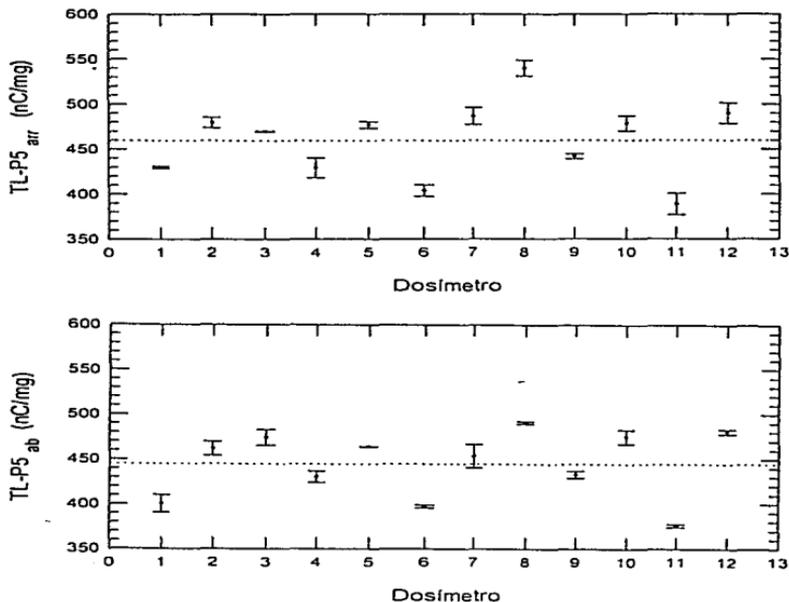


Figura 5.6: Resultados de las señales TL-p5 (arr y ab), para cada dosímetro. La señal ha sido corregida por el factor de sensibilidad correspondiente. La línea punteada indica el valor de la señal promedio del lote de dosímetros. Las incertidumbres se calcularon a partir de una serie de dos lecturas.

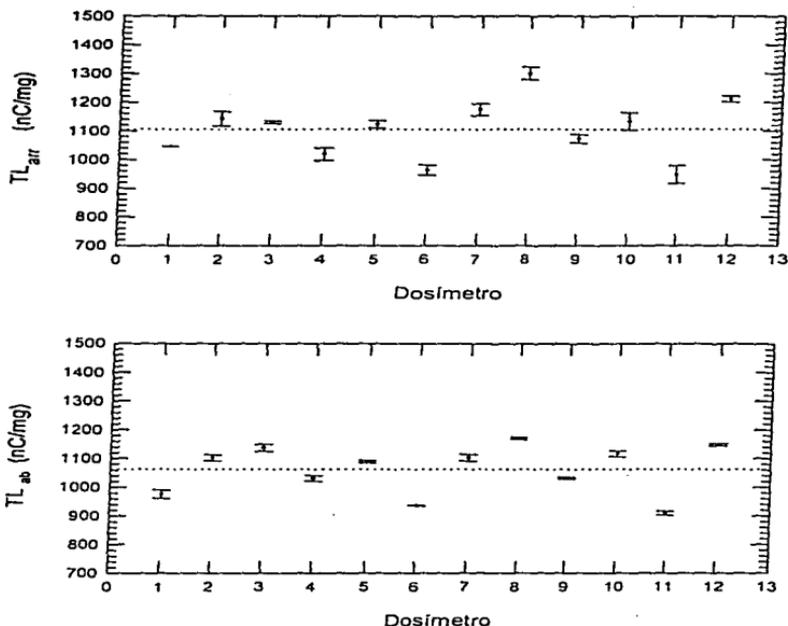


Figura 5.7: Resultados de las señales TL total (arr y ab), para cada dosímetro. La señal ha sido corregida por el factor de sensibilidad. Nuevamente, la línea punteada indica el valor de la señal promedio de los dosímetros.

La importancia de la señal TL del pico 5 reside principalmente en su intensidad y estabilidad, pues esto le determina un papel fundamental como referencia dosimétrica. Sin embargo, como el objetivo de este estudio recae en el comportamiento de la luz total emitida, i.e. la señal total, los resultados que a continuación se presentan se deben únicamente a ésta.

Si tomamos el cociente de las señales ab y arr de la señal total, esto

es:

$$R = \frac{(TL_{ab})}{(TL_{arr})} \quad (5.7)$$

entonces podemos observar el efecto de la atenuación a la que se ve sometida la luz, cuando el TLD-100 se lee en dos posiciones distintas en las que cambia la magnitud de la trayectoria de recorrido de la luz.

Tal como se puede observar en la Fig. (5.8), el cociente de la Ec. 5.7 es menor que la unidad para casi todos los dosímetros, y el valor promedio del grupo es $R = 0.9623 \pm 0.0312$. Esto significa que aproximadamente más del 3% de la luz producida en el volumen irradiado es absorbida en el interior a consecuencia de la trayectoria de recorrido de la luz.

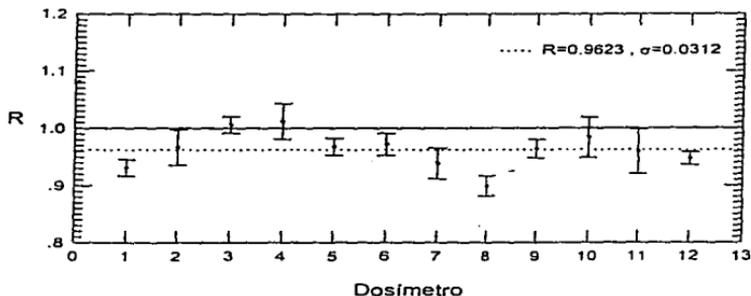


Figura 5.8: Cociente de las señales TL (ab y arr). La línea punteada indica la señal promedio del grupo.

5.4 Cálculo del coeficiente de absorción óptico (μ) de un TLD-100 y reflectividad (δ) de la plancheta del equipo lector

Tal como se indicó anteriormente, la simulación MC para la emisión y transporte de luz se modificó con el fin de determinar el coeficiente de absorción óptico μ (cm^{-1}) del TLD-100, a partir de la información que experimentalmente se había encontrado.

La nueva simulación MC se elaboró a partir de las consideraciones para la emisión y transporte de luz que ya se habían elaborado (sección 5.2.1), e incluyendo un factor de absorción basado en la ley de Lambert:

$$I = I_0 e^{-\mu t}, \quad (5.8)$$

con μ el coeficiente de absorción óptico y t la distancia recorrida por la luz, y el coeficiente de reflectividad de la plancheta (δ), el cual, por cierto, también era necesario determinar, con lo que se incrementaba la dificultad del estudio.

En este sentido es importante mencionar que el coeficiente de absorción μ , al que se hace referencia, representa la suma de dos coeficientes que determinan una tasa de pérdida en la intensidad de la luz inicial (I_0):

$$\mu = \mu_a + \mu_d \quad (5.9)$$

el primero se refiere a la pérdida debida netamente a la absorción del cristal (μ_a), y el segundo a la pérdida que resulta de la dispersión producida por la estructura del mismo (μ_d) (sección 5.2.1).

En términos generales el factor de absorción quedó establecido de la siguiente manera:

$$f_\alpha = \delta e^{-\mu t} \quad (5.10)$$

si se considera la incidencia en la plancheta; y en cualquier otro caso:

$$f_\alpha = e^{-\mu t} \quad (5.11)$$

Con el fin de verificar que la nueva simulación fuese correcta se compararon los resultados obtenidos en el programa MC y los resultados obtenidos a partir de un modelo analítico planteado por Y. S Horowitz y N. Stern [Ho 90]. Es importante mencionar que esta descripción analítica se basa en un modelo ideal muy simplificado sobre la trayectoria de recorrido de la luz producida dentro de un TLD-100. En este sentido, la simulación MC es más completa, pues trata con procesos que se aproximan con mayor detalle al comportamiento que sigue la luz dentro del cristal (reflexión, transmisión, etc). Así, el programa se modificó de tal forma que describiera las condiciones del modelo de Horowitz-Stern (H-S).

Este modelo considera la luz, o señal TL, producida dentro de un TLD-100 irradiado con partículas α cuyo depósito de energía se da en la superficie del mismo. Se asume que el dosímetro se lee en dos posiciones: colocando la cara irradiada hacia el TFM (arr) y, en una segunda irradiación, colocando el dosímetro con la cara irradiada hacia la plancheta (ab). Se supone que la emisión y el transporte de los fotones-luz sólo ocurren en dirección perpendicular a la plancheta y al TFM.

Bajo esta condición es fácil determinar que la intensidad del fotón-luz emitido es multiplicada por una de las siguientes constantes:

$$f_{\alpha \uparrow} = \frac{1}{2}(1 + \delta e^{-2\mu d}) \quad (5.12)$$

$$f_{\alpha \downarrow} = \frac{1}{2}e^{-\mu d}(1 + \delta) \quad (5.13)$$

donde $f_{\alpha \uparrow}$ y $f_{\alpha \downarrow}$ son los factores de absorción para irradiación con partículas α para las posiciones arr y ab respectivamente, δ es el coeficiente de reflexión de una plancheta de platino ($\delta = 0.96$), d es el espesor del dosímetro ($d = 0.09 \text{ cm}$) y μ es el coeficiente de absorción óptica del TLD-100 ($\mu = 2.1 \pm 0.3 \text{ cm}^{-1}$).

Con el fin de observar variaciones en la intensidad de la luz en ambas posiciones, se realizó el cociente de la intensidad de luz emitida multiplicada por el factor correspondiente, obteniéndose:

$$R = \frac{1 + \delta e^{-2\mu d}}{(1 + \delta)e^{-\mu d}} \quad (5.14)$$

En el programa se simularon ambos casos (arr y ab) pero como función del parámetro libre μ y, posteriormente, también se realizó el cociente de ambas señales con el fin de hacer la comparación con el modelo H-S. La Fig. (5.9) muestra ambos resultados. Como se puede observar en la figura, los resultados del MC concuerdan muy bien con el modelo de H-S con diferencias entre ambos cálculos menores al 1%. Los resultados mostrados en dicha figura permitieron continuar con la siguiente etapa del trabajo.

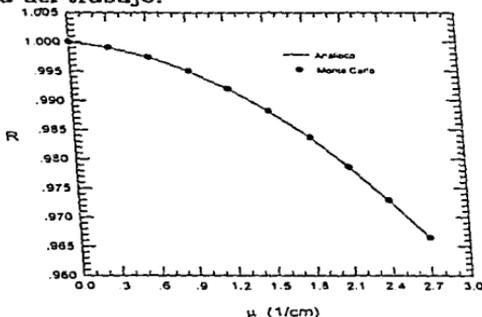


Figura 5.9: Comparación entre los resultados de la simulación MC y el modelo analítico de Horowitz-Stern.

5.4.1 Cálculo del coeficiente de absorción óptico

Con el fin de predecir un valor posible del coeficiente de absorción óptico (μ), a partir del resultado experimental de R , se realizó una simulación en la que se consideraba reflectividad de la plancheta $\delta = 1.0$ (reflectividad ideal), y se hacía variar el valor del coeficiente de absorción desde $\mu = 0.0 \text{ cm}^{-1}$ hasta $\mu = 10.0 \text{ cm}^{-1}$. Entonces el programa se ejecutaba considerando reflexión total en la cara 5 o 6 de la geometría del TLD-100 (ver Fig (4.1)), que se suponía en contacto con la plancheta. De esta forma se simulaban las lecturas arr y ab.

Se debe resaltar que ésta es una manera poco precisa, pero que resultó ser una forma alternativa de obtener un valor de μ tomando en

cuenta las limitantes experimentales en que nos encontrábamos. El resultado obtenido sigue siendo una primera aproximación, pues tampoco se conoce el valor real de la reflectividad de la plancheta del equipo lector del laboratorio, la cual, por cierto, está muy rayada. La Fig. (5.10) muestra el resultado de la simulación y el intervalo posible de valores (determinado a partir de la incertidumbre experimental de R) que puede tomar el coeficiente de absorción considerando este caso ideal de $\delta = 1.0$. Bajo esta suposición se puede observar que el coeficiente de absorción es aproximadamente $\mu = 3.3 \text{ cm}^{-1}$ con una incerteza de valores acotados en el intervalo $1.42 \text{ cm}^{-1} \leq \mu \leq 4.38 \text{ cm}^{-1}$. Este valor es mayor al reportado por Horowitz-Stern, debido en parte al valor ideal utilizado para la reflectividad de la plancheta.

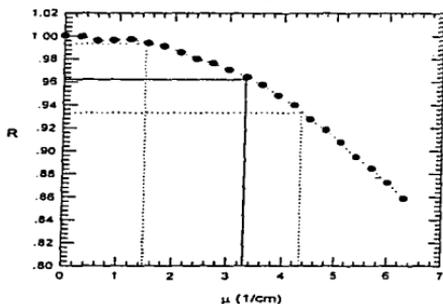


Figura 5.10: Resultado de la simulación MC para calcular el posible valor del coeficiente de absorción μ considerando una plancheta de reflectividad $\delta = 1.0$. El intervalo indicado en la gráfica se determinó a partir de la incertidumbre del resultado experimental de R .

5.4.2 Cálculo del coeficiente de reflectividad

Es importante mencionar que la realización de este cálculo se planteó como un problema de último momento, ante la necesidad de calcular un valor probable para la reflectividad de la plancheta del equipo lector del laboratorio que pudiera ser utilizado en la simulación del transporte

de luz.

Si en esta ocasión tomamos el valor del coeficiente de absorción reportado por Horowitz, $\mu = 2.1 \text{ cm}^{-1}$ (que es el único que se logró encontrar en la bibliografía consultada), entonces haciendo variar δ desde 0.75 hasta 1.0 fue posible predecir dicho valor. Este intervalo de análisis utilizado se tomó en consideración de los valores que se conocían para otro tipo de planchetas [Ha]. En la Fig. (5.11) se muestran los resultados, observándose que, la reflectividad de la plancheta que reproduce los resultados experimentales es $\delta = 0.83$. La incertidumbre de la medición experimental de R , determina un número muy grande de posibles valores para la reflectividad, que superan incluso los valores físicamente esperados ($\delta \gg 1.0$).

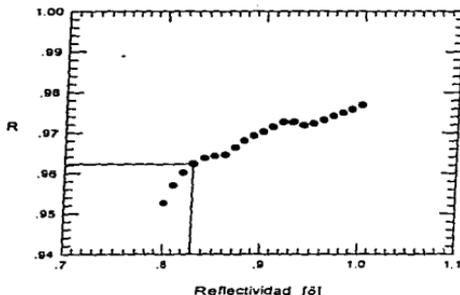


Figura 5.11: Resultado de la simulación MC para estimar el posible valor del coeficiente de reflectividad de la plancheta del equipo lector Harshaw 3500. Se considera un coeficiente de absorción $\mu = 2.1 \text{ cm}^{-1}$ con el que se obtiene un valor de reflectividad $\delta = 0.83$.

5.5 Emisión relativa de luz, como función de la distribución espacial de energía depositada

La simulación MC elaborada para analizar la emisión y el transporte de luz dentro del cristal, permite obtener un parámetro de comparación entre la emisión de luz en un TLD-100, a consecuencia de la distribución espacial de energía depositada por tres tipos diferentes de radiación.

El hecho de considerar partículas α , rayos γ y rayos X , obedece a la manera en que estas partículas depositan su energía dentro del dosímetro, observándose un depósito superficial con las partículas α , de tipo exponencial respecto a la profundidad con rayos X y prácticamente uniforme en todo el volumen con rayos γ (ver Cap.4).

De esta forma se ejecutaron los programas para la simulación del depósito de energía, descritos en el capítulo anterior, de manera que la energía total depositada dentro del cristal fuese la misma para cada tipo de irradiación. En cada caso se supuso un depósito de energía de 3380 MeV.

La simulación para el transporte de luz determina la intensidad de la luz producida dentro del cristal I_p (ver Ec. (5.1)), la intensidad de la luz total transmitida hacia el exterior del cristal I_t y la transmisión por cada cara del mismo.

La siguiente tabla de datos muestra los resultados de realizar las simulaciones utilizando el coeficiente de atenuación óptico reportado por Horowitz ($\mu = 2.1 \text{ cm}^{-1}$) y la reflectividad de la plancheta calculada en la sección anterior ($\delta = 0.83$).

En los tres casos se considera que la plancheta se encuentra en la cara 6 del dosímetro (ver Fig. (4.1)). En otras palabras, se simula la posición arr.

Cara	I_{α} (keV)	I_{γ} (keV)	I_X (keV)
1	67.0	74.0	73.3
2	67.3	73.4	73.5
3	67.4	73.0	74.0
4	67.9	74.3	74.1
5	281.6	274.2	272.4
6	0.0	0.0	0.0
I_t	551.2	568.8	567.2
I_p	1317.6	1316.3	1317.3

Tabla 5.2 Resultados de la emisión de intensidad de luz (I) para un depósito de energía de 3380 MeV por partículas α , y rayos γ y X .

Si ahora tomamos el cociente de la intensidad de luz total transmitida en cada caso, respecto a la emisión por partículas α , obtenemos un valor de la emisión relativa de luz:

$$E_{\alpha, \alpha} = \frac{I_{t,\alpha}}{I_{t,\alpha}} = 1.000 \quad (5.15)$$

$$E_{\gamma, \alpha} = \frac{I_{t,\gamma}}{I_{t,\alpha}} = 1.032 \quad (5.16)$$

$$E_{X, \alpha} = \frac{I_{t,X}}{I_{t,\alpha}} = 1.029 \quad (5.17)$$

Es importante mencionar que los resultados anteriores se obtuvieron al considerar en cada caso, el mismo valor de eficiencia intrínseca TL $\epsilon = 0.039\%$ reportado por W.H. Lucke [Lu 70].

Estos resultados determinan que la emisión de luz, al depositar en un TLD-100 una misma cantidad de energía con rayos γ y X , es superior a la emisión producida por irradiación con partículas α en un 3.2% y 2.9% respectivamente. Esta situación se entiende en términos de la distribución espacial de energía depositada, pues al considerar una emisión isotrópica en todos los casos, entonces la trayectoria de recorrido en el cristal, y por consiguiente la absorción, depende directamente de la distribución espacial de energía.

Capítulo 6

Conclusiones

“Would you tell me, please, which way I ought
to go from here?”

“That depends a great deal on where you
want to get to,” said the Cat.

Alice's Adventures in Wonderland

Como parte de esta investigación se han realizado una serie de programas Monte Carlo (MC), que describen con gran detalle la forma en que la radiación ionizante (rayos γ y X) incide y se transporta en LiF:Mg,Ti (TLD-100). Para tal efecto, se consideró en cada caso la fuente de radiación y el portadosímetro que se utilizan en el trabajo experimental del Laboratorio de Dosimetría del IFUNAM. Otra serie de programas analiza la emisión y el transporte de luz que, a consecuencia del proceso termoluminiscente que caracteriza a estos dosímetros, se presenta dentro del cristal.

Un caso de gran interés fue la simulación que se realizó para describir la emisión de radiación de la fuente de ^{60}Co del Laboratorio de Dosimetría. Los resultados de la simulación mostraron que la actividad reportada en la fuente ($A = 0.91 \pm 0.13 \text{ Ci}$) probablemente se refiere al número de fotones emitidos por segundo y no al número de desintegraciones (por segundo), que es como se reporta la actividad. Un cálculo analítico, en términos del factor Γ para una fuente puntual e isotrópica, permitió concluir que la actividad de la fuente debe ser $A = 0.51 \pm 0.04 \text{ Ci}$.

Otro resultado que se concluye a partir de la simulación, es que se obtienen casi los mismos resultados (con variaciones de aproximadamente un 10%) al considerar que la fuente es puntual, o que se encuentra distribuida uniformemente sobre un disco de radio $r = 0,72 \text{ cm}$.

El estudio realizado en tal caso, permitió determinar con gran precisión la estructura interna del contenedor, así como la forma de la fuente. Se espera que esta información sea de utilidad para el laboratorio.

El diseño de los programas también permite calcular con suficiente precisión la distribución espacial de energía depositada en el interior del dosímetro por la irradiación de rayos γ y X . En ambos casos, los resultados de la simulación se compararon con cálculos analíticos, obteniéndose diferencias menores al 10% y 5% respectivamente. Los resultados de estas simulaciones suministraron la información necesaria para la ejecución de los programas para la emisión y el transporte de luz.

Fotografías tomadas en el microscopio electrónico de barrido del departamento de Física Experimental del IFUNAM, mostraron que la estructura interna del TLD-100 está formada por un conglomerado de

pequeños monocristales de LiF, por lo que en la simulación para la emisión y transporte de luz se considera un coeficiente de absorción formado por dos términos, μ_a debido a la absorción real del material, y μ_d debido a la dispersión producida por la estructura interna, esto es, $\mu = \mu_a + \mu_d$.

Las mediciones experimentales que se realizaron para observar atenuación de luz emitida, a consecuencia de la irradiación con partículas α y cuyo depósito de energía sólo ocurre en la superficie del cristal ($20 \mu\text{m}$), permitieron concluir que aproximadamente un 4% de la señal TL se absorbe dentro del TLD-100 cuando éste se lee colocando la cara irradiada en contra del tubo fotomultiplicador (TFM) del equipo lector. En este sentido se recomienda que siempre que se trabaje con partículas cargadas y el depósito de energía sólo se presente en la superficie, o a poca profundidad de la cara irradiada del dosímetro, la lectura de éstos se haga colocando dicha cara hacia el TFM.

Basado en estos programas, un trabajo más detallado permitiría determinar un factor de corrección para las lecturas que se realizan en el Laboratorio de Dosimetría con microcubos TLD-100 ($0.1 \times 0.1 \times 0.1 \text{ cm}^3$), que debido a su geometría tienen que ser marcados con grafito en la cara irradiada cuando se trabaja con partículas cargadas pesadas.

Las medidas mencionadas en el párrafo anterior, en conjunción con los programas MC, determinaron un coeficiente de absorción óptico para el TLD-100 de $\mu = 3.3 \text{ cm}^{-1}$, con una certeza en el intervalo $1.42 \text{ cm}^{-1} \leq \mu \leq 4.38 \text{ cm}^{-1}$. Este valor se obtuvo considerando un caso ideal de reflectividad $\delta = 1.0$. En forma similar se calculó el coeficiente de reflectividad de la plancheta del equipo lector, obteniéndose una reflectividad $\delta = 0.83$.

Los resultados con las simulaciones (suponiendo la misma energía total depositada en todos los casos), determinaron una emisión relativa de luz para rayos γ y X, respecto a partículas α , de 103.2% y 102.9% respectivamente. Este resultado nos permite predecir que la emisión de luz en un dosímetro termoluminiscente TLD-100, expuesto a radiación que deposita energía en todo su volumen, es mayor (aprox. 3%) que la emisión que se observa en un dosímetro irradiado con partículas cargadas que depositan energía en la superficie del mismo.

Bibliografia

**“Documentation is like sex:
When it’s good, it’s very, very good,
and
When it’s bad, it’s better than nothing.
Unknown**

1. **Arráns R., et. al. (editors)**, Summer School on Medical Physics (Radiotherapy), sections 4 and 9. Sevilla-La Rabida (Spain) 14-21 Jun. 1992.
2. **Attix F.H.**, Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. John Wiley & Sons, N.Y. 1986.
3. **Belmont-Moreno E. and Menchaca-Rocha A.**, Simulation of Geometrical and other factors in Scintillation Counters. Rev. Mex. Fis. 41, Suplemento 1 (1995), 123-131.
4. **Brandan M.E.**, Notas de Física: Conceptos de Dosimetría y Microdosimetría. IFUNAM, 1981.
5. **Evans R.D.**, The Atomic Nucleus. McGraw-Hill Book Company Inc. 1955.
6. **Hecht E. and Zajac A.**, Optica. Fondo Educativo Interamericano, 1977.
7. **Hernández D.B. y Alvarez J.L.**, Método Monte Carlo, Vol. 2. Sociedad Matemática Mexicana, 1995.
8. **Jenkins F.A. and White H.E.**, Fundamentals of Optics. International Student Edition, 1976.
9. **Johns H.E. and Cunningham J.R.**, The Physics of Radiology. Charles C. Thomas Publisher, Springfield Illinois, USA.
10. **Morin R.L. (editor)**, Monte Carlo Simulation in the Radiological Science. CRC Press, Inc. Boca Raton, 1988.
11. **Nelson W.R., et al.**, The EGS4 Code System. SLAC-Report-265, Stanford University, 1985.
12. **Profio A.E.**, Radiation Shielding and Dosimetry.
13. **Raeside D.E.**, Monte Carlo Principles and Applications. Phys. Med. Biol., 1976, Vol. 21 No. 2, 181-197.

14. **Rodríguez-Villafuerte M.**, The Use of Emission-Transmission Computed Tomography for Improved Quantification in SPECT. University College London, Ph D. Thesis 1994
15. **Rubinstein R.Y.**, Simulation and the Monte Carlo Method. John Wiley & Sons, N.Y., 1981.
16. **Sobol I.M.**, Método Monte Carlo. Editorial MIR, Moscú, 1976.

Referencias

- [An 91] Andreo P., Monte Carlo Techniques in Medical Radiation Physics. Phys. Med. Biol., 1991, Vol. 36, No. 7, 861-920
- [At 86] Attix F.H., Introduction to Radiological Physics and Radiation Do John Wiley & Sons, N.Y. 1986
- [Bu 94] Buenfil A.E. y Ruiz C., Medición de la Tasa de Dosis de una Fue de ^{60}Co y ^{90}Sr a Través de Intercalibración con LiF. Reporte Interno FE020, IFUNAM, 1994 (editado en 1995).
- [Ev 55] Evans R.D., The Atomic Nucleus. McGraw-Hill Book Company Inc. 1955.
- [Fa 78] Fairchild R.G., Thermoluminescence of LiF TLD-100: Emission-spectra measurements. J. Appl. Phys. 1978 No 49(8), 4512-4522.
- [Ga 96] Gamboa I., Medida de la Respuesta Termoluminiscente (Eficiencia y Supralinealidad) de LiF:Mg,Ti Expuesto a Radiación Altamente Ionizante. UNAM 1996, Tesis Doctoral.
- [Ha] The Harshaw Chemical Company, Instruction Manual, Models 2000-A,-C,-P. Thermoluminescence Detectors.
- [He 77] Hecht E. and Zajac A., Optica. Fondo Educativo Interamericano, 1977.
- [Ho 90] Horowitz Y.S. and Stern N., Relative Thermoluminescent Efficiency of LiF:Cu,Mg,P to Alpha Particles: Theory and Experiment. Radiation Protection Dosimetry, 1990, Vol. 33, No. 1/4, 287-290.
- [Ke 70] Keil G., Design Principles of Fluorescence Radiation Converters. Nuclear Instruments and Methods, 1970 Vol. 87 111-123.
- [Lu 70] Lucke W.H., Intrinsic Efficiencies of Some Thermoluminescent Dosimetry Phosphors. J. Appl. Phys. 1971, No. 42, 3004.

[Mo 88] Morin R.L. (editor), Monte Carlo Simulation in the Radiological Science. CRC Press, Inc. Boca Raton, 1988.

[Mu 94] Muñoz J.L., Delgado A., Gómez Ros J.M. and Brosed A., Application of Glow Curve Analysis Methods to Radiotherapy Mailed Dosimetry with LiF TLD-100. Phys. Med. Biol. 1995, Vol. 40 253-268.

[BRH 70] Bureau of Radiological Health, Radiological Health Handbook. U.S. Department of Health Education and Welfare, 1970.