

00323



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

70

FACULTAD DE CIENCIAS

"DISEÑO, CONSTRUCCION Y CARACTERIZACION
DOSIMETRICA DE UN IRRADIADOR DE BAJAS DOSIS
PARA MUESTRAS BIOLÓGICAS"

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 :
ALEJANDRO RODRIGUEZ LAGUNA



DIRECTOR DE TESIS: ING. FERNANDO ITURBE HERMANN

MEXICO, D.F.



2003

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

A



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.

PAGINACION DISCONTINUA



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:

"Diseño, construcción y caracterización dosimétrica de un irradiador de bajas dosis para muestras biológicas"

realizado por Rodríguez Laguna Alejandro

con número de cuenta 9522868-8 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Propietario Inq. Fernando Iturbe Hermann

Propietario Dra. Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga

Propietario M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos

Suplente

M. en C. Patricia Raquel Aviles Mandujano

Suplente

M. en C. Adolfo Zarate Morales

Consejo Departamental de Física

Patricia Goldstein Menache
 DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
 Coordinadora de Licenciatura



FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

B

Con amor para Magali,
que es la felicidad de mi vida.

Con cariño, para mis padres, mi abuelita y mis
hermanos.

Agradecimientos

Deseo expresar mis más sinceros agradecimientos a las siguientes personas:

Al Ing. Fernando Iturbe Hermann, por sus consejos y dedicación para la realización de este trabajo.

A la M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos, por sus comentarios, recomendaciones, el apoyo de todos los días y por su invaluable labor en el grupo de dosimetría.

A la Dra. Maria E. Brandan Siques, por la atención que tuvo al revisar este trabajo. Por sus comentarios, sugerencias y por todo el apoyo que me ha brindado.

A los integrantes del comité sinodal Ing. Fernando Iturbe Hermann, Dra. Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga, M.en C. Ana Elena Buenfil Burgos, M. en C. Patricia Raquel Aviles Mandujano y M. en C. Adolfo Zarate Morales por la lectura de este trabajo y por sus comentarios y sugerencias.

A mis maestros Dra. Maria E. Brandan Siques, Dra. María Isabel Gamboa de Buen, M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos, M. en C. César Gustavo Ruíz Trejo, Ing. Fernando Iturbe Hermann, M. en C. Adolfo Zarate Morales y M. en C. Miguel Angel Ávila Rodríguez, por guiarme a través de la física de las radiaciones.

A todo el grupo de dosimetría del IFUNAM, por su apoyo y amistad.

Al señor Angel Granados Flores por sus recomendaciones y por la construcción del irradiador.

Finalmente, agradezco a los proyectos DGAPA-IN101399 y Probetel-UNAM, por el apoyo económico brindado durante la realización de este trabajo.

Índice

Introducción.....v

Capítulo 1. Características de las fuentes radiactivas

1.1 Estructura atómica y nuclear.....1

1.1.1 El átomo; 1.1.2 El núcleo atómico; 1.1.3 Núclidos; 1.1.4 Estabilidad nuclear.

1.2 Transformaciones radiactivas.....4

1.2.1 La radiactividad; 1.2.2 Transformación α ; 1.2.3 Transformación β ; 1.2.4 Transformación γ .

1.3 La ley del decaimiento radiactivo.....10

1.3.1 Dedución de la ley del decaimiento radiactivo; 1.3.2 Vida media de un radionúclido; 1.3.3 Actividad de una fuente radiactiva.

Capítulo 2. Interacción de la radiación ionizante con la materia

2.1 Radiación directa e indirectamente ionizante.....13

2.2 Interacción de partículas cargadas con la materia.....14

2.2.1 Colisiones posibles; 2.2.2 Poder de frenado; 2.2.3 Alcance; 2.2.4 Comparación entre la interacción de partículas cargadas pesadas y electrones; 2.2.5 Producción de rayos X de frenado; 2.2.6 Absorción de un espectro de radiación beta.

2.3 Interacción de fotones con la materia.....20

2.3.1 Efecto fotoeléctrico; 2.3.2 Efecto Compton; 2.3.3 Producción de pares; 2.3.4 Coeficiente másico de atenuación; 2.3.5 Capa hemirreductora; 2.3.6 Transferencia y absorción de energía.

Capítulo 3. Dosimetría con películas de tinte radiocrómico y dosímetros termoluminiscentes

3.1 Dosis absorbida y dosimetría de la radiación.....	28
3.2 Películas de tinte radiocrómico.....	29
3.2.1 Características; 3.2.2 Respuesta óptica de las PTR.	
3.3. Dosímetros termoluminiscentes.....	33
3.3.1 Características; 3.3.2 Equipo lector y respuesta termoluminiscente.	

Capítulo 4. Diseño y construcción del irradiador

4.1 Necesidades de irradiación.....	39
4.2 Selección de la fuente radiactiva.....	40
4.3 Diseño del irradiador.....	43
4.4 Descripción del irradiador construido.....	44

Capítulo 5. Caracterización dosimétrica del irradiador

5.1 Protocolo para el uso de las PTR.....	48
5.1.1 Determinación de la respuesta de las PTR mediante un escáner convencional;	
5.1.2 Calibración de las PTR	
5.2 Determinación de la distribución de la dosis depositada por el irradiador.....	51
5.2.1 Procedimiento experimental; 5.2.2 Resultados.	
5.3 Determinación de la rapidez de dosis a diferentes distancias de irradiación.....	58
5.3.1 Procedimiento experimental; 5.3.2 Resultados.	

Capítulo 6. Protección radiológica para el uso del irradiador

6.1 Protección radiológica.....	60
6.1.1 Principios de la protección radiológica; 6.1.2 Efectos deterministas y estocásticos; 6.1.3. Dosis equivalente y dosis efectiva; 6.1.4 Límites de dosis; 6.1.5 Medidas de protección contra la radiación ionizante.	
6.2 Determinación de la dosis en el exterior del irradiador usando DTL.....	65
6.2.1 Protocolo para el uso de DTL; 6.2.2 Calibración de los DTL; 6.2.3 Procedimiento experimental y resultados.	

Capítulo 7. Discusión de resultados y conclusiones

7.1 Distribución vertical de la dosis impartida por el irradiador.....	70
7.2 Distribución horizontal de la dosis impartida por el irradiador.....	72
7.3 Rapidez de dosis impartida por el irradiador en función de la distancia de irradiación d_i	73
7.4 Determinación de la dosis fuera del irradiador usando DTL.....	75
7.5 Conclusiones generales.....	76

Apéndice A. Gráficas de la distribución vertical y horizontal de la dosis impartida por el irradiador

A.1 Gráficas obtenidas de la distribución vertical de dosis para cada distancia de irradiación d_i	78
A.2 Gráficas obtenidas de la distribución horizontal de la dosis para cada distancia de irradiación d_i y altura de irradiación a_i	79
A.2.1. $a_i = 1$ mm; A.2.2. $a_i = 2$ mm; A.2.3. $a_i = 3$ mm; A.2.4. $a_i = 4$ mm; A.2.5. $a_i = 5$ mm.	

Apéndice B. Evaluación de las incertidumbres en los datos experimentales

B.1 Determinación de $u(R)$84

Referencias.....85

Anexo

Manual para el uso del irradiador.

Introducción

En el Departamento de Genómica y Toxicología Ambiental del Instituto de Investigaciones Biomédicas de la UNAM, se está desarrollando un proyecto de tesis doctoral¹ que tiene como objetivo general demostrar que la presencia de mutaciones en los genes humanos BRCA1, BRCA2, ATM y p53, asociados con la radiosensibilidad, incrementa la inestabilidad cromosómica inducida por dosis bajas de radiación ionizante (menores que 2 Gy); la hipótesis de trabajo sostiene que linfocitos de pacientes con las mutaciones mencionadas, mostrarán mayor radiosensibilidad que linfocitos de un grupo control al recibir dosis menores que 2 Gy.

El proceso de irradiación de linfocitos requiere de condiciones especiales, tales como una uniformidad en la dosis impartida mejor que el 10 %, un intervalo de dosis que cubra desde algunos mGy hasta 2 Gy, con la restricción de un tiempo de irradiación no mayor a 6 h, y la necesidad de mantener a las células durante su irradiación dentro de una estufa de cultivo.

Por no disponer de algún dispositivo capaz de satisfacer los requisitos de irradiación mencionados, el objetivo general de esta tesis es el diseño y construcción de un irradiador que satisfaga las necesidades mencionadas. Los objetivos particulares consisten en la caracterización dosimétrica del irradiador construido, que incluye determinar la distribución de la dosis impartida por el irradiador, la determinación de la rapidez de dosis para diferentes distancias de irradiación y la determinación de la rapidez de dosis fuera del irradiador con propósitos de protección radiológica.

Los primeros tres capítulos de este trabajo tienen el propósito de ser una referencia rápida de los conceptos básicos del fenómeno de la radiactividad, de la interacción de la radiación con la materia y de la dosimetría de la radiación, establecen conceptos y técnicas que serán usados en capítulos posteriores. Los siguientes tres capítulos presentan

¹ D. Mata López, *Susceptibilidad genética a dosis bajas de radiación ionizante*, Proyecto de tesis doctoral, directora de tesis: Dra. P. Ostrosky Shejet.

el diseño y la construcción del irradiador, los procedimientos para su caracterización dosimétrica y los resultados obtenidos. El último capítulo muestra un análisis de los resultados y las conclusiones obtenidas.

El capítulo 1 describe algunas de las transformaciones radiactivas y presenta algunas características de las fuentes radiactivas tales como: el tipo de radiación que emiten, la energía de la radiación emitida, la actividad y la vida media. El segundo capítulo incluye una introducción sobre la interacción de partículas cargadas con la materia; se revisan los conceptos de poder de frenado, alcance y campo de radiación. Se hace una comparación entre la interacción de partículas cargadas pesadas y electrones con la materia, y se hace una descripción de la curva de absorción característica de un espectro de radiación β . Al final se describe la interacción de fotones y la forma como se transfiere su energía. En el tercer capítulo se presentan conceptos básicos de la dosimetría de la radiación. Además se describen dos sistemas dosimétricos: las películas de tinte radiocrómico (PTR) y los dosímetros termoluminiscentes (DTL); ambos se usaron para la caracterización dosimétrica del irradiador.

En el capítulo 4 se plantean las necesidades específicas de irradiación sobre las cuales se basa el diseño del irradiador. Se justifica la selección de la fuente radiactiva usada, así como el diseño de cada uno de los componentes que forman parte del irradiador. Al final se hace una descripción detallada del irradiador construido. En el siguiente capítulo se presenta el procedimiento experimental seguido para la determinación de la distribución de dosis impartida por el irradiador en el volumen de interés y el procedimiento para la determinación de la rapidez de dosis, en función de la distancia de irradiación. Se muestran los resultados obtenidos. Se incluye el protocolo para el uso de PTR, así como la descripción de la calibración de las mismas. El capítulo 6 tiene el propósito de hacer una breve introducción a los principios básicos de la protección radiológica, se mencionan los límites de dosis efectiva establecidos; así como algunas medidas de protección contra la radiación ionizante. En la segunda parte de este capítulo se describe el procedimiento experimental seguido para determinar la dosis en el exterior del irradiador usando DTL, con el propósito de verificar que no se excedan los límites de

dosis efectiva. Se incluye el protocolo para el uso de DTL, así como la descripción de la calibración de los mismos.

En el capítulo 7 se discuten los resultados obtenidos, y se presentan las conclusiones generales del trabajo, así como las particulares, para cada una de las pruebas realizadas en los capítulos 5 y 6.

En el apéndice A se muestra el total de las gráficas obtenidas para la distribución de la dosis impartida por el irradiador en el volumen de interés, y en el apéndice B se muestra la determinación de las incertidumbres en los datos experimentales. Finalmente se anexa un manual para el uso del irradiador, que tiene como finalidad ser una referencia rápida para el usuario, se incluye una breve descripción del irradiador, se describe el procedimiento que se debe seguir para la irradiación de las muestras biológicas y la determinación de los tiempos y distancias de irradiación. Además, se establecen las medidas necesarias de protección radiológica a seguir y se dan algunos consejos para el mantenimiento del irradiador.

El irradiador construido satisface los requisitos establecidos, y su diseño permite cierta facilidad para cambiar el volumen de la muestra, lo que amplía las posibilidades de irradiación.

Capítulo 1

Características de las fuentes radiactivas

1.1 Estructura atómica y nuclear

1.1.1 El átomo

¿Es la materia continua e infinitamente divisible, o es discreta y existe un límite para su división?; la hipótesis atómica propuesta por Demócrito (400 años A.C.) apoya la segunda de estas posibilidades y dice que la materia debe de estar formada por componentes muy pequeños e indivisibles a los que llamó “átomos”. A principios del siglo XX, se había reconocido que existían sustancias compuestas y sustancias elementales, cuyos componentes mínimos eran las moléculas y los átomos respectivamente. Actualmente, sabemos que el átomo aun no es el componente básico de la materia, pues se reconoce que tiene una estructura compleja y divisible. Está constituido por un núcleo muy pequeño y denso con carga eléctrica positiva, rodeado de electrones cuya carga es negativa y que están en movimiento alrededor del núcleo, siguiendo órbitas definidas.

1.1.2 El núcleo atómico

El núcleo atómico está formado por dos tipos de partículas denominadas genéricamente nucleones, una de ellas es el protón (p) con una unidad de carga eléctrica positiva y una masa en reposo de 1833 veces la masa del electrón ($m_e = 9.11 \times 10^{-31}$ kg); la otra es el neutrón (n) sin carga eléctrica y con masa casi igual a la del protón. El tamaño típico de los núcleos es de 10^{-14} m que, comparado con el tamaño de los átomos de 10^{-10} m, nos hace ver que la mayor parte del átomo es espacio vacío y que su masa se encuentra concentrada en el núcleo de volumen muy pequeño. En un átomo neutro el número de protones es igual al número de electrones.

1.1.3 Núclidos

El número de protones en un átomo da lugar a los diferentes elementos químicos agrupados en la tabla periódica; este número se conoce como número atómico Z . El número de neutrones se representa con N . El número total de nucleones se conoce como número de masa A , dado por $A = Z + N$.

Cada uno de los elementos se encuentra formado por diferentes tipos de átomos que tienen el mismo número atómico, y diferente número de masa, a cada uno de estos átomos se les denomina isótopos del elemento que forman. A cada isótopo de cualquier elemento, se le conoce como núclido o nucleido. Para identificar cada uno de ellos, se emplea la siguiente notación:



X es el símbolo del elemento al que pertenece el núclido.

A manera de ejemplo, el hidrógeno está formado de tres núclidos: ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$ y ${}^3_1\text{H}$, cada uno de ellos formado por un protón, pero con ninguno, uno y dos neutrones respectivamente. La abundancia isotópica es el porcentaje existente de cada isótopo estable en un elemento dado.

1.1.4 Inestabilidad nuclear

La fuerza electromagnética es la interacción dominante a escala atómica; es la que permite unir diferentes átomos para formar las moléculas y determina las propiedades químicas de los elementos. A escala nuclear los nucleones se mantienen unidos por medio de la fuerza nuclear o fuerte, cuyo alcance es del orden de 10^{-15} m, y es capaz de vencer la repulsión eléctrica entre los protones. Los núcleos atómicos, como sistemas de partículas, no son todos estables, ya que existen combinaciones en número y especie de nucleones que hacen que el núcleo se encuentre en un estado energético inestable. Esta situación se resuelve a

través de varios procesos que conocemos como transformaciones nucleares, mediante los cuales los núcleos disminuyen su número de protones y aumentan el número de neutrones o viceversa, o definitivamente se deshacen de algunos protones y neutrones, para ganar estabilidad.

Si a cada uno de los núclidos conocidos se le asigna un punto en una grafica de número de protones contra número de neutrones se obtiene la figura 1, donde con puntos oscuros se representan los núclidos estables y con puntos claros los inestables, también llamados radionúclidos. Se observa una concentración de núclidos estables, que comúnmente se conoce como línea de estabilidad, rodeada de una región de radionúclidos. Mediante una o varias transformaciones nucleares, los núclidos pasan de ser inestables a ser estables.

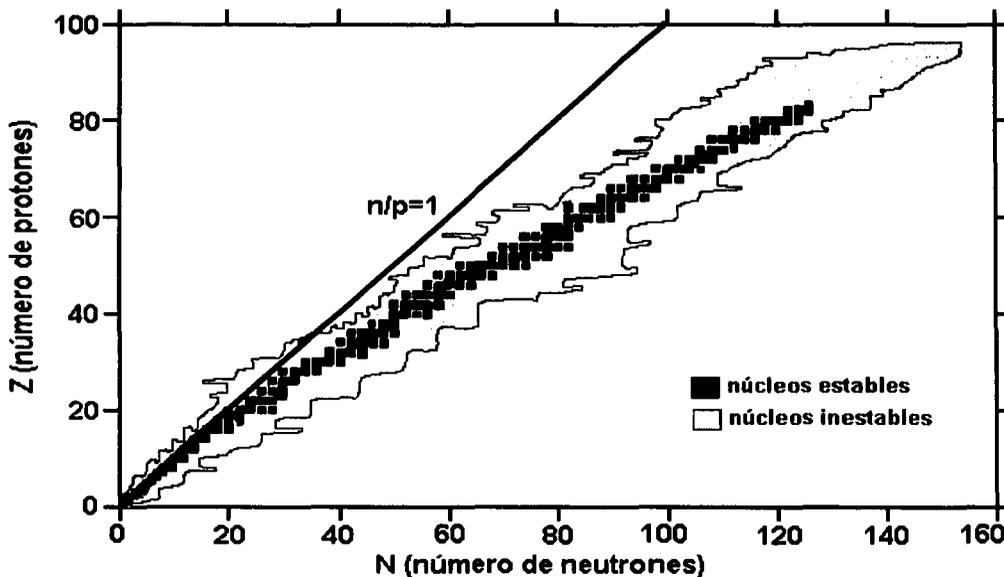


Figura 1.1. Curva de estabilidad para los núclidos.

1.2 Transformaciones radiactivas

1.2.1 La Radiactividad

La radiactividad es la transformación espontánea de los núcleos, con emisión de radiación ionizante a través de diversos procesos. Este fenómeno fue descubierto en 1896 por Henri Becquerel al hacer estudios de luminiscencia en sales de uranio excitadas con luz ordinaria; encontró que estas sales sin ser excitadas tenían la capacidad de velar una placa fotográfica aún cuando ésta se encontraba protegida de la luz; además se dio cuenta de que este fenómeno era propio del uranio. Posteriormente los esposos Pierre y Marie Curie, estudiaron profundamente el fenómeno y descubrieron otros elementos con propiedades similares a las del uranio, a los que denominaron polonio y radio.

En 1902 Ernest Rutherford y el químico Frederick Soddy, propusieron un modelo que describe el fenómeno de la radiactividad. Identificaron tres tipos de radiación nombrados por ellos como alfa (α), beta (β) y gamma (γ). Rutherford observó que en presencia de un campo magnético la radiación α se desviaba en dirección contraria a los electrones y en menor grado, con lo cual concluyó que estaba cargada positivamente y que debería de estar formada por partículas pesadas, posteriormente verificó que son idénticas a los núcleos de helio. También observó que la radiación β es idéntica a los electrones, ya que en presencia de un campo magnético se desvía en la misma dirección y proporción que estos. Posteriormente se descubrió que la radiación γ es radiación electromagnética igual que los rayos X, pero de diferente energía.

Se observó que cada tipo de radiación tiene diferente poder de penetración, desde las partículas α que son completamente absorbidas por una hoja delgada (0.1 mm) de metal, pasando por la radiación β que es absorbida por 1 mm de plomo, hasta la radiación γ capaz de atravesar hasta 10 cm de plomo.

En general las transformaciones nucleares se pueden expresar de la siguiente manera:



R representa todos los tipos de radiaciones posibles liberadas en los diferentes procesos. A continuación se hace una descripción de algunas de las transformaciones radiactivas.

1.2.2 Transformación α

La transformación α se describe de la siguiente manera:



Para todos los procesos de transformación nuclear, la energía liberada Q se define como la diferencia entre las masas nucleares antes de la transformación y después de ella; de esta manera, para la transformación alfa se tiene que:

$$Q_\alpha = [m_N({}^A_Z X) - m_N({}^{A-4}_{Z-2} Y) - m({}^4_2 He)]c^2 \quad (1.4)$$

m_N denota las masas nucleares. Esta energía es la disponible para las partículas α emitidas. Por ejemplo, para el ${}^{226}\text{Ra}$ que se transforma en ${}^{222}\text{Rn}$ emitiendo una partícula α , se tiene que $Q_\alpha = 4.87 \text{ MeV}$ ¹. Esta energía se reparte entre los núcleos residual y las partículas α , las cuales son emitidas con energías de 4.78 MeV el 94.6% de las veces y de 4.60 MeV el 5.4%. De donde la energía de las partículas α forma un espectro discreto, esto es, la curva de distribución de energías de las partículas emitidas está dada por valores discretos.

¹ 1 eV se define como la energía cinética que adquiere un electrón en movimiento libre a través de una diferencia de potencial de 1 V; 1 eV = 1.60×10^{-19} J.

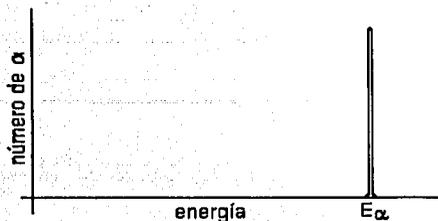


Figura 1.2. Espectro teórico de energía de las partículas emitidas en la transformación α .

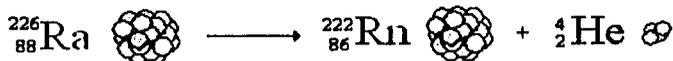
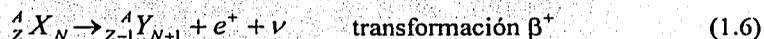
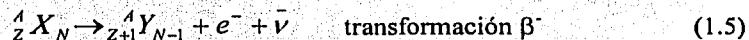


Figura 1.3. Ejemplo de una transformación alfa, se observa que el Ra se transforma en Rn emitiendo una partícula alfa.

1.2.3 Transformación β

La transformación β se presenta cuando los núcleos con exceso de protones o neutrones, realizan una conversión de neutrones a protones ó de protones a neutrones, con la emisión de partículas β (e^- ó e^+ que provienen del núcleo). De manera general se tiene la siguiente descripción:



Los neutrinos y antineutrinos (ν y $\bar{\nu}$) son partículas sin carga eléctrica, con masa despreciable e insignificante probabilidad de interacción con la materia. Las partículas β emitidas tienen una distribución continua de energías, porque la energía Q se distribuye entre la partícula β y el neutrino, en contraste con la transformación α , en la cual el total de

la energía liberada la adquieren prácticamente las partículas α emitidas, ya que el núcleo residual, por tener una masa muy grande, sólo sufre un retroceso muy pequeño.

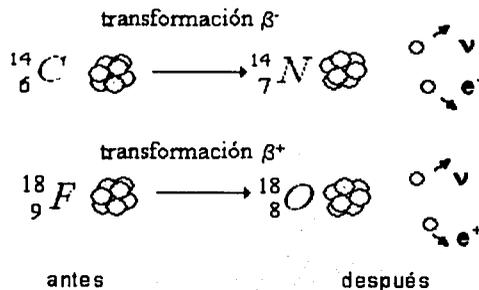


Figura 1.4. Ejemplos que presentan los dos tipos de transformación beta.

Para este proceso se tiene que la energía Q está dada por:

$$Q_{\beta^-} = [m_N({}^A_Z X) - m_N({}^A_{Z+1} Y) - m_e]c^2 \quad (1.7)$$

donde m_N denota las masas nucleares. Haciendo uso de la relación que existe entre masas nucleares y masas atómicas (1.8), podemos reescribir Q_{β^-} (1.9):

$$m_{\text{atómica}}({}^A_Z X)c^2 = m_N({}^A_Z X)c^2 + Zm_e c^2 - \sum_{i=1}^Z B_i \quad (1.8)$$

donde B_i representa la energía de ligadura de cada electrón atómico.

$$Q_{\beta^-} = [m_{\text{atómica}}({}^A_Z X) - m_{\text{atómica}}({}^A_{Z+1} Y)]c^2 \quad (1.9)$$

El valor Q_{β^-} es la energía disponible para los productos de la transformación; despreciando la energía cinética de retroceso del núcleo residual, se tiene que:

$$Q_{\beta^-} = E_e + E_\nu \quad (1.10)$$

E_e y E_ν son las energías cinéticas del electrón y el antineutrino respectivamente, esto es, la energía liberada en el proceso se divide entre el electrón y el antineutrino. De donde es inmediato notar que la máxima energía que alcanza una de las partículas ocurre cuando la otra tiene una energía cinética cercana a cero:

$$(E_e)_{\text{máx}} = (E_\nu)_{\text{máx}} = Q_{\beta^-} \quad (1.11)$$

Una estimación de la energía promedio de las partículas beta se obtiene tomando un tercio de la energía Q_β :

$$E_\beta \approx \frac{Q_\beta}{3} \quad (1.12)$$

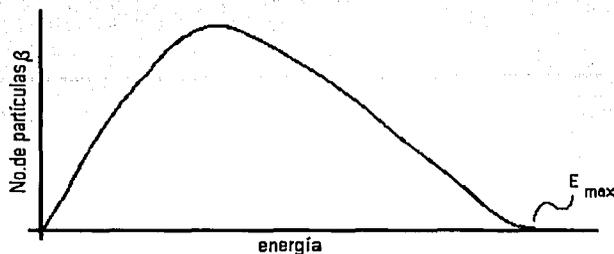


Figura 1.5. Espectro teórico de energía de las partículas emitidas en una transformación β , se señala la energía máxima.

En la figura 1.6 se presenta el esquema de transformación del ^{90}Sr y del ^{90}Y resultado de la transformación del primero. Ambos emiten partículas β menos.

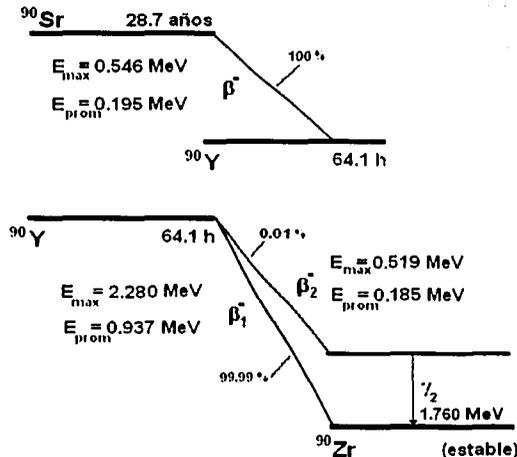


Figura 1.6. Esquemas de transformación del ^{90}Sr y el ^{90}Y . En cada uno se presenta la vida media del radionúclido (ver sección 1.3.2), las radiaciones que emiten con sus energías máximas y promedio.

1.2.4 Transformación γ

La transformación γ se expresa de la siguiente manera:



donde ${}^A_Z X^*$ representa un estado excitado del núcleo ${}^A_Z X$; esto significa que tiene un exceso de energía que lo aleja de su estado base (de mínima energía). Para llegar a este último o uno de menor energía que el estado excitado inicial, emite un fotón gamma con energía igual a la diferencia de energías entre los niveles involucrados.

Tomando de nuevo el ejemplo del ${}^{226}\text{Ra}$, se dijo que emitía partículas α con dos energías diferentes, para transformarse en ${}^{222}\text{Rn}$, esto se debe a que en algunos casos (el 5.4%) se transforma a un estado excitado del ${}^{222}\text{Rn}$ (de 0.186 MeV) y el resto de los casos se transforma directamente al estado base del mismo. El estado excitado pasa al estado base de la siguiente manera:



El fotón gamma resultante tiene una energía de 0.186 MeV (figura 1.7). Para esta transformación se tiene un espectro de energías discreto y característico de cada núcleo, ya que los estados de energía dependen de la estructura de cada núcleo.

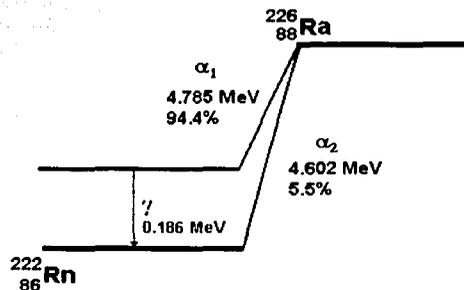


Figura 1.7. Esquema de la transformación del ${}^{226}\text{Ra}$.

1.3 La ley del decaimiento radiactivo

1.3.1 Dedución de la ley del decaimiento radiactivo

Imaginemos cierta cantidad de algún radionúclido, ¿qué ocurre con cada uno de los núcleos?, ¿todos decaen al mismo tiempo? Es importante remarcar que la radiactividad es un proceso espontáneo y estocástico, que no es controlable, cada núcleo decaerá seguramente, pero no se puede predecir en qué momento lo hará. Esto es, la muestra terminará por decaer completamente dentro de algún tiempo que depende de los núcleos mismos.

Desde el descubrimiento de la radioactividad se sabía que la rapidez de decaimiento de una sustancia radiactiva disminuía siguiendo una ley exponencial. Si llamamos N a la cantidad de núcleos radiactivos que existen en una muestra, la rapidez con que esta cantidad cambia

$\left(\frac{dN}{dt}\right)$, es directamente proporcional a N , esto es:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (1.15)$$

dN es el número de transformaciones ocurridas en un tiempo dt y λ es la constante de proporcionalidad llamada constante de decaimiento, que es característica de cada radionúclido, físicamente es la probabilidad de decaimiento de un núcleo por unidad de tiempo.

Si se separan las variables de la ecuación 1.15 y se integra respecto de ambas, suponiendo que en $t=0$ se tienen N_0 núcleos radiactivos, y para un tiempo t , $N(t)$:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \quad (1.16)$$

evaluando los límites de integración:

$$\ln \frac{N(t)}{N_0} = -\lambda t \quad (1.17)$$

finalmente el número de núcleos radiactivos después de un tiempo t , está dado por:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.18)$$

1.3.2 Vida media de un radionúclido

De la relación 1.18 se obtiene una cantidad importante denominada vida media $t_{1/2}$ de un radionúclido, que es el tiempo necesario para que decaigan la mitad de los núcleos radiactivos presentes, esto es $N(t_{1/2}) = N_0/2$. Sustituyendo en la ecuación 1.18, se tiene:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.19)$$

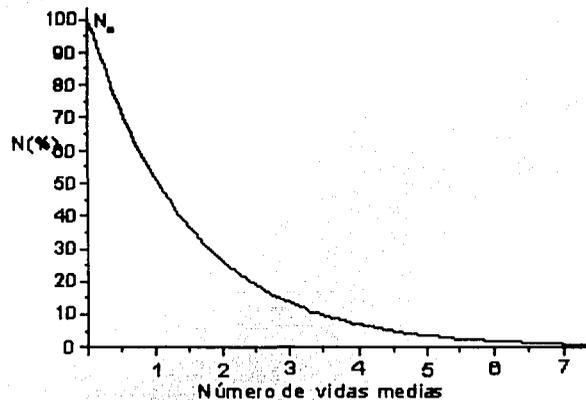


Figura 1.8. Porcentaje de núcleos radiactivos en una muestra como función de las vidas medias transcurridas, ecuación 1.18.

En la tabla 1.1 se presenta la vida media de algunos radionúclidos, su tipo de transformación, la energía del proceso y el núclido producido. Se puede observar que la vida media puede ser desde algunos minutos hasta de miles de millones de años.

1.3.3 Actividad de una fuente radiactiva

La actividad (\dot{A}) de una fuente radiactiva se define como el número de transformaciones por unidad de tiempo. Empleando la ecuación 1.18 se tiene que:

$$\dot{A}(t) = \frac{dN}{dt} = -\lambda N = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.20)$$

En algunos textos aún podemos encontrar como unidad de actividad al curie (Ci) que se definió originalmente como el número de transformaciones nucleares ocurridas en un segundo, en 1 g de ^{226}Ra . Posteriormente se estableció que 1 Ci es igual a $3.7 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Actualmente la unidad de actividad en el Sistema Internacional es el becquerel (Bq), igual a 1 s^{-1} .

Radionúclido	Z	Vida media ^c	Modo de transformación ^d	Valor Q ^c	Residuo
^{14}C	6	5.730E+03 a	β	5.68E-03	^{14}N
^{90}Sr	38	28.7 a	β	1.96E-01	^{90}Y
^{90}Y	39	2.7 d	β	9.33E-01	^{90}Zr
^{60}Co	27	5.3 a	β	2.6016	^{60}Ni
$^{60\text{m}}\text{Co}$ ^b	27	10.5 m	γ	6.02E-02	^{60}Co
^{99}Tc	43	2.13E+05 a	β	8.46E-02	^{99}Ru
$^{99\text{m}}\text{Tc}$ ^b	43	6.006 h	γ	1.382E-01	^{99}Tc
^{232}Th	90	1.405E+10 a	α	4.006	^{228}Ra
^{238}U	92	4.468E+09 a	α	4.205	^{234}Th

^b La m es de metaestable, son núcleos excitados que tienen vidas medias relativamente grandes.

^c a = años, d = días, h = horas, m = minutos

^d β = decaimiento beta menos, α = decaimiento alfa, γ = decaimiento gamma.

^e Mev por transformación

Tabla 1.1. Datos importantes de algunos radionúclidos.

Capítulo 2

Interacción de la radiación ionizante con la materia

2.1 Radiación directa e indirectamente ionizante

Cuando la radiación proveniente de algún proceso de transformación radiactiva incide sobre la materia, la energía que transporta se deposita en el medio a través de varios procesos, cuyo resultado es la excitación de los átomos que constituyen el medio; esto es, se aumenta la energía de los electrones atómicos. Si se les imparte suficiente energía se produce una ionización, en la cual el electrón queda liberado del átomo, formándose dos iones, uno positivo que es el átomo al que se le ha arrancado el electrón y uno negativo que es el electrón liberado.

La radiación incidente pierde su energía de un modo particular que depende del tipo de radiación mismo, de su energía y del medio en el que incide. La diferencia más sobresaliente depende de si la radiación incidente está formada por partículas cargadas, (partículas α , partículas β o iones acelerados), o por partículas no cargadas (neutrones, fotones γ y rayos x).

En el primero de los casos siempre está presente la fuerza electromagnética, mediante la cual las partículas cargadas incidentes interaccionan con los electrones y núcleos del medio. La acción mutua de sus campos eléctricos permite una transferencia de energía de manera directa, gradual y continua, en forma análoga a un proceso de fricción mecánica. A este tipo de radiación se le conoce como directamente ionizante.

En el caso de las partículas no cargadas, no existe la fuerza electromagnética que permita la interacción a distancia, por lo cual interaccionan mediante un proceso de choque en el que se alteran drásticamente las condiciones iniciales. Es posible que la partícula incidente pierda la totalidad de su energía en eventos comúnmente llamados catastróficos. Su energía

se transfiere a uno o varios electrones u otras partículas cargadas, las cuales depositan la energía en el resto del medio. Es por esto que a este tipo de radiación se le conoce como radiación indirectamente ionizante.

2.2 Interacción de partículas cargadas con la materia

2.2.1 Colisiones posibles

La probabilidad de que una partícula cargada incida sobre un material sin sufrir interacción es nula. Estas interacciones coulombianas o electromagnéticas se puede clasificar de la siguiente manera:

Colisiones suaves, cuando el parámetro de impacto b es mucho mayor al radio atómico a (figura 2.1). En este caso los átomos son excitados y en ocasiones ionizados, con lo cual se transfieren al medio pequeñas cantidades de energía del orden de eV. Este tipo de interacción es la más probable.

Colisiones duras, cuando el parámetro de impacto es del orden del radio atómico, lo que permite que las interacciones sean directamente con los electrones atómicos, de tal manera que éstos son lanzados del átomo con energía suficiente para que continúen ionizando y excitando el medio. A estos electrones se le conoce como rayos delta (δ).

Por último se tienen las interacciones con el campo nuclear; esto es posible cuando $b \ll a$. Esta interacción es muy importante cuando se trata de electrones, en el 97-98% de estos encuentros, los electrones incidentes son dispersados elásticamente por los núcleos del medio. Este mecanismo explica las grandes deflexiones que sufren los electrones en su trayectoria. El resto de los encuentros es de tipo inelástico y tiene como consecuencia la emisión de rayos x.

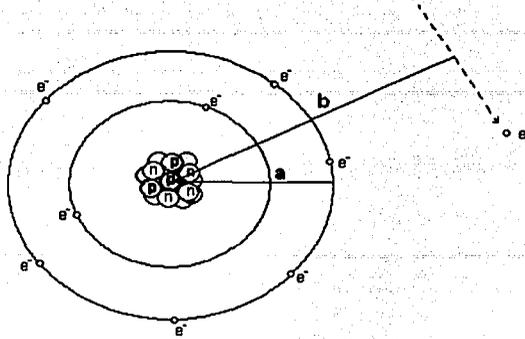


Figura 2.1. Representación del modelo atómico donde se muestran dos parámetros importantes en la interacción de partículas cargadas con la materia: *a* el radio atómico y *b* el parámetro de impacto.

Para hacer una descripción cuantitativa de la interacción de las partículas cargadas, en particular de la rapidez de pérdida de energía y la distancia total recorrida en el medio donde inciden, se han definido conceptos como el poder de frenado y el alcance, que se exponen brevemente a continuación.

2.2.2 Poder de frenado

En general, el poder de frenado lineal *S* es la capacidad de un medio dado para detener a las partículas cargadas de un cierto tipo y energía que inciden sobre él. Definido correctamente, el poder de frenado es el valor esperado de la pérdida de energía cinética por unidad de longitud de camino recorrido por una partícula cargada *P*, de energía cinética *E_c*, en un medio con número atómico *Z* [3]. Expresado matemáticamente:

$$S = \left(\frac{dE_c}{dx} \right)_{P, E_c, Z} \quad (2.1)$$

Las unidades del poder de frenado lineal son MeV/cm. Si se divide por la densidad del medio ρ , las unidades son MeVcm²/g, que corresponden al poder másico de frenado $(dE_c / \rho dx)_{P, E_c, Z}$.

2.2.3 Alcance

A medida que las partículas cargadas interactúan con el medio van perdiendo energía cinética hasta llegar al reposo. Las partículas con carga positiva capturan uno o más electrones y los electrones son capturados por algún átomo del medio, entonces se dice que la partícula ha sido absorbida. A la distancia total recorrida por la partícula hasta el momento en que es absorbida, se le conoce como alcance. En otras palabras el alcance R , de una partícula cargada es el valor esperado de la longitud del camino que recorre, antes de llegar al reposo, en un medio dado.

Por otra parte, se define el alcance proyectado R_p de una partícula cargada como el valor esperado de la máxima profundidad de penetración alcanzada en el medio, en la dirección inicial del movimiento de la partícula, la figura 2.2 hace clara la diferencia entre estas dos magnitudes.

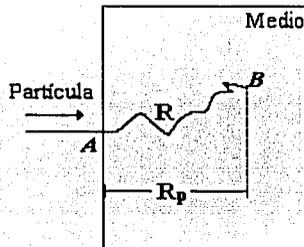


Figura 2.2 El alcance R es la longitud de camino recorrido por la partícula desde el punto A , hasta el punto B , donde es absorbida. El alcance proyectado R_p es la profundidad máxima que alcanza a penetrar.

2.2.4 Comparación entre la interacción de partículas cargadas pesadas y electrones

Se denominan partículas cargadas pesadas aquellas que tienen una masa mucho mayor que la del electrón, por ejemplo las partículas α y los iones atómicos. Éstas sufren miles de interacciones antes de ser absorbidas, en cada una de las cuales, en general se transfiere una cantidad pequeña de su energía total. En colisiones con los electrones del medio, las

partículas pesadas son desviadas un ángulo despreciable, por lo cual siguen una trayectoria rectilínea sin desviaciones importantes; sólo en pocas ocasiones, cuando se tienen interacciones directas con los núcleos, son fuertemente desviadas. El alcance de estas partículas es prácticamente igual al alcance proyectado (figura 2.3).

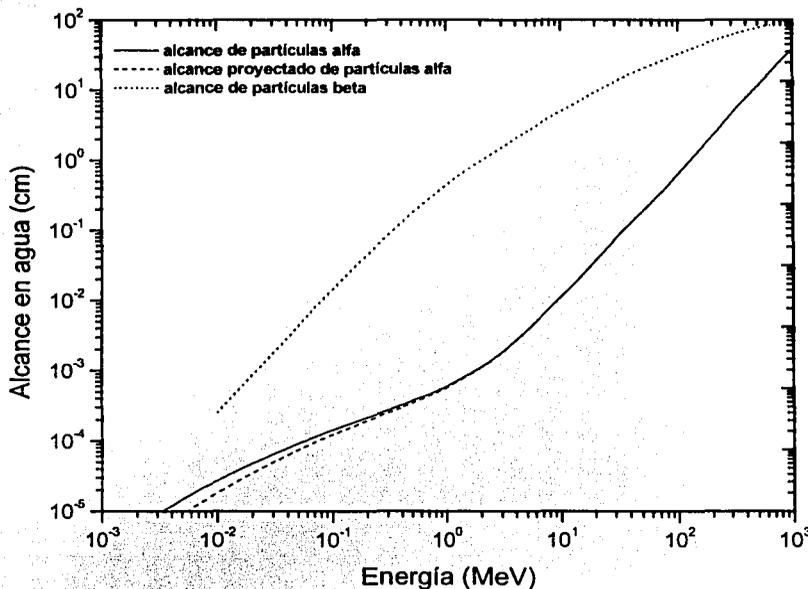


Figura 2.3. Se muestra el alcance y el alcance proyectado en agua de las partículas α , se observa que para α de energías mayores a 1 MeV, ambas cantidades son prácticamente iguales. También se muestra el alcance de las partículas β .

En contraste, para electrones o partículas β , el electrón incidente puede transferir una fracción importante de su energía en una colisión entre electrones. Éstos sufren grandes desviaciones a través de su recorrido al interactuar con los electrones del medio, por lo cual siguen trayectorias erráticas. Como consecuencia, su alcance es en general mayor a su alcance proyectado.

En la figura 2.4 se observa que el poder másico de frenado para electrones es mucho menor que para partículas alfa, sobre un amplio intervalo de energías. Debido a esto, el alcance de las partículas beta (con velocidades no relativistas) es mayor que el alcance de las partículas alfa (figura 2.3).

Para la región de altas energías, donde el electrón alcanza velocidades relativistas, el poder de frenado para electrones aumenta significativamente. En tanto que, el poder de frenado para partículas alfa disminuye. En general, el poder de frenado para ambos tipos de partículas depende fuertemente de sus velocidades.

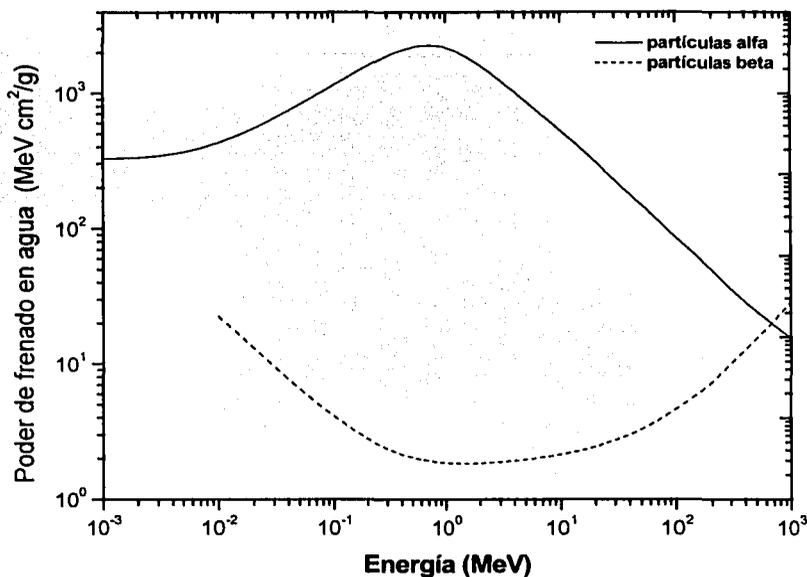


Figura 2.4. Poder másico de frenado para partículas alfa y partículas beta en agua, como función de la energía.

2.2.5 Producción de rayos x de frenado

Las partículas beta, a diferencia de las partículas cargadas pesadas, cuando interactúan con la materia pueden sufrir cambios rápidos de dirección y velocidad, esto es, están sujetas a grandes aceleraciones; de esta manera pierden su energía por medio de la emisión de radiación electromagnética conocida como rayos x de frenado o bremsstrahlung. Su eficiencia de producción depende del número atómico del medio donde inciden las partículas y de la energía de éstas. Para partículas beta de una energía dada, la producción de rayos x de frenado es considerablemente mayor en materiales de Z grande, como el

plomo, que en materiales de menor Z , como el agua. Además, a medida que aumenta la energía de las partículas beta, la producción de rayos x de frenado aumenta de manera cercanamente lineal (ver Figura 2.4).

El rendimiento de radiación Y , se define como la fracción promedio de la energía de una partícula beta radiada como bremsstrahlung, durante el proceso de absorción. Conviene, para propósitos de protección, saber cuanta energía se emite como rayos x de frenado, cuando un haz de partículas beta incide sobre un material. Se puede hacer una estimación del rendimiento de radiación, mediante la siguiente expresión matemática [15]:

$$Y \cong \frac{6(10^{-4} Z E_c)}{1 + 6(10^{-4} Z E_c)} \quad (2.2)$$

Z es el número atómico (o el número atómico efectivo) del medio absorbedor y E_c es la energía inicial medida en MeV, de las partículas incidentes.

2.2.6 Absorción de un espectro de radiación beta

Una curva de absorción se obtiene al graficar el número de partículas de un cierto haz de radiación que logran atravesar un espesor definido de algún material. La forma de esta curva depende principalmente del tipo de radiación y del material, así como de la energía o energías de las partículas incidentes.

Para el caso de un haz de radiación con un espectro continuo de energías como el de la radiación β , se tiene una curva de absorción cuya forma se aproxima mucho a una curva exponencial decreciente; este comportamiento es consecuencia accidental de la forma de los espectros β . La disminución tan pronunciada del número de partículas transmitidas para espesores pequeños, se debe a que estos espesores son suficientes para absorber las partículas β de menor energía, además la profundidad máxima a la que llegan las partículas β depende de la energía máxima del espectro y de las características del material absorbente.

El alcance máximo de las partículas beta puede calcularse a partir de la siguiente expresión [15]:

$$R_m \left[\frac{g}{cm^2} \right] = 0.412 E_{\beta \max}^{1.265 - 0.0954 \ln E_{\beta \max}} \quad \text{para } 0.01 \text{ MeV} < E_{\beta \max} < 2.5 \text{ MeV}$$

$$R_m \left[\frac{g}{cm^2} \right] = 0.503 E_{\beta \max} - 0.106 \quad \text{para } E_{\beta \max} > 2.5 \text{ MeV} \quad (2.3)$$

Para el ^{90}Sr - ^{90}Y ($E_{\beta \max} = 2.28 \text{ MeV}$), utilizando la primera de las ecuaciones 2.3 se obtiene que en agua ($\rho = 1 \text{ g/cm}^3$), el máximo alcance de las partículas beta es de aproximadamente 1 cm.

2.3 Interacción de fotones con la materia

Los fotones, al carecer de carga eléctrica, tienen una interacción con la materia completamente diferente a la interacción que sufren las partículas cargadas. Los fotones pueden viajar una cierta distancia dentro de un medio antes de interactuar con un átomo. Esta distancia está gobernada estadísticamente por una probabilidad de interacción por unidad de distancia recorrida que depende de la energía de los fotones y del material donde inciden. Los principales mecanismos de transferencia de energía son: el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares. En términos generales, los fotones pueden ser absorbidos por electrones atómicos o ser dispersados cambiando la dirección de su trayectoria inicial con o sin pérdida de energía.

2.3.1 Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico consiste en la absorción de un fotón de energía E_f por un electrón atómico. Este electrón (llamado fotoelectrón) adquiere suficiente energía cinética E_c y es expulsado del átomo con una energía $E_e = E_f - E_b$; E_b es la energía de amarre del electrón con el átomo. La interacción del electrón con el resto del átomo que forma, es indispensable para que el efecto fotoeléctrico ocurra, por lo cual este efecto no se presenta en electrones libres, de hecho ocurre principalmente con electrones fuertemente ligados (de las capas K,

L y M). La probabilidad de producción de este efecto es directamente proporcional a Z^4/E_f^3 , esto es, la probabilidad es mayor en materiales de alto Z y fotones de energías bajas; además, la probabilidad de que un electrón sea liberado es máxima si el fotón tiene justamente la energía suficiente (E_b) para extraerlo de su órbita.

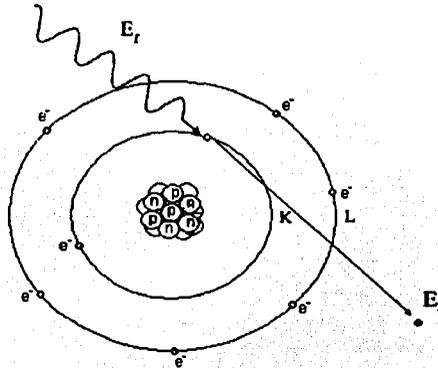


Figura 2.5 Diagrama que ilustra el efecto fotoeléctrico.

2.3.2 Efecto Compton

En el efecto Compton un fotón de energía E_f incide sobre un electrón poco ligado (o libre), parte de su energía es transferida al electrón, que adquiere una energía E_e y es expulsado a un ángulo ϕ que se mide respecto a la dirección del fotón incidente; el resto de la energía E_f es emitida como un fotón, conocido como fotón Compton, de energía E_c , emitido a un ángulo θ . Aplicando la conservación de la energía y del momento se obtiene que la energía cinética del electrón expulsado está dada por la relación $E_e = E_f - E_c$, y la energía del fotón Compton es:

$$E_c = \frac{E_f}{1 + E_f(1 - \cos \theta) / m_o c^2} \quad (2.4)$$

m_o es la masa del electrón y c es la velocidad de la luz. Este efecto produce un espectro continuo de energía de fotones Compton, desde cero hasta un valor máximo cercano a E_f .

Estos fotones pueden seguir interaccionando con el resto del medio mediante los efectos fotoeléctrico o Compton (dependiendo de su energía) hasta ser completamente absorbidos o escaparse del medio. La probabilidad de interacción por efecto Compton es prácticamente independiente del Z del medio absorbedor.

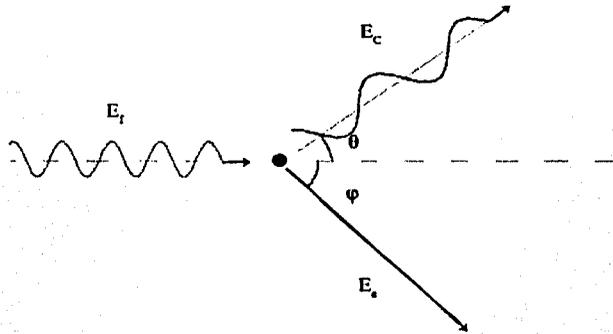


Figura 2.6. Diagrama que ilustra el efecto Compton.

2.3.3 Producción de pares

La producción de pares se presenta cuando la energía del fotón incidente es mayor a 1.022 MeV, que es el doble del valor de la masa en reposo del electrón, 0.511 MeV; la interacción ocurre entre el fotón y el campo electromagnético de un núcleo atómico, donde se presenta una transformación de energía en materia. El fotón desaparece y se producen un electrón y un positrón (antipartícula del electrón, con una masa igual a la de éste, pero con carga eléctrica positiva), con energías E_e y E_p , respectivamente, y se tiene que la energía del fotón E_f se distribuye de la siguiente manera:

$$E_f = 1.022 \text{ MeV} + E_e + E_p \quad (2.5)$$

E_e y E_p , no necesariamente son iguales, sin embargo el promedio de ambas energías se determina por:

$$E_{e,p} = \frac{E_f - 1.022 \text{ MeV}}{2} \quad (2.6)$$

El electrón y el positrón emitidos son absorbidos en el resto del material produciendo ionizaciones. Al final de su recorrido, el positrón se combina con un electrón del medio, dando lugar a una aniquilación, en la cual se transforma materia en energía, generándose dos fotones de 0.511 MeV que salen en direcciones opuestas. La probabilidad de que ocurra la producción de pares crece rápidamente con el aumento de la energía de los fotones.

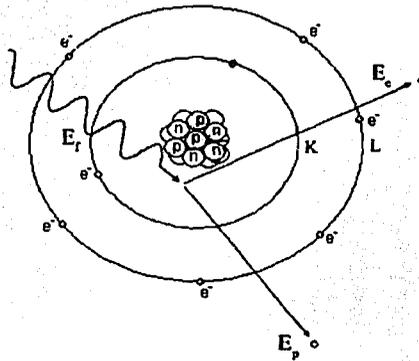


Figura 2.7. Diagrama que representa la producción de pares.

2.3.4 Coeficiente másico de atenuación

La probabilidad de que ocurra alguno de los efectos mencionados está determinada por la sección transversal o eficaz del efecto¹. Para el efecto fotoeléctrico se representa con la letra τ , para el efecto Compton se representa con σ y para la producción de pares con la letra κ . En la figura 2.8 se observa la importancia relativa de ocurrencia de estos tres efectos; las

¹ La sección transversal de una interacción particular producida por partículas incidentes, es el cociente de P entre Φ , P es la probabilidad de que ocurra dicha interacción, cuando se tiene una fluencia de partículas incidentes Φ . Las unidades de la sección transversal es el m^2 [7].

curvas representan los valores del número atómico del absorbedor y la energía del fotón incidente, para los cuales los efectos contiguos son igualmente probables.

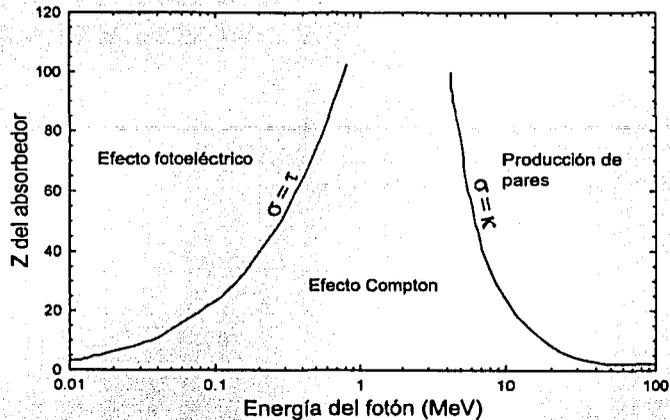


Figura 2.8 Importancia relativa de ocurrencia de los efectos, fotoeléctrico, Compton y la producción de pares [3].

El coeficiente másico de atenuación, μ/ρ , de un material para partículas cargadas, es el cociente de dN/N entre ρdl , dN/N es la fracción de partículas que sufren una interacción al atravesar una distancia dl en un material de densidad de ρ . Sus unidades son $m^2 kg^{-1}$ [7]. Este coeficiente está determinado por la suma de las contribuciones de cada uno de los efectos mencionados:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (2.7)$$

τ/ρ , σ/ρ y κ/ρ , representan los coeficientes másicos de atenuación para el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares, respectivamente [3].

La relación entre las secciones transversales para cada uno de los efectos, y el coeficiente másico de atenuación μ/ρ , esta dado por:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{n_i}{\rho} (\tau + \sigma + \kappa) \quad (2.8)$$

n_i es el número de entidades blanco en un elemento de volumen, dividido entre ese volumen.

El coeficiente lineal de atenuación se representa con la letra μ . La probabilidad de que un fotón sufra una interacción en un material de grosor dl esta dada por μdl [7].

2.3.5 Capa hemirreductora

A continuación se explica cómo un haz de fotones monoenergéticos es atenuado exponencialmente en un blanco uniforme. Sea N_0 el número de fotones incidentes sobre el blanco. Conforme el haz penetra en el material algunos fotones son absorbidos, otros dispersados y el resto no interacciona con el medio. Sea $N(x)$ el número de fotones que ha alcanzado una profundidad x en el material sin haber sufrido interacción, y dN la disminución en el número de fotones del haz original producida por un espesor dx del blanco, que es directamente proporcional a $N(x)$, μ y dx :

$$dN = -\mu N dx \quad (2.9)$$

El signo negativo indica un cambio negativo o disminución. Se separan las variables y se integra, suponiendo que $N(x=0) = N_0$, se tiene:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\mu \int_0^x dx \quad (2.10)$$

Evaluando los límites de integración:

$$\ln \frac{N(x)}{N_0} = -\mu x \quad (2.11)$$

de donde se obtiene:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (2.12)$$

De la expresión anterior se deduce inmediatamente el espesor necesario de un material para disminuir a la mitad de su valor inicial la intensidad N de un haz de fotones, (esto es, el número de fotones que lo constituyen); este espesor se conoce como capa hemirreductora

(CHR). Partiendo de la expresión $N(x) = N_0 e^{-\mu x}$, la condición es $N(x=CHR) = N_0/2$, de donde se obtiene que:

$$\frac{N(CHR)}{N_0} = e^{-\mu CHR} = \frac{1}{2} \quad (2.13)$$

Despejando se obtiene:

$$CHR = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (2.14)$$

2.3.6 Transferencia y absorción de energía

La fracción de energía de un haz de fotones transferida a partículas cargadas de un medio absorbedor, como energía cinética, está determinada por el coeficiente lineal de transferencia de energía, denotado por μ_{tr} [cm^{-1}], o por el coeficiente másico de transferencia de energía μ_{tr}/ρ [$\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$]. Este coeficiente se relaciona con μ de la siguiente manera:

$$\mu_{tr} = \left(\frac{E_{tr}}{E_f} \right) \mu \quad (2.15)$$

E_{tr} es la energía cinética promedio transferida a las partículas cargadas del medio y E_f es la energía de los fotones del haz.

Sin embargo, no toda la energía transferida a los electrones del medio es totalmente absorbida en éste, ya que una parte sale como rayos x de frenado, por lo tanto, la energía transferida es mayor a la energía absorbida. Esta última está representada por el coeficiente lineal de absorción de energía μ_{en} [cm^{-1}], o por el coeficiente másico de absorción de energía μ_{en}/ρ [$\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$], su relación con μ es:

$$\mu_{en} = \left(\frac{E_{en}}{E_f} \right) \mu \quad (2.16)$$

E_{en} es la energía promedio absorbida por interacción. Ambos coeficientes están relacionados de la siguiente manera:

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1 - g) \quad (2.17)$$

g es la fracción promedio de la energía cinética inicial transferida a electrones que es emitida como rayos x de frenado [15].

Capítulo 3

Dosimetría con películas de tinte radiocrómico y dosímetros termoluminiscentes

3.1 Dosis absorbida y dosimetría de la radiación

La dosis absorbida D , es la cantidad promedio de energía depositada en una unidad de masa, por la radiación ionizante que incide en un medio dado. Matemáticamente se define de la siguiente manera:

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

$d\varepsilon$ es la energía promedio depositada por la radiación ionizante en una cantidad de masa dm . La unidad de dosis absorbida establecida por el Sistema Internacional de Unidades es el Gray (Gy) ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}$). Sin embargo, es común encontrar la dosis medida en rad ($1 \text{ rad} = 100 \text{ erg g}^{-1} = 10^{-2} \text{ Gy}$).

La rapidez de dosis absorbida \dot{D} indica el incremento de la dosis absorbida dD , durante un intervalo de tiempo dt :

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (3.2)$$

su unidad es Gy s^{-1} .

La dosimetría de la radiación es el conjunto de conocimientos y técnicas que permiten determinar experimental o teóricamente la dosis absorbida o la rapidez de dosis absorbida, resultante de la interacción de la radiación ionizante con la materia. En general se refiere a la determinación del valor de estas magnitudes y otras más, tales como exposición, rapidez de exposición, kerma y rapidez de kerma¹.

¹ La definición de estas magnitudes se pueden encontrar en las referencias [3] y [7].

Un dosímetro es un dispositivo o material sensible a la radiación ionizante, que reacciona a través de un proceso físico o químico que se expresa como una respuesta proporcional a la dosis absorbida. Entre las técnicas dosimétricas existentes se encuentran las películas fotográficas, la solución Fricke, los dosímetros termoluminiscentes (DTL) y las películas de tinte radiocrómico (PTR), cada una con ventajas y limitaciones respecto de las otras.²

En este trabajo la dosimetría se realizó con PTR y DTL. A continuación se hace una breve descripción de los fundamentos de ambas técnicas.

3.2 Películas de tinte radiocrómico

3.2.1 Características

La propiedad radiocrómica es la coloración que adquiere una sustancia al exponerla a radiación ionizante. Las películas de tinte radiocrómico (PTR), es un dosímetro que se basa en esta propiedad. La intensidad de su coloración es proporcional a la dosis absorbida. Existen comercialmente varios tipos de PTR de diferentes características y sensibilidad, entre las cuales se encuentran las referidas como películas GafChromic. Estas películas están formadas básicamente por una capa de un material radiocrómico, que en general es de microcristales de un monómero; cuando son expuesta a radiación ionizante o UV, inmediatamente adquiere coloración azul, como resultado de un proceso de polimerización.

La película GafChromic MD-55-2, permite medir dosis entre 3 Gy y 100 Gy con una precisión mejor que el $\pm 2\%$. Consiste de dos capas de material radiocrómico de 15 μm de grueso cada una, cubiertas por ambos lados con una base de poliéster (figura 3.1). Tiene un número atómico efectivo entre 6.0 y 6.5, que permite simular materiales de interés biológico. El poder de frenado para electrones secundarios en el material sensible, es

² El lector interesado en una amplia descripción de las diferentes técnicas dosimétricas puede consultar las referencias [1], [3] y [11].

similar al poder de frenado para electrones en agua [1]. En la tabla 3.1 se especifican algunas otras características de esta película.

Intervalo de dosis útil	3-100 Gy
Número atómico efectivo	6.0-6.5
Tiempo de estabilización de color después de su irradiación	48 h
Dependencia de la rapidez de dosis (de 0.08 a 80 Gy/min)	ninguna para dosis < 60 Gy 10% para dosis > 60 Gy
Sensibilidad a la radiación UV	SI
Resolución espacial	>1200 líneas/mm
Uniformidad de la película	3%-5%

Tabla 3.1 Algunas características de la PTR tipo MD-55-2 [1].

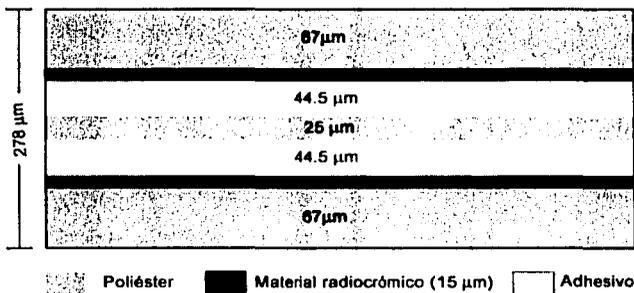


Figura 3.1. Diagrama a escala de un corte transversal de la película GafChromic MD-55-2. Se muestran su estructura y dimensiones [1].

La exposición de las PTR a radiación ionizante o UV tiene como resultado un cambio en su coloración, que no requiere de algún proceso físico, químico o térmico para su manifestación, como sería el caso del revelado fotográfico convencional. Aún más, no requiere de algún proceso para la fijación del color, el cual se estabiliza aproximadamente 48 h después de la irradiación.

3.2.2 Respuesta óptica de las PTR

El incremento de la coloración de las películas se puede determinar por dos métodos y su respuesta óptica se define según cual se elija: el primer método consiste en utilizar un espectrofotómetro o un densitómetro para medir la densidad óptica de las películas antes (DO_i) y después de ser irradiadas (DO_f). La respuesta óptica de las PTR se define como la diferencia entre estas dos cantidades:

$$R = DO_i - DO_f \quad (3.3)$$

el segundo método consiste en obtener imágenes digitalizadas de las películas, empleando un escáner, y entonces medir la intensidad de color de las imágenes adquiridas de películas no irradiadas (I_o) e irradiadas (I). La respuesta óptica es el logaritmo base 10, del cociente entre estas dos cantidades:

$$R^* = \log_{10} \left(\frac{I_o}{I} \right) \quad (3.4)$$

En este trabajo se usó este último método, ya que permite tener una amplia resolución espacial. Se pueden analizar pequeñas áreas de las imágenes digitalizadas para obtener un promedio de la dosis absorbida en una región determinada lo que permite obtener una distribución espacial de la dosis absorbida. En la figura 3.3 se muestra un diagrama de bloques que resume el proceso de la determinación de la respuesta de las PTR mediante el uso de un escáner convencional.

La relación entre la dosis absorbida y la respuesta de las películas puede ser determinada y graficada como una curva, conocida como curva de calibración, la cual proporciona la información necesaria para determinar la dosis absorbida en función de la respuesta de las películas (figura 3.2). La forma de una curva de calibración depende de varias condiciones, entre las que se encuentra el método usado para la determinación de la respuesta, los dispositivos particulares empleados, esto es, el tipo de escáner, densitómetro o espectrofotómetro, así como del lote comercial de la película, el tiempo entre irradiación y lectura, las condiciones ambientales como la temperatura y la humedad, y otras más. Por lo anterior, es importante establecer un protocolo para el uso de las PTR, en el cual se

especificuen condiciones reproducibles de irradiación y lectura de tal forma que todos los valores obtenidos sean comparables. Por lo tanto, una curva de calibración debe de determinarse específicamente para un intervalo de dosis y para las condiciones de interés.

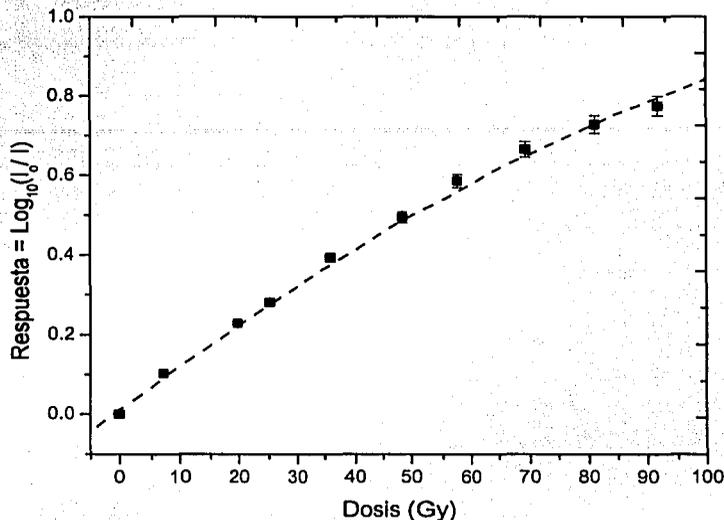


Figura 3.2. Curva de calibración para MD-55-2 irradiadas con rayos gamma, emitidos por una fuente de ⁶⁰Co. La respuesta se determinó usando un escáner, [2].

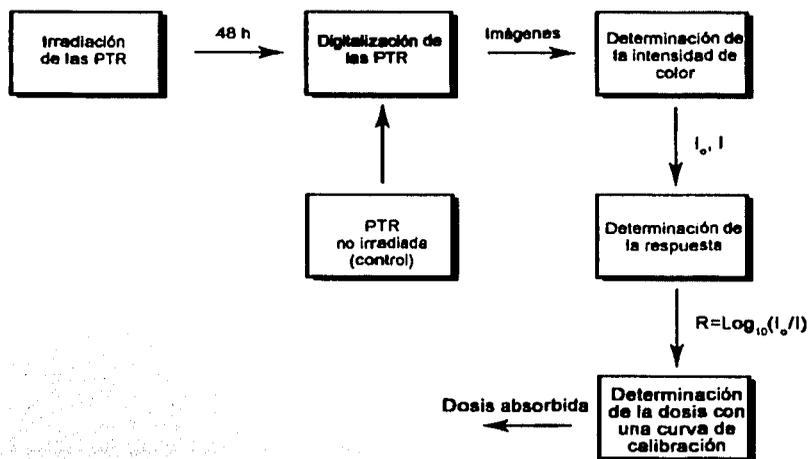


Figura 3.3 Diagrama de bloques que muestra el procedimiento para determinar la dosis usando PTR y un escáner.

3.3 Dosímetros termoluminiscentes

3.3.1 Características

La termoluminiscencia es la emisión de luz por un material, previamente excitado con radiación ionizante, cuando éste se calienta. La cantidad de luz emitida es proporcional a la cantidad de energía depositada por la radiación en el material, lo cual hace posible utilizarlo como un dosímetro.

Los dosímetros termoluminiscentes consisten básicamente de un cristal huésped que contiene una o más impurezas las cuales generan dos tipos de imperfecciones en la red cristalina:

- Trampas para electrones y huecos, capturan y mantienen a los portadores de carga atrapados por largos periodos.
- Centros luminiscentes, localizados junto con las trampas de electrones o huecos, que presentan emisión de luz cuando se da la recombinación entre los dos tipos de portadores de carga.

Cuando la radiación ionizante incide sobre los DTL, se producen muchos eventos de ionización que liberan electrones y huecos, que son el análogo de iones positivos en gases (Figura 3.4a). Los electrones migran de la banda de valencia a la banda de conducción, donde son retenidos por trampas para electrones localizadas en la banda de energías prohibidas, de la misma manera que los huecos son retenidos en sus respectivas trampas. A la temperatura a la cual se realiza la irradiación estas trampas son profundas en términos de energía potencial, lo que hace difícil que los electrones y huecos atrapados sean liberados. Lo anterior permite que éstos permanezcan atrapados durante largos periodos. Al elevar la temperatura de un DTL irradiado se logra que los electrones y huecos atrapados adquieran suficiente energía para vencer el potencial de las trampas, y puedan ser liberados (Figura 3.4b). Cuando los electrones son liberados migran a una trampa de huecos, donde se lleva a cabo la recombinación que va acompañada de la emisión de un fotón. Este proceso

permite traducir la llegada de un fotón de alta energía en un conjunto de fotones luminosos que pueden ser convertidos en una señal eléctrica fácilmente cuantificable.

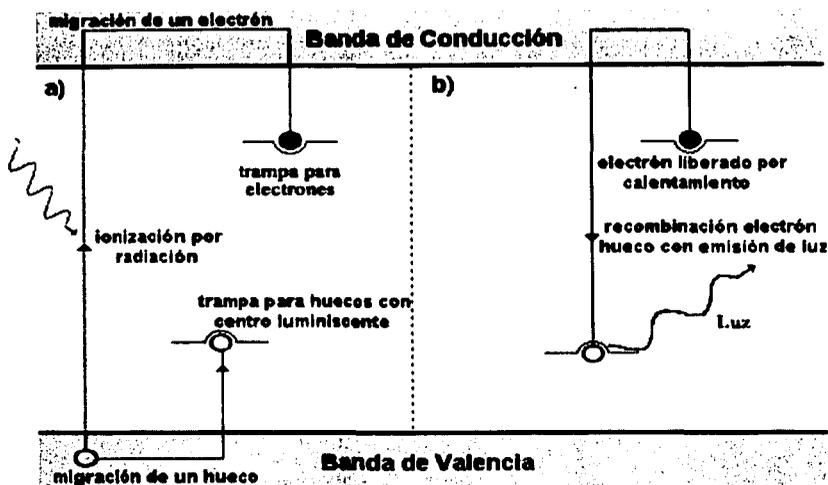


Figura 3.4. Proceso de Termoluminiscencia. a) Ionización; b) Recombinación y emisión de la señal termoluminiscente [3].

Los DTL se pueden encontrar en diversas presentaciones de tamaño y forma, así como de sus componentes, entre los que se cuentan el fluoruro de calcio, el sulfato de calcio y el fluoruro de litio; de este último material se encuentra el dosímetro conocido comercialmente como TLD-100 (de Li natural: 7.5% de ^6Li y 92.5% de ^7Li), el cual es ampliamente usado en aplicaciones médicas por su buena equivalencia con el tejido biológico, su alta sensibilidad y su posibilidad de reutilización. Contiene impurezas de Mg y Ti en 300 ppm y 15 ppm, respectivamente, tiene un número atómico efectivo de 8.2, una densidad de 2.64 g/cm^3 y un intervalo de dosis útil de $100 \mu\text{Gy}$ a 1 kGy .

Con el TLD-100 se puede lograr una precisión del 3 al 5% en la determinación de la dosis y se ha observado independencia de su respuesta con la rapidez de dosis, en un intervalo de 0 a 10^9 Gy/s . Entre algunas de sus desventajas se encuentra su sensibilidad a luz ultravioleta, solar y fluorescente, su carencia de uniformidad (ya que cada lote en general muestra una

diferente sensibilidad), y la existencia de desvanecimiento de la señal termoluminiscente, con el transcurso del tiempo, después de su irradiación [3].

3.3.2 Equipo lector y respuesta termoluminiscente

Previamente a su utilización, los DTL deben ser sometidos a un tratamiento térmico, que tiene como función borrar la señal acumulada durante su almacenamiento y dispersar las impurezas; después de la irradiación de los DTL se procede a determinar su respuesta con un equipo lector, que consiste básicamente de una fuente de corriente que calienta una plancheta, sobre la que se colocan los DTL, así como un tubo fotomultiplicador que colecta la señal luminosa emitida por los dosímetros al ser calentados por contacto con la plancheta, y la transforma en una señal eléctrica. La integral de la señal eléctrica durante un determinado intervalo de tiempo se denomina respuesta del dosímetro.

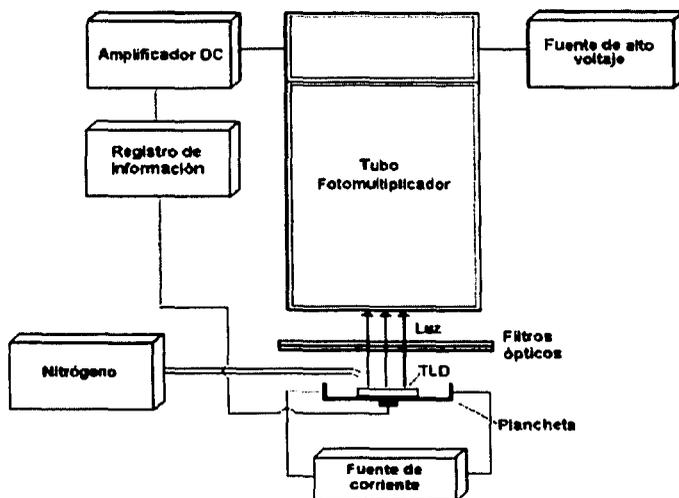


Figura 3.5. Diagrama de bloques de un lector para dosímetros TLD.

Durante la lectura se suministra gas nitrógeno (N_2) al módulo donde se encuentra la plancheta. Esto permite disminuir la emisión de radiación infrarroja por la plancheta y evitar que existan reacciones químicas entre la plancheta y el aire debido a las altas temperaturas, evitando la posible contaminación de la superficie de los dosímetros.

Los parámetros de operación de un equipo lector son el voltaje de operación del tubo fotomultiplicador, la rapidez de calentamiento de la plancheta, el tiempo durante el cual se integra la señal termoluminiscente y la ventana de integración, que es el intervalo de temperatura en el cual se integra la señal eléctrica proveniente del tubo fotomultiplicador.

Los niveles de energía de las trampas en un DTL dependen directamente del material de que esté formado y de las impurezas que contenga; un mismo material puede tener varias trampas con diferentes niveles de energía, lo cual implica que los portadores de carga son liberados a diferentes temperaturas, por lo cual la emisión termoluminiscente se presenta gradualmente mientras se calienta el dosímetro, empezando por las trampas de menor energía. La relación entre la emisión de luz y la temperatura de calentamiento se expresa en la curva de brillo del cristal, que es una gráfica en la cual el eje de las abscisas representa la temperatura de calentamiento y el eje de las ordenadas la señal termoluminiscente. Cada curva de brillo depende además, del tratamiento térmico previo a la irradiación, de la rapidez de calentamiento, del campo de radiación y de la cantidad de dosis absorbida. En la figura 3.6 se muestra una curva de brillo formada por un conjunto de picos correspondientes a las diferentes trampas que existen en el cristal de LiF.

Al igual que las PTR, los DTL no son dosímetros absolutos, esto es, se necesita calibrarlos en un campo de radiación de referencia, bien caracterizado. De esta manera, se obtiene una curva de calibración para los DTL que permita determinar una dosis desconocida por medio de la respuesta termoluminiscente que presentan. La figura 3.7 muestra una curva de calibración para TLD-100 irradiados con rayos x en la que se observa la señal termoluminiscente (TL), en función de la dosis, en un intervalo de dosis de 1 a 10 Gy [4]. En la figura 3.8 se presenta un diagrama de bloques que resume el proceso para la determinación de la dosis usando los dosímetros termoluminiscentes.

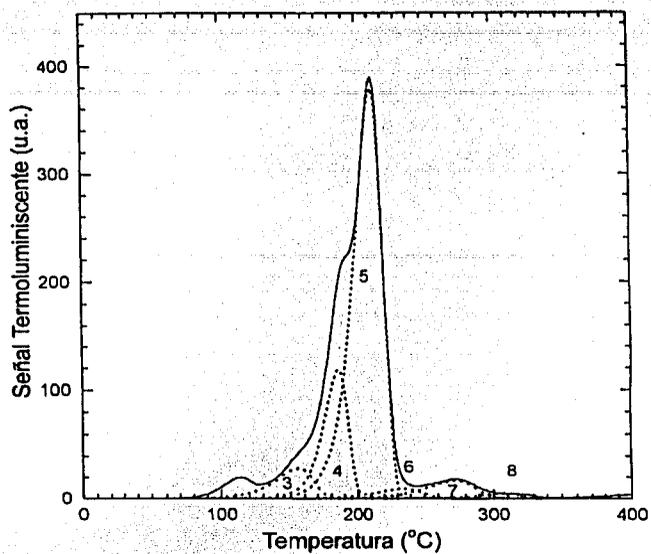


Figura 3.6. Curva de brillo típica de un TLD-100 irradiado con rayos gamma emitidos por una fuente de ^{60}Co .

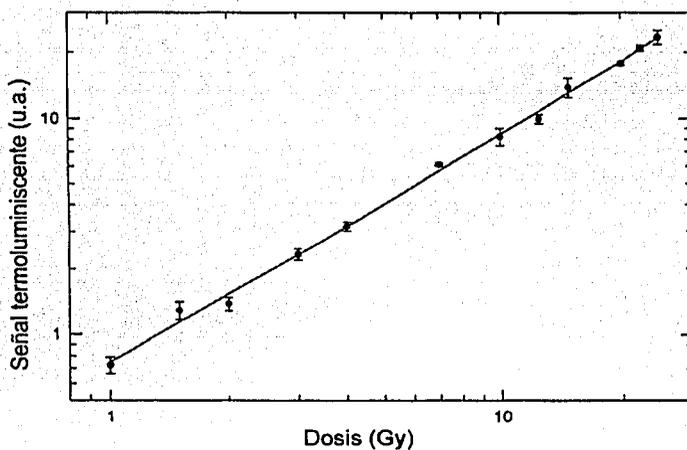


Figura 3.7. Curva de calibración de TLD-100 irradiados con rayos X.

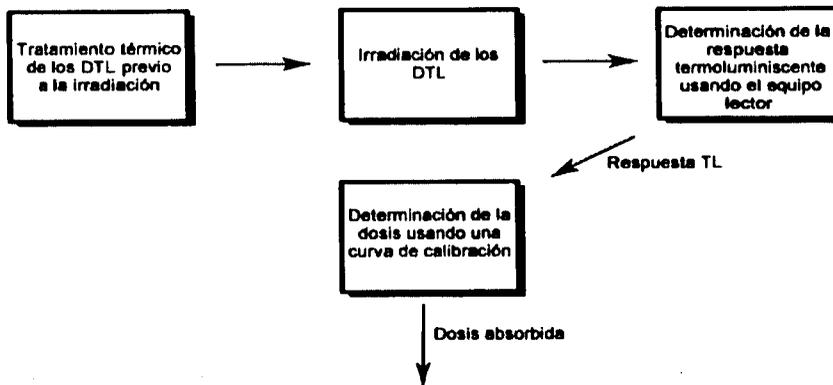


Figura 3.8 Diagrama de bloques que muestra el procedimiento para determinar la dosis usando DTL.

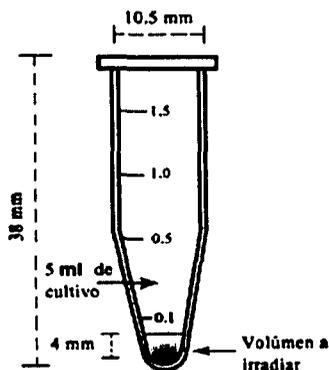
WANDA DE VILLEN

Capítulo 4

Diseño y construcción del irradiador

4.1 Necesidades de irradiación

Las principales necesidades de irradiación, sobre las cuales se basó el diseño del irradiador son las siguientes: Impartir una dosis con una uniformidad mejor que el 10 % en un volumen mínimo de 5 ml de cultivo de células (prácticamente agua), que se encuentra contenido en un tubo cónico de polipropileno, con una pared de 1mm de grueso (en adelante se le llamará simplemente tubo de irradiación). En realidad no es de interés irradiar la totalidad del volumen mencionado, ya que sometiendo al tubo a un proceso de centrifugación, las células que inicialmente se encuentran distribuidas en todo el volumen de la muestra, se depositan en el fondo del tubo reduciendo el volumen que se desea irradiar. De esta manera, sólo se requiere irradiar uniformemente una columna de cultivo de 4 mm de altura, medida desde el fondo del tubo, y con un diámetro transversal máximo de 4 mm. La figura 4.1 muestra la forma del tubo usado y el volumen de interés.



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 4.1. Tubo de polipropileno donde se deposita el cultivo de células que se desea irradiar.

Una segunda condición es el intervalo de valores de la dosis que se desea depositar; éste va desde 10 mGy hasta un valor máximo de 2 Gy, con la limitación de que los tiempos de

exposición no sean mayores a 6 horas, ya que las células no pueden permanecer por más tiempo dentro del tubo sin que se renueven los nutrientes dentro de él.

Finalmente, las células necesitan permanecer a una temperatura óptima, la cual únicamente se puede controlar como es debido dentro de una estufa de cultivo. Por lo tanto las dimensiones del irradiador deben de ser las apropiadas para poder introducirlo en una de éstas. Además debe de tener un peso adecuado para trasladarlo con facilidad.

4.2 Selección de la fuente radiactiva

En el capítulo 2 se explicó la forma en que la radiación ionizante interacciona con la materia, y se observó que la interacción entre partículas cargadas y fotones con el medio que atraviesan, es de diferente naturaleza. Sin embargo, en ambos casos su energía se transfiere a electrones secundarios, los cuales son los encargados de depositar la energía en el medio, y en consecuencia, de depositar la dosis. Por esto, se pensó que la forma más conveniente para depositar la dosis en el volumen de interés sería usando una fuente emisora de radiación beta (electrones), con la suficiente energía para atravesar las paredes del tubo de irradiación y depositar la mayor parte de su energía en el medio de cultivo. Adicionalmente el radionúclido debería de tener una vida media suficientemente larga para que su actividad no disminuyera significativamente durante el tiempo que durara la realización del proyecto de investigación, por lo cual, para lograr la irradiación óptima bajo las condiciones establecidas, se decidió usar una fuente radiactiva de ^{90}Sr - ^{90}Y , con una actividad de 0.5 mCi (agosto 2002), emisora de radiación beta menos con energía máxima de 2.28 MeV y una vida media de 28.7 años. Se eligió esta fuente debido a su baja actividad, óptima para las dosis que se desean depositar; así como también, por emitir radiación con capacidad de penetración adecuada para irradiar un volumen pequeño, además de requerir un blindaje ligero.

Una fuente de radiación α no es apropiada en este caso debido a su poca capacidad de penetración, por ejemplo, para partículas β de 2.28 MeV el alcance en agua es de

aproximadamente 1 cm, mientras que el alcance en agua para partículas α de la misma energía es de solamente 1.28 μm .

Una segunda opción fue el uso de una fuente de radiación γ . Sin embargo, como se describió en el capítulo 2, la interacción de la radiación electromagnética con la materia está gobernada estadísticamente por una probabilidad de interacción por unidad de longitud de camino recorrido, que depende del medio y de la energía de los fotones. De esta manera al tener un volumen de interés muy pequeño de un material de bajo Z, las interacciones en la muestra biológica serían mínimas, por lo cual el resto de la radiación proveniente de la fuente tendría que absorberse con un blindaje grueso y de Z grande, lo que complicaría el manejo del irradiador. Por ejemplo, para fotones de 1 MeV, el 97% de los fotones incidentes en una capa de agua de 4 mm de grueso no sufrirían interacción alguna, y más aún, solamente el 1.3 % de la energía total de los fotones se depositaría en la capa mencionada. Respecto del blindaje, para reducir a la cuarta parte el número de fotones que inciden en un punto de interés, sería necesario interponer una placa de 2.3 cm de Pb (ver sección 2.3), [15].

Por otra parte, como se observó en el capítulo 2, la curva de absorción de las partículas emitidas por una fuente de radiación β tiene una forma cercanamente exponencial; esto a su vez, tiene una relación directa con la dosis impartida al medio como función de la profundidad. Para observar la dependencia de la dosis depositada por la fuente de ^{90}Sr - ^{90}Y elegida, en función de la profundidad en un material, se realizaron pruebas preliminares. Estas consistieron en irradiar un grupo de películas PTR apiladas a diferentes profundidades, colocando entre cada una de ellas polietileno, y determinar la dosis impartida a cada una de las películas. En la figura 4.2 se presentan los resultados. Se muestra la dosis normalizada al valor más alto obtenido, como función de la profundidad en polietileno.

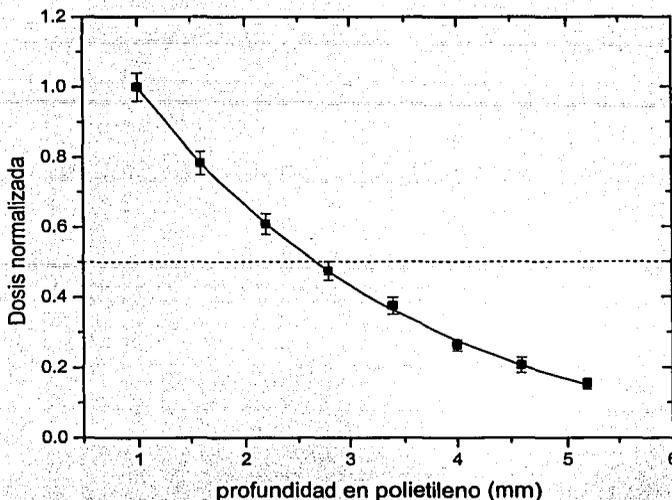


Figura 4.2. Dosis absorbida como función de la profundidad en polietileno, determinada con PTR.

Se puede observar que la dosis absorbida disminuye exponencialmente a medida que se aumenta la profundidad, la dosis se reduce a la mitad después de atravesar aproximadamente 1.7 mm de polietileno. Considerando que la uniformidad de dosis requerida debe de ser mejor que el 10% en una profundidad de 4 mm de agua, es inmediato reconocer que se requiere de algún otro método de irradiación que mejore la uniformidad en la dosis depositada. Es por esto que se decidió hacer la irradiación en dos pasos, esto es, irradiando un nuevo grupo de PTR durante cierto tiempo y después, el grupo de películas se giró 180 grados y se irradió nuevamente durante el mismo tiempo, de tal manera que las películas que se encontraban más cerca de la fuente radiactiva al inicio, se encontraran más lejos en la segunda irradiación y viceversa. De esta manera, se pensó, que se podía ganar uniformidad en la dosis. Sin embargo, este último método tuvo resultados parcialmente satisfactorios, ya que se logró una uniformidad de dosis en 4 mm de polietileno mejor que el 40%. Para mejorar aún más la uniformidad de la dosis depositada se decidió que la muestra girara continuamente durante su irradiación. En la sección 5.2 se muestra cómo esta alternativa resuelve el problema de la uniformidad de dosis.

4.3 Diseño del irradiador

Tanto la selección de la fuente radiactiva, como el diseño del irradiador se basaron en las necesidades descritas en la sección 4.1, pero además, se pensó en dar la mayor flexibilidad posible al diseño, de tal manera que se pudieran ampliar las posibilidades de irradiación. Por esta razón se pensó en construir un porta muestra (parte del irradiador donde se fija el tubo de irradiación) intercambiable y con ajuste de altura; el poder cambiar el porta muestra permite usar tubos de irradiación de diferentes dimensiones, y el variar la altura del tubo, permite tener siempre una irradiación simétrica a lo largo del volumen de interés, aún cuando éste varíe.

Otro de los requisitos principales de diseño fue construir el irradiador con piezas hechas de materiales de bajo número atómico, para minimizar la producción de rayos x de frenado (ver sección 2.2.5).

Por otra parte, para impartir las diferentes dosis requeridas, se pensó en variar la distancia y el tiempo de irradiación. Para variar la distancia, se decidió acercar y alejar la fuente radiactiva al tubo de irradiación. Se buscó un diseño mecánico que permitiera una buena precisión y reproducibilidad en las distancias de irradiación, por lo cual se decidió usar un tornillo que alojara la fuente, y una tuerca que al girarla moviera el tornillo. Este diseño permite tener una precisión en la distancia de irradiación de 0.1 mm. En cuanto al tiempo de irradiación, para tener un mejor control sobre él, se colocó un obturador para tapar la fuente y controlar la irradiación.

Para hacer girar continuamente el tubo de irradiación se decidió usar un motor, un sistema de poleas y una banda. El motor elegido permite minimizar las dimensiones del irradiador y funciona con dos pilas de 1.5 V, lo que le proporciona al irradiador la autonomía necesaria para introducirlo en una estufa de cultivo.

En la sección siguiente se describe con detalle cada uno de los mecanismos que forman el irradiador.

4.4 Descripción del irradiador construido

El irradiador diseñado y construido se presenta en las figuras 4.3 y 4.4, donde se pueden observar la identificación y las dimensiones de cada uno sus componentes.

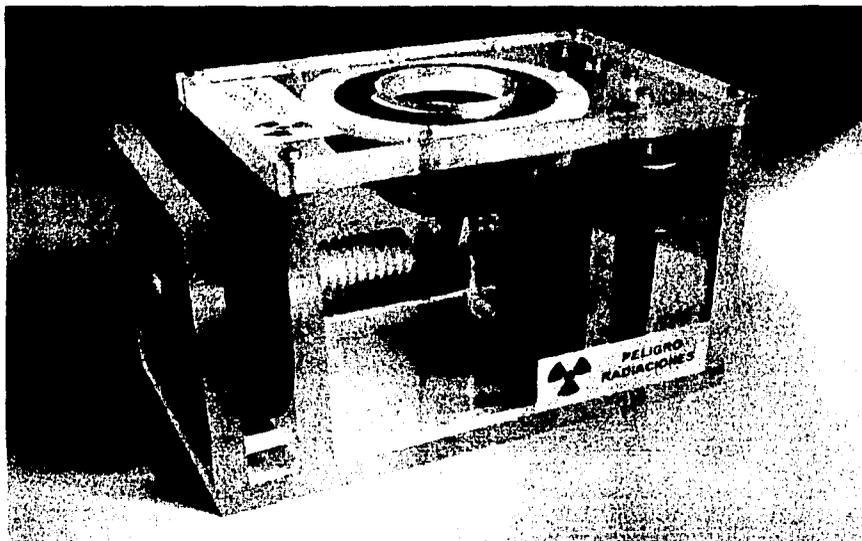
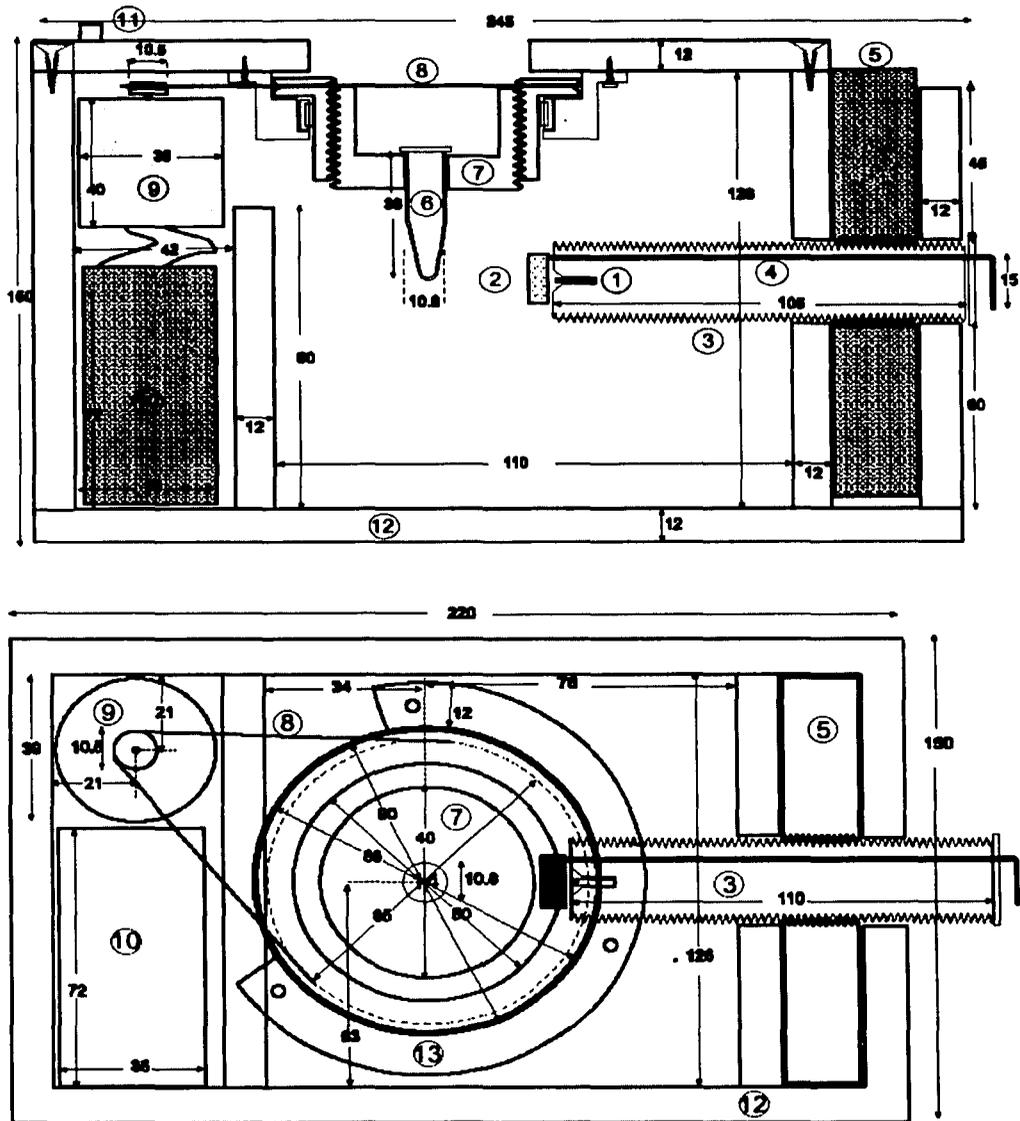


Figura 4.3 Fotografía del irradiador construido.

A continuación se presenta una descripción detallada de cada uno de los componentes del irradiador, así como su función. En todo momento los números entre paréntesis hacen referencia a la figura 4.4.

La fuente de ^{90}Sr - ^{90}Y (1) consiste de un cilindro metálico de aproximadamente 0.2 cm de diámetro y 1 cm de altura. Ésta se encuentra dentro de un tornillo de nylon (3) y se fija usando un prisionero, como se observa con detalle en la figura 4.5. Este tornillo permite variar la distancia de la fuente al tubo de irradiación (6) desde 1.6 cm hasta 5.6 cm, con una precisión de 0.1 mm; esto se logra haciendo girar el disco de nylon (5) que atraviesa el tornillo. Por cada vuelta que se le da a este disco, el tornillo se acerca o aleja de la fuente 4 mm. La cara visible del disco tiene una graduación alrededor de su perímetro, formada por 40 divisiones, cada una de las cuales representa un avance de 0.1 mm, del tornillo que contiene la fuente.



1 Fuente radiactiva; 2 Obturador de teflón; 3 Tornillo donde se encuentra alojada la fuente radiactiva; 4 Varilla de acero; 5 Disco de nylon; 6 Tubo de polipropileno que contiene la muestra biológica; 7 Porta muestra giratorio con ajuste de altura; 8 Banda de hule; 9 Motor; 10 Pilas; 11 Interruptor; 12 Paredes de acrílico; 13 Soporte del porta muestras; 14 Orificio del porta muestra donde se inserta el tubo de irradiación.

Figura 4.4. Diagrama del irradiador construido, vista lateral y superior; las dimensiones se proporcionan en mm.

Se colocó un obturador de teflón (2) de 5 mm de grueso, que permite tapar la fuente radiactiva para poder controlar la irradiación. Se insertó una varilla delgada de acero (4) a lo largo del tornillo que tiene alojada la fuente (3); esta varilla está unida por un extremo a la pieza de teflón; de esta manera, cuando se hace girar la varilla por el otro extremo mediante una manija, el obturador cubre o descubre la fuente radiactiva (figura 4.5).

Para las paredes del irradiador se usaron láminas de metacrilato de metilo (lucita) con un espesor de 12 mm (12), que sirven como blindaje para absorber totalmente la radiación emitida por la fuente radiactiva, ya que el alcance máximo en lucita para las partículas beta del ^{90}Sr - ^{90}Sr ($E_{\text{max}} = 2.28 \text{ MeV}$) es de 11 mm.

El porta muestra (7) está formado por un tornillo y una tuerca de nylon. En la parte inferior del tornillo se encuentra un orificio (14) donde se introduce y se fija el tubo de irradiación (ver figura 4.6). Haciendo girar el tornillo respecto de la tuerca, éste sube o baja, ajustando la altura a la que se encuentra el tubo respecto de la fuente radiactiva, para lograr una irradiación simétrica a lo largo del volumen de interés. La parte superior de la tuerca está formada por una polea que está rodeada por una banda de hule (8) que le transfiere el movimiento de la polea del motor (9). Mediante este mecanismo y con la ayuda de un balero cilíndrico colocado entre el soporte del porta muestras (13) y la tuerca del porta muestras, ésta y el tornillo se hacen girar como una sola pieza, que a su vez hace girar el tubo de irradiación a una velocidad angular de 125 revoluciones por minuto.

El motor está fijado a la pared superior del irradiador mediante dos tornillos. Es alimentado con dos pilas de 1.5V conectadas en serie (10) y cuenta con un interruptor (11) que se encuentra en la parte superior del irradiador. El porta pilas y el motor se encuentran parcialmente aislados del resto del irradiador por una pared de lucita.

Una característica que se debe resaltar es que la mayoría de los materiales usados para la construcción del irradiador son de bajo Z para minimizar la producción de rayos x de frenado.

Las figuras 4.5 y 4.6 muestran algunos detalles del diagrama de la vista lateral del irradiador, mostrado en la figura 4.4.

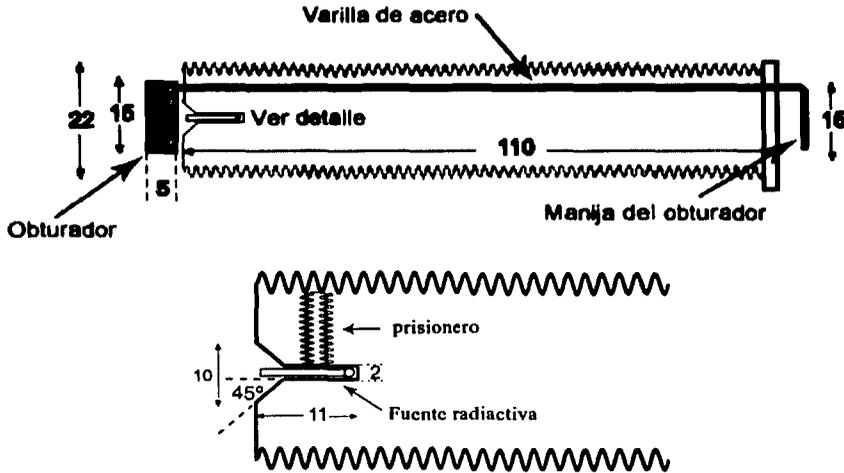


Figura 4.5. Detalle del irradiador, se muestra el tornillo que contiene la fuente radiactiva y el prisionero que la sujeta, las dimensiones se proporcionan en mm.

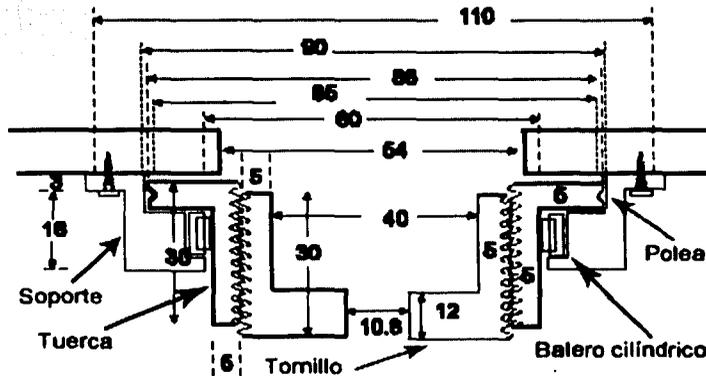


Figura 4.6. Detalle del irradiador. Se observa el porta muestra formado de un tornillo y una tuerca, un balero cilíndrico y el soporte del porta muestra.

Capítulo 5

Caracterización dosimétrica del irradiador

5.1 Protocolo para el uso de las PTR

5.1.1 Determinación de la respuesta de las PTR mediante un escáner convencional

Para determinar la distribución de la dosis impartida por el irradiador dentro del volumen de interés se usaron películas de tinte radiocrómico (PTR) GafChromic MD-55-2, con número de lote H1146MD55. Estas películas que tienen una presentación comercial de 12.5 cm x 12.5 cm, fueron cortadas en diferentes tamaños según las necesidades geométricas de las pruebas, las cuales se describen con detalle más adelante.

La respuesta de las películas se determinó usando un escáner de reflexión con cama plana Microtek ScanMaker E3, con el cual se obtuvieron imágenes digitalizadas de las PTR. El programa de adquisición de imágenes empleado fue Paint Shop Pro versión 4.1. Las imágenes se obtuvieron a color (24 bits), con una resolución espacial de 300 puntos por pulgada (dpi), en formato TIFF. Posteriormente, cada imagen se separa en sus componentes rojo, verde y azul (componentes RGB), y se obtienen tres imágenes que proporcionan la intensidad de color I de cada componente en una escala de 0 a 256. Para determinar esta intensidad de color se usó el programa Osiris versión 3.6, que permite medir I en un área seleccionada de la imagen. Este programa entrega un promedio del valor de I para los píxeles dentro del área elegida, la intensidad máxima y la mínima, y la desviación estándar, que se interpreta como la incertidumbre típica asociada $u(I)$. La digitalización de las películas se realiza 48 h después de su irradiación para permitir que se establezca la coloración. En general, se siguen las recomendaciones establecidas en la referencia [2].

Usualmente la respuesta de las PTR se obtiene con un espectrofotómetro o un densitómetro. Sin embargo, en los últimos años el uso de un escáner convencional para tal

fin ha demostrado tener ventajas. Algunas de ellas son la alta resolución espacial que se obtiene y la capacidad de analizar áreas grandes de película, y aún más, la digitalización a color y la separación de la imagen en sus componentes, permite obtener una mayor sensibilidad en comparación con la digitalización en escala de grises [2].

Para cada una de las componentes de color de la imagen de las PTR se tiene una respuesta diferente como función de la dosis; esto se observa con claridad en la figura 5.1, que muestra la respuesta obtenida con cada una de las componentes de color (rojo, verde y azul). Se puede notar que la componente roja es la que tiene mayor sensibilidad, esto es, que presenta un mayor cambio en la respuesta cuando se tiene un cambio en la dosis recibida. Esta propiedad se extiende hasta los 40 Gy, y la película se vuelve menos sensible para dosis superiores.

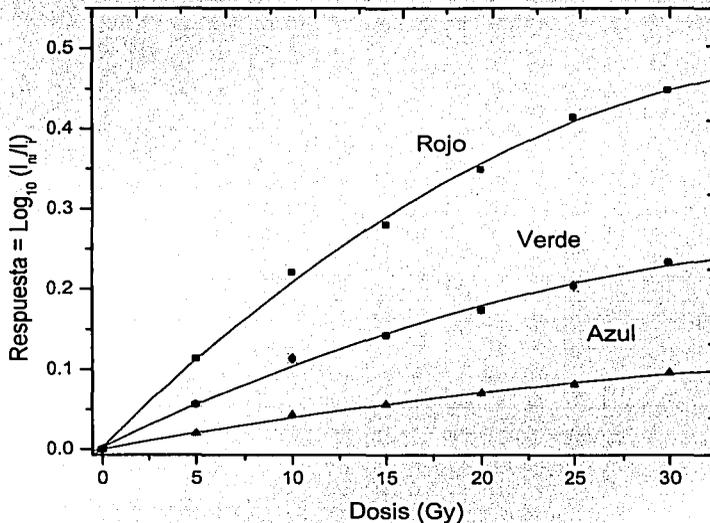


Figura 5.1. Respuesta en función de la dosis, de las tres componentes de color para PTR MD-55-2 irradiada con ^{90}Sr - ^{90}Y .

En este trabajo se usó en todo momento la componente roja, debido a que se decidió trabajar en un intervalo de dosis de 10 a 15 Gy aproximadamente. En el momento de hacer la digitalización de las PTR irradiadas se incluyó una película no irradiada, lo que permite

determinar la intensidad de rojo $I_{r,ni}$ antes de la irradiación y después de la irradiación $I_{r,i}$, y así determinar la respuesta, dada por la siguiente expresión:

$$R = \text{Log}_{10} \left(\frac{I_{r,ni}}{I_{r,i}} \right) \quad (5.1)$$

la incertidumbre en la respuesta $u(R)$ esta dada de la forma siguiente¹:

$$u(R) = 0.434 \sqrt{\left[\frac{u(I_{r,ni})}{I_{r,ni}} \right]^2 + \left[\frac{u(I_{r,i})}{I_{r,i}} \right]^2} \quad (5.2)$$

$u(I_{r,ni})$ y $u(I_{r,i})$ son las desviaciones estándar o incertidumbres típicas de $I_{r,ni}$ e $I_{r,i}$, respectivamente.

5.1.2 Calibración de las PTR

Las películas de tinte radiocrómico se calibraron en un intervalo de dosis de 4 a 20 Gy, donde la respuesta es prácticamente lineal. Para este fin, se usó una fuente radiactiva de ^{90}Sr - ^{90}Y con rapidez de dosis de 0.347 rad/s (octubre 2002), para irradiar PTR cortadas de forma circular con un diámetro de 5 mm, durante los tiempos definidos en la tabla 5.1. En todas las irradiaciones la distancia de la fuente a las películas fue de 3 cm.

Dosis (Gy)	Tiempo de irradiación ^a	Intensidad de rojo $I_r \pm u(I_r)$	Respuesta de la PTR $R \pm u(R)$
0	0	208 ± 1	0.000
4	19 min 12 s	167 ± 2	0.095 ± 0.006
5	24 min 12 s	160 ± 2	0.114 ± 0.006
7.5	36 min s	145 ± 1	0.157 ± 0.004
10	48 min 18 s	130 ± 2	0.204 ± 0.007
12.5	60 min	121 ± 2	0.235 ± 0.007
15	72 min 30 s	109 ± 2	0.281 ± 0.008
20	96 min 3 s	93 ± 2	0.350 ± 0.010

^a Se estima una incertidumbre de 5 s en estos valores.

Tabla 5.1. Se muestran los tiempos de irradiación para obtener las dosis definidas, así como los valores de intensidad de rojo y la respuesta, con la incertidumbre asociada, obtenida a partir de las expresiones 5.1 y 5.2.

¹ El desarrollo para obtener la expresión para $u(R)$ se expone con detalle en el apéndice B.

Con los valores de la tabla 5.1 se obtuvo la curva de calibración de las películas, esto es, una gráfica de la respuesta de la componente de color rojo de las imágenes digitalizadas de las PTR, en función de la dosis absorbida (figura 5.2).

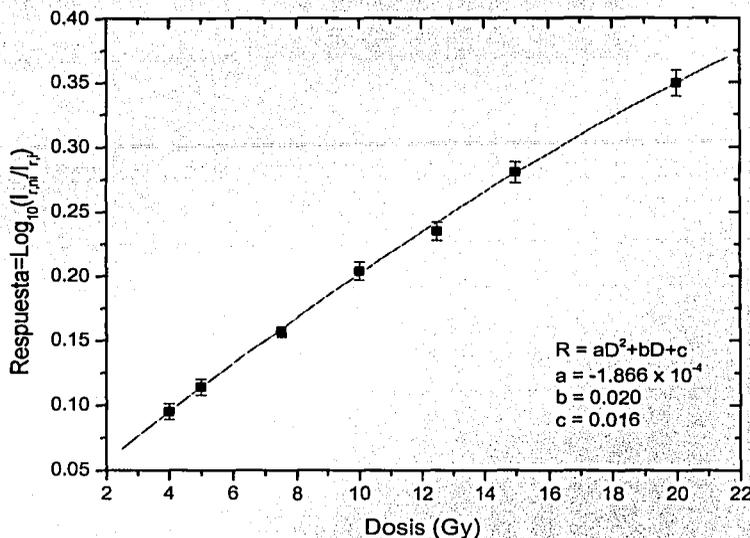


Figura 5.2. Curva de calibración para PTR irradiadas con una fuente de ^{90}Sr - ^{90}Y , en un intervalo de dosis de 4 a 20 Gy.

5.2 Determinación de la distribución de la dosis depositada por el irradiador

5.2.1 Procedimiento experimental

A continuación se describe el procedimiento para determinar la distribución de la dosis depositada en el volumen de interés por el irradiador, en función de la distancia de la fuente radiactiva al tubo de irradiación.

Se usaron PTR MD-55-2 de forma circular con diferentes diámetros, las cuales se colocaron dentro de un tubo de irradiación a diferentes alturas medidas desde el fondo, que llamaremos alturas de irradiación a_i , (figura 5.3). Entre cada una de las películas se

colocaron capas de polietileno de forma circular, de 0.16 mm de espesor, para ajustar cada PTR a la a_i especificada en la tabla 5.2.

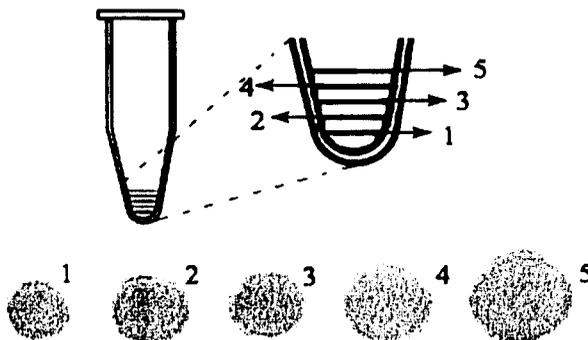


Figura 5.3. Diagrama de un corte transversal de un tubo de irradiación. Se muestra la posición de cada una de las PTR. En la tabla 5.2 se especifican las dimensiones.

No. Posición (Figura 5.3)	Diámetro de la película (mm)	Altura medida desde el fondo del tubo a_i (mm)
		$\pm 0.16^a$
1	2.8	1
2	3.5	2
3	3.5	3
4	4	4
5	5	5

^a Esta incertidumbre se asignó igual al espesor de una capa de polietileno.

Tabla 5.2. Para cada una de las PTR mostradas en la figura 5.3 se especifica el diámetro y la altura a la cual se coloca (medida desde el fondo del tubo).

El tubo con las películas se colocó en el irradiador; su altura se ajustó mediante el porta muestras, de tal manera que la posición 3 quedara alineada con la fuente radiactiva. Esta última se colocó a diferentes distancias del tubo (medidas desde el eje central del tubo, hasta el borde de la fuente), desde 1.6 cm hasta 5.6 cm, que llamaremos distancias de irradiación d_i . Para cada d_i se estimó un tiempo de irradiación de tal manera que las

películas recibieran una dosis dentro del intervalo de calibración definido en la sección 5.1.2. La tabla 5.3 muestra las diferentes irradiaciones realizadas.

Número de irradiación	Distancia de la fuente al tubo d_i (cm)	Tiempo de irradiación (h)
1	1.6	15
2	2.6	39
3	3.6	76
4	4.6	124
5	5.6	155

Tabla 5.3 Irradiaciones realizadas para determinar la distribución de la dosis a diferentes distancias de la fuente a la muestra.

5.2.2 Resultados

Se determinó la distribución de la dosis recibida dentro del tubo en dos direcciones, la primera fue a lo largo del eje del tubo, que llamaremos distribución vertical; y la otra fue en la dirección perpendicular al eje del tubo, que llamaremos distribución horizontal. Estas distribuciones se determinaron para cada una de las distancias de irradiación.

Para obtener la distribución vertical de la dosis para cada d_i , se determinó la dosis D_{ai} recibida en toda el área de cada una de las 5 películas correspondiente a cada a_i . Con estos datos se graficó la dosis recibida en función de la altura medida desde del fondo del tubo. La incertidumbre en los valores de D_{ai} es en todos los casos menor que el $\pm 4\%$; las figuras 5.4, 5.5 y 5.6 muestran esta distribución para $d_i = 1.6, 3.6$ y 5.6 cm^2 . Se observa en ellas una línea discontinua que representa el valor promedio de la dosis recibida \bar{D}_{di} , dada por:

$$\bar{D}_{di} = \frac{1}{5} \sum_{ai=1}^5 D_{ai} \quad (5.3)$$

² El resto de las gráficas de la distribución vertical de la dosis se puede consultar en el apéndice A.1.

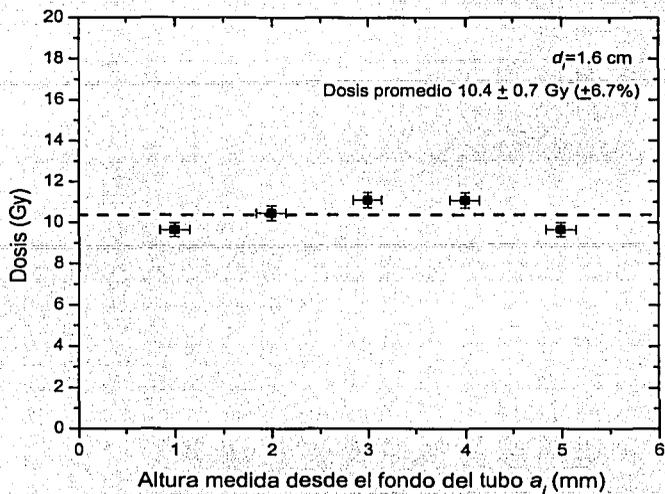


Figura 5.4. Distribución vertical de dosis, $d_i = 1.6 \text{ cm}$.

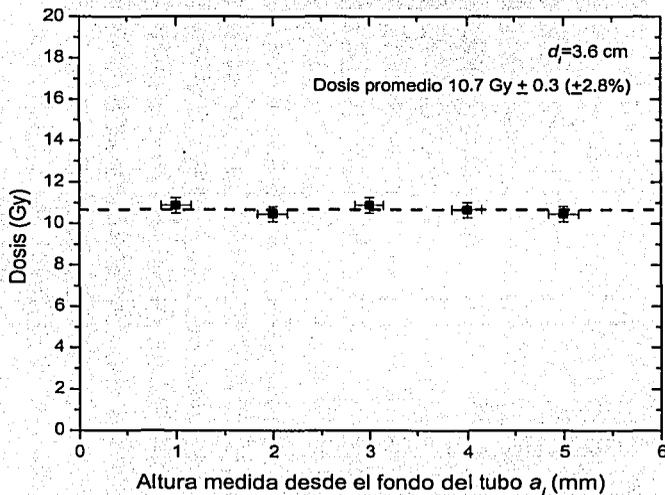


Figura 5.5. Distribución vertical de dosis, $d_i = 3.6 \text{ cm}$.

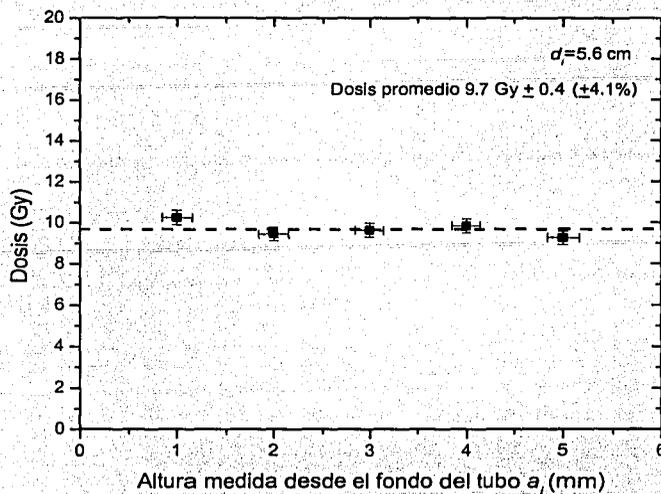


Figura 5.6. Distribución vertical de dosis, $d_i = 5.6$ cm.

En la tabla 5.4 se reportan los valores de la dosis promedio D_{d_i} , para cada d_i , junto con su desviación estándar $u(D_{d_i})$, que proporciona una medida de la uniformidad en la dosis recibida en las diferentes a_i , desde 1 mm hasta 5 mm.

Distancia de irradiación (d_i) (cm)	Dosis promedio D_{d_i} (Gy)	Dispersión (%)
1.6	10.4 ± 0.7	6.7
2.6	10.0 ± 0.2	2.0
3.6	10.7 ± 0.3	2.8
4.6	11.9 ± 0.5	4.2
5.6	9.7 ± 0.4	4.1

Tabla 5.4 Resultados obtenidos de la distribución vertical de la dosis para cada una de las distancias de irradiación.

La distribución horizontal de la dosis se determinó en cada una de las películas irradiadas, obteniendo la dosis en varias regiones con una área de 0.7×0.7 mm, a lo largo del diámetro de cada película. En la tabla 5.5 se especifica la localización del centro C_i de cada una de las áreas exploradas, medida desde el borde de cada película.

Diámetro de la película (mm)	C_1^a	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7
5	0.35	1.05	1.75	2.45	3.15	3.85	4.55
4	0.35	1.05	1.75	2.45	3.15	3.85	-
3.5	0.35	1.05	1.75	2.45	3.15	-	-
3.5	0.35	1.05	1.75	2.45	3.15	-	-
2.8	0.35	1.05	1.75	2.45	-	-	-

^a Los valores de los C_i están proporcionados en mm.
En general se permite un pequeño traslape entre dos regiones.

Tabla 5.5 Se muestra la localización de los centros de las regiones de las películas donde se determinó localmente la dosis recibida para obtener la distribución en la dirección horizontal

De esta forma, se determinó la dosis en varias regiones de cada una de las películas irradiadas, las figuras 5.7, 5.8 y 5.9 ³ muestran las distribuciones horizontales de la dosis, para algunas de las películas; a los valores de la dosis promedio determinada en cada área, se les asignó como localización espacial el centro C_i de la región correspondiente.

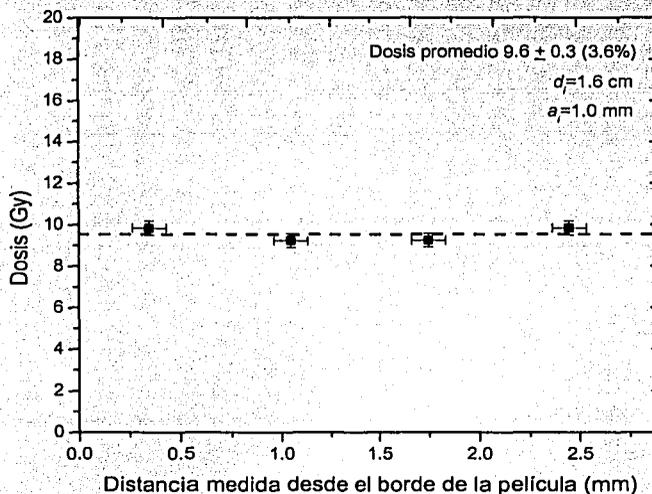


Figura 5.7 Distribución horizontal de la dosis recibida en la posición $(d_i, a_i) = (1.6$ cm, 1 mm).

³ El resto de las gráficas de la distribución horizontal de la dosis, se pueden consultar en el apéndice A.2.

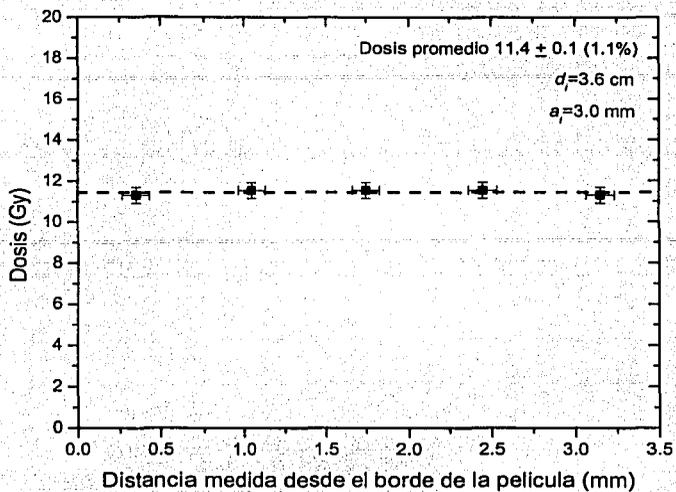


Figura 5.8 Distribución horizontal de la dosis recibida en la posición $(d_i, a_i) = (3.6$ cm, 3 mm).

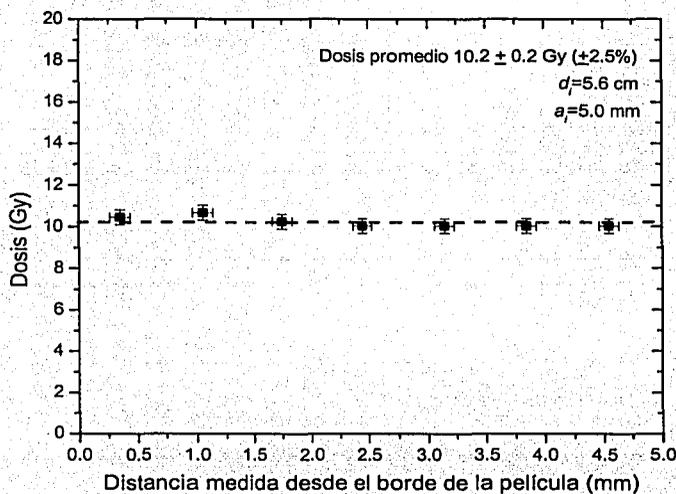


Figura 5.9 Distribución horizontal de la dosis recibida en la posición $(d_i, a_i) = (5.6$ cm, 5 mm).

5.3 Determinación de la rapidez de dosis a diferentes distancias de irradiación

5.3.1 Procedimiento experimental

Para poder impartir las diferentes dosis deseadas dentro del intervalo de 10 mGy a 2 Gy, se pueden variar tanto el tiempo como la distancia de irradiación t_i y d_i , respectivamente. Para lograr esto, se debe determinar la rapidez de dosis en función de d_i . A continuación se describe el procedimiento experimental seguido para lograrlo.

Se usaron los valores de las dosis promedio para cada d_i determinados en la sección 5.2 y que se muestran en la tabla 5.2, junto con dos valores más, obtenidos a las distancias $d_i = 3$ cm y $d_i = 4$ cm. Estos valores, y los tiempos de irradiación correspondientes, se muestran en la tabla 5.6.

Distancia de irradiación d_i (cm)	Tiempo de irradiación t_i (h)	Dosis promedio recibida (Gy)	Rapidez de dosis determinada (mGy/min)
1.6	15	10.4 ± 0.7	11.5 ± 0.8
2.6	39	10.0 ± 0.2	4.3 ± 0.1
3	53	11.1 ± 0.2	3.5 ± 0.1
3.6	73.25	10.7 ± 0.2	2.4 ± 0.1
4	93.75	11.8 ± 0.4	1.8 ± 0.1
4.6	122	11.9 ± 0.5	1.6 ± 0.1
5.6	155	9.7 ± 0.4	1.0 ± 0.1

Tabla 5.6. Resultados obtenidos para la determinación de la rapidez de dosis a diferentes distancias de irradiación.

5.3.2 Resultados

La figura 5.10 muestra la gráfica de la rapidez de dosis \dot{D} en función de la distancia de irradiación d_i . Al conjunto de puntos experimentales mostrados en la tabla 5.6, se le ajustó

una relación del tipo $y = Ax^B$, usando el programa Origin V.6 de Microcal, de esta manera se obtiene la relación entre D y d_i :

$$D[\text{mGy/min}] = (28.57 \pm 0.69)d_i^{(-1.94 \pm 0.03)} \quad (5.4)$$

d_i está proporcionada en cm. En la figura 5.11 se muestran los mismos puntos graficados en escala logarítmica.

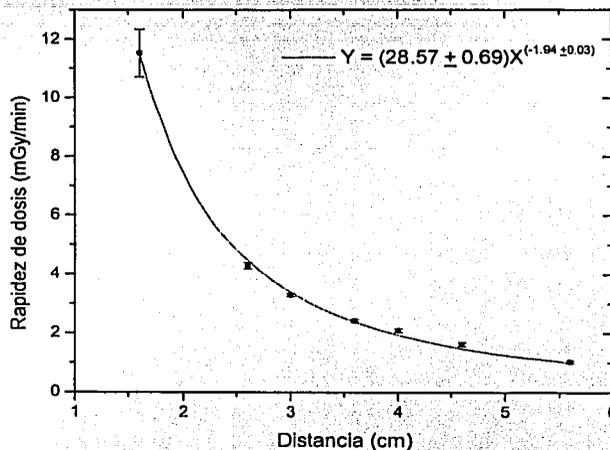


Figura 5.10. Rapidez de dosis impartida por el irradiador en función de la distancia de irradiación, en escala lineal.

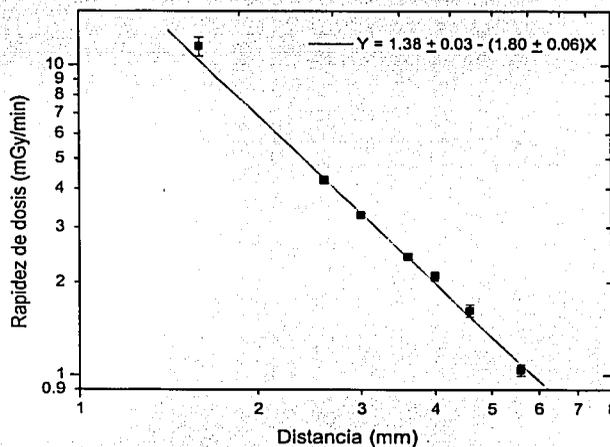


Figura 5.11. Rapidez de dosis impartida por el irradiador en función de la distancia de irradiación, escala logarítmica.

Capítulo 6

Protección radiológica para el uso del irradiador

6.1 Protección radiológica

6.1.1 Principios de la protección radiológica

El ser humano siempre ha estado expuesto de forma natural a la radiación ionizante proveniente de los rayos cósmicos que llegan a la Tierra y de los minerales de la corteza terrestre. Sin embargo, actualmente la actividad humana ha generado fuentes adicionales de radiación que proporcionan una dosis extra a la recibida naturalmente: las aplicaciones médicas de las radiaciones, las explosiones nucleares, la producción de energía nucleoelectrónica y las aplicaciones en la investigación y la industria. La aceptación de los riesgos provenientes de estas actividades está condicionada a los beneficios que proporciona su utilización. La protección radiológica tiene como objetivo restringir estos riesgos reconociendo que es imposible eliminarlos por completo.

La protección radiológica tiene como finalidad establecer las medidas fundamentales para la protección contra los riesgos derivados de la exposición a la radiación ionizante y establece lineamientos de seguridad para el mantenimiento y manejo de las fuentes de radiación ionizante.

La protección radiológica se basa en los siguientes principios:

1. *Justificación.* Toda actividad que haga uso de la radiación ionizante, debe producir suficiente beneficio a la sociedad, para que compense el posible detrimento que cause.
2. *Optimización.* Debe existir una planeación que permita que las dosis recibidas y el número de personas expuestas sean tan bajas como razonablemente sea posible, considerando aspectos económicos y sociales.

3. *Limitación de dosis.* En toda actividad que utilice radiación ionizante deben establecerse límites de dosis para los individuos expuestos.

6.1.2 Efectos deterministas y estocásticos

La exposición a la radiación ionizante causa efectos negativos sobre la salud del individuo expuesto que pueden ser deterministas o estocásticos. Para los deterministas, la aparición de tales efectos es segura si la dosis absorbida rebasa un valor umbral. Son resultado de diversos procesos, en particular de la muerte celular y deficiencias en la división celular. Estos efectos pueden ser desde el enrojecimiento de la piel, malestar general y vómito, hasta la esterilidad, las cataratas y daños irreversibles en los tejidos hematopoyéticos y el tracto gastrointestinal, cuya consecuencia puede ser fatal. En general la severidad del daño depende de la dosis absorbida.

Por otra parte, los efectos estocásticos son de naturaleza aleatoria, no tienen un valor de dosis umbral y se manifiestan mucho tiempo después de la exposición; su probabilidad de aparición aumenta al aumentar la dosis absorbida. Son consecuencia de alteraciones en los códigos genéticos de las células y entre estos efectos se encuentra la leucemia y los diferentes tipos de cáncer. La severidad del daño no depende de la dosis absorbida.

En este contexto, el propósito principal de la protección radiológica es evitar los efectos deterministas, y minimizar la probabilidad de ocurrencia de los efectos estocásticos.

6.1.3 Dosis equivalente y dosis efectiva

Para determinar el posible efecto biológico que produce una dosis impartida a una persona, no es suficiente conocer el valor de esta dosis, por lo que, para los propósitos de la protección radiológica se ha definido un concepto que considera el tipo de radiación que produjo la dosis y que se denomina dosis equivalente H_T . La dosis equivalente promediada sobre un tejido u órgano se obtiene de:

$$H_{T,R} = w_R D_{T,R} \quad (6.1)$$

$D_{T,R}$ es la dosis absorbida promedio en el tejido u órgano T, debida a la radiación R, y w_R es el factor de ponderación por tipo de radiación, en el cual se reconoce que cada tipo de radiación tiene diferente capacidad para producir un daño biológico. El valor de w_R varía con el tipo de radiación y su energía, así, para fotones y electrones su valor es 1, mientras que para las partículas alfa su valor es 20. Este factor es adimensional, por lo tanto $H_{T,R}$ tiene las unidades de la dosis absorbida ($J\ kg^{-1}$). Estas dos magnitudes son conceptualmente diferentes, por lo cual, para la dosis equivalente se asignó una unidad especial llamada Sievert (Sv), que sólo se utiliza para fines de protección radiológica y para valores cercanos a los límites de dosis establecidos.

Sin embargo, la dosis equivalente aún no permite de determinar totalmente el posible daño de la radiación sobre el tejido, ya que cada tipo de tejido tiene diferente sensibilidad a la radiación ionizante. La dosis efectiva E, toma en cuenta esta situación por medio del factor de ponderación por tejido w_T . E se define como la suma de las dosis equivalentes recibidas en cada tejido por el factor de ponderación para ese tejido:

$$E = \sum_T w_T H_T \quad (6.2)$$

el valor de w_T se estableció considerando la radiosensibilidad de cada órgano o tejido y la importancia del posible daño para el individuo y su descendencia, la dosis efectiva se usa para determinar el posible detrimento total cuando los diferentes tejidos reciben dosis equivalentes distintas. El valor de w_T para una dosis uniforme impartida a cuerpo entero es 1 mientras que los valores para cada órgano o tejido son menores que 1 y representan la fracción con que contribuye la dosis equivalente a un tejido al detrimento total, de modo que la suma de todos ellos es 1. Para gónadas w_T vale 0.20, mientras que para piel vale 0.01.

6.1.4 Límites de dosis¹

Para establecer los límites de dosis se hace una división entre los individuos cuyo trabajo implica la exposición a radiación ionizante (personal ocupacionalmente expuesto) y el resto

¹ Tomados del reporte ICRP 60 (1990), referencia [6].

de las personas (público). Los límites establecidos son:

- Personal ocupacionalmente expuesto (POE): Dosis efectiva de 100 mSv en 5 años, sin rebasar 50 mSv en un año cualquiera. Esto da un promedio de 20 mSv por año.
- Público: Dosis efectiva de 1 mSv por año. Bajo circunstancias especiales se puede exceder este valor en un solo año, siempre que el promedio en 5 años no exceda 1 mSv por año.

Estos límites sobre la dosis efectiva recibida aseguran la ausencia de efectos deterministas en todos los tejidos y órganos del cuerpo, con excepción del cristalino y la piel que tienen una contribución despreciable a la dosis efectiva. Para estos órganos se definen límites anuales especiales, que son, 150 mSv para el cristalino y 500 mSv para la piel, independientemente del valor del área expuesta.

Estos límites no se aplican a las dosis recibidas por exposiciones con fines de diagnóstico o tratamiento médico, ni a las debidas a la radiación natural.

Es importante mencionar que los límites mencionados, aún no se aplican en México. En la actualidad se usan los límites establecidos en el reporte ICPR 26 (1977), donde se establecen los límites de dosis efectiva de 50 mSv por año, para POE, y de 5 mSv por año para el público. Los límites para el cristalino y la piel son los mismos ya mencionados.

6.1.5 Medidas de protección contra la radiación ionizante

La dosis recibida en los alrededores de una fuente radiactiva cualquiera se puede reducir si se aumenta la distancia a la fuente, se coloca una barrera o blindaje que aisle la fuente de sus alrededores o se reduce el tiempo de exposición. Para el caso de una fuente de radiación beta menos, el aire entre la fuente y un punto de interés absorbe las partículas de menor energía reduciendo notablemente la dosis; a medida que se aumenta la distancia llegará el momento en que la totalidad de las partículas sean absorbidas en el aire, hasta tener una

dosis nula. Para el caso de una fuente de ^{90}Sr - ^{90}Y ($E_{\text{max}} = 2.28 \text{ MeV}$), la distancia en aire necesaria para absorber todas las partículas es aproximadamente de 10 m.

Las partículas beta pueden ser detenidas por un blindaje con un espesor mínimo igual al alcance máximo de las partículas en ese material (figura 6.1). Para minimizar la producción de rayos x de frenado en el blindaje, se debe elegir un material con número atómico pequeño (ver sección 2.2.5). Se puede colocar un segundo blindaje con Z grande para absorber los posibles rayos x emitidos.

Finalmente el tiempo de exposición debe minimizarse, ya que la dosis recibida es directamente proporcional a éste.

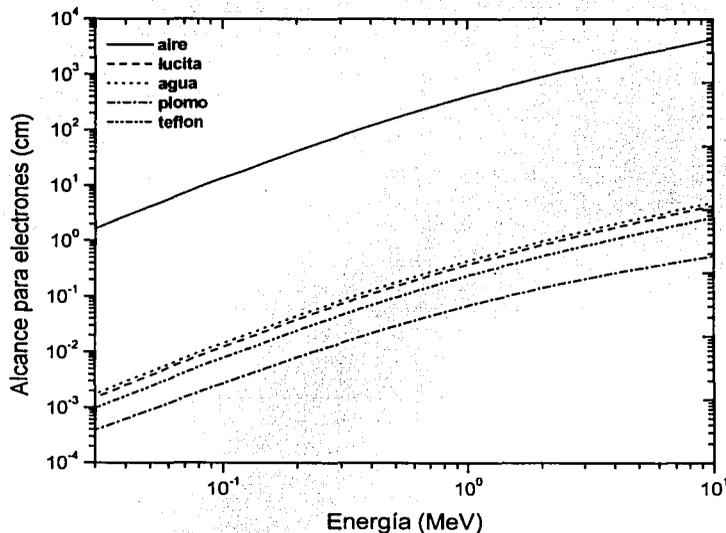


Figura 6.1. Alcance de las partículas beta en diferentes materiales.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

6.2 Determinación de la dosis en el exterior del irradiador usando DTL

6.2.1 Protocolo para el uso de DTL

Para verificar que la dosis recibida fuera del irradiador, debida a la radiación de frenado, esté por debajo de los límites de dosis efectiva establecidos (sección 6.1.4) se usaron dosímetros termoluminiscentes TLD-100 (LiF:Mg,Ti) Harshaw-Bricon, con dimensiones de 3x3x1 mm. Antes de ser irradiados, fueron sometidos a un tratamiento térmico que consistió en un horneado a 400 °C durante una hora, seguido de un horneado a 100 °C durante 2 h, después de cada horneado los dosímetros se enfriaron a temperatura ambiente. Las irradiaciones se realizaron aproximadamente 24 h después de terminado el tratamiento térmico y entre el proceso de irradiación y el de lectura se dejó pasar un periodo igual.

Es conveniente hacer una caracterización de los DTL que van a ser usados con el propósito de agrupar DTL con respuestas similares a una misma dosis, esto es, que presenten uniformidad en la respuesta y además que se tenga una buena reproducibilidad en la respuesta individual de cada dosímetro. En este trabajo se usaron 10 dosímetros previamente seleccionados de un lote de 30 dosímetros, de acuerdo con el procedimiento de selección propuesto en la referencia [15], y que se describe a continuación.

Se comienza por determinar el factor de corrección individual ² C_{ij} de los DTL, dado por:

$$C_{ij} = \frac{\sum_{i=1}^n R_{ij}}{nR_{ij}} \quad (6.3)$$

R_{ij} es la j -ésima lectura del i -ésimo dosímetro, y n es el número de dosímetros, de donde se obtiene el factor de corrección promedio C_i para cada DTL:

$$C_i = \frac{\sum_{j=1}^m C_{ij}}{m} \quad (6.2)$$

² En la referencia [15] se le llama factor de calibración.

m es el número de veces que se irradió y leyó cada uno de los dosímetros, con el propósito de su caracterización. Usando C_{ij} y C_i , se obtiene la desviación estándar S de cualquier dosímetro del lote y la desviación estándar para el lote S_{lote} . Esta última es una medida de la precisión con la que se puede trabajar con el lote de dosímetros caracterizados:

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n (C_i - C_{ij})^2}{n(m-1)}} \quad (6.3)$$

$$S_{lote} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (C_i - 1)^2}{n}} \quad (6.4)$$

De esta manera se pueden agrupar los dosímetros con respuestas similares ante una dosis dada, y se pueden eliminar aquellos cuya diferencia en su respuesta individual con el valor promedio sea mayor a una desviación estándar S_{lote} .

Para los 10 dosímetros elegidos se obtuvieron valores de $S = \pm 3.0 \%$ y $S_{lote} = \pm 3.0 \%$. Para confirmar que estos dosímetros siguieran conservando su buena reproducibilidad y una sensibilidad similar, se les aplicó de nuevo el procedimiento de caracterización mencionado, para lo cual, se irradiaron durante 1 min usando una fuente de ^{90}Sr - ^{90}Y con una rapidez de dosis de 0.347 rad/s (octubre 2002), y se leyeron siguiendo el protocolo establecido. Este proceso se repitió 3 veces, lo que permitió confirmar los valores de S y S_{lote} mencionados. Esto nos permite trabajar con una uniformidad y reproducibilidad en la respuesta mejor que el $\pm 3.0 \%$.

En lo siguiente, cada valor obtenido de la respuesta se multiplicó por el factor de corrección promedio C_i correspondiente de cada dosímetro, esto permite descartar el efecto de sensibilidad individual.

6.2.2 Calibración de los DTL

Los DTL se calibraron en un intervalo de dosis de 0.1 mGy a 10 mGy, para lo cual se usó una fuente de ^{60}Co con una rapidez de dosis de 0.076 ± 0.003 mrad/s (octubre 2001). Los tiempos de irradiación y las respuestas obtenidas se muestran en la tabla 6.1. La incertidumbre en la respuesta está dada por $S = \pm 3\%$ (ecuación 6.3). La curva de calibración correspondiente se muestra en la figura 6.2.

Dosis (mGy)	Tiempo de irradiación ^a	Respuesta termoluminiscente $\pm 3\%$
0.5 ± 0.02	12 min 36 s	5.2
1 ± 0.04	25 min 18 s	9.9
2 ± 0.08	50 min 30 s	19.8
3 ± 0.12	75 min 48 s	30.3
10 ± 0.16	252 min 36 s	97.4

^a Se estima una incertidumbre de 5 s

Tabla 6.1. Resultados obtenidos para la calibración de los DTL.

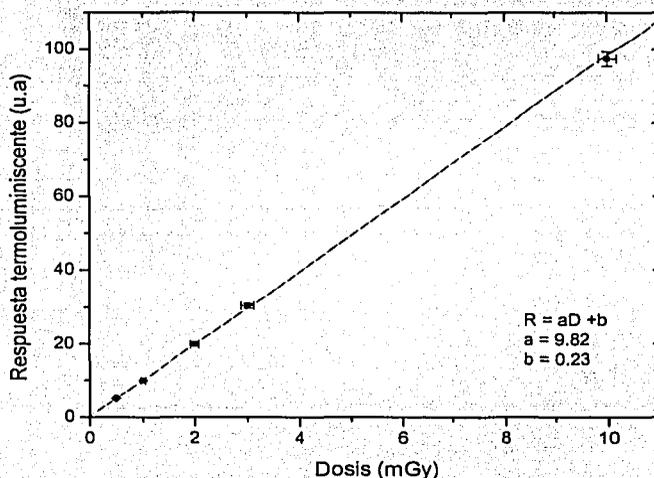


Figura 6.2. Curva de calibración para DTL irradiados con ^{60}Co en un intervalo de dosis de 0.1 a 10 mGy.

6.2.3 Procedimiento experimental y resultados

Para determinar la dosis en el exterior del irradiador, se colocó un DTL en las superficies exteriores de cada una de la paredes del irradiador. Cada dosímetro se introdujo en pequeñas bolsas de plástico negro para evitar su exposición a la luz. El equilibrio de partícula cargada lo proporcionan las mismas paredes del irradiador. Se irradiaron por un periodo de 72 h, para que recibieran una dosis dentro del intervalo de calibración especificado. La fuente radiactiva permaneció descubierta durante la irradiación. Los resultados obtenidos se muestran en la tabla 6.2 y la figura 6.4. Se obtiene una dosis máxima de 1.35 mGy en 72 h, esto es, una rapidez de dosis de 19 $\mu\text{Gy/h}$ aproximadamente. La identificación de las paredes del irradiador se muestra en la figura 6.3.

Pared	Respuesta (u.a.) $\pm 3\%$	Dosis (mGy)	Rapidez de dosis ($\mu\text{Gy/h}$) $\pm 3\%$
1	13.4	$1.35 \pm 3\%$	18.7
2	13.5	$1.31 \pm 3\%$	18.5
3	7.9	$0.79 \pm 3\%$	11.0
4	3.3	$0.32 \pm 4\%$	4.4
5	3.1	$0.29 \pm 4\%$	4.0

Tabla 6.2. Dosis obtenida en 72 horas en cada una de las paredes exteriores del irradiador.

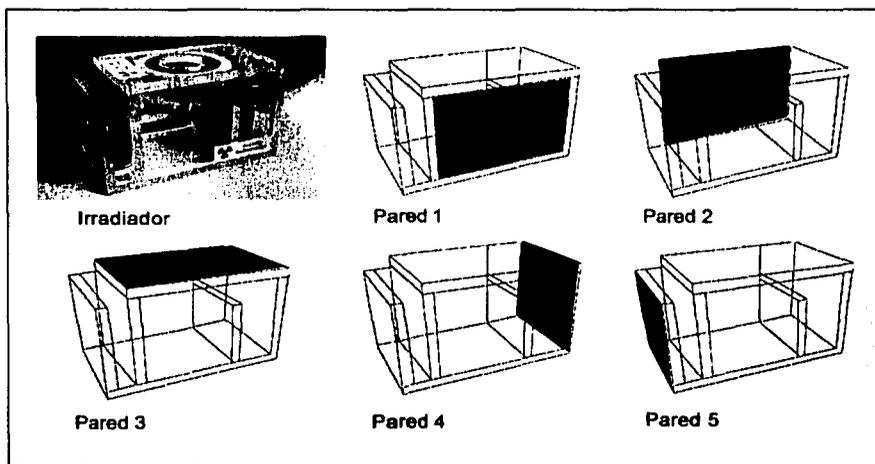


Figura 6.3. Se muestra la identificación de las paredes a las que se hace referencia en la tabla 6.2.

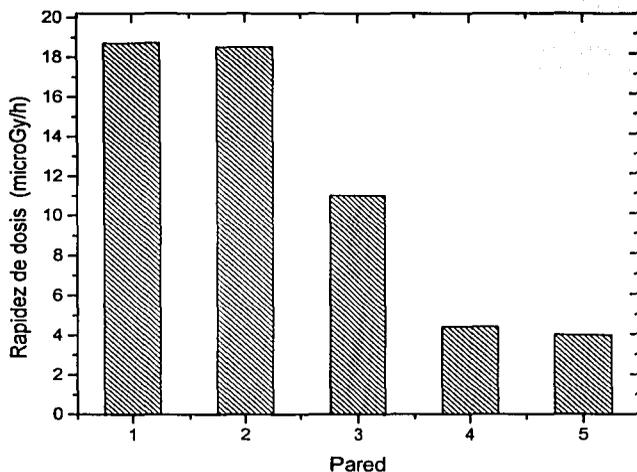


Figura 6.4. Rapidez de dosis obtenida en cada una de las paredes del irradiador.

Con el propósito de comprobar los valores de la rapidez de dosis obtenidos, se usaron un contador Geiger, dos dosímetros de lectura directa (tipo lapicero) y un dosímetro electrónico. Con estos dispositivos se determinó la rapidez de dosis en las paredes exteriores del irradiador. Cada uno de los valores determinados, es consistente con los obtenidos usando DTL, con diferencias no mayores que el 20%.

La determinación de la dosis efectiva a partir de los resultados obtenidos, su comparación con los límites de dosis establecidos y las conclusiones obtenidas se dejan para el capítulo 7.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Capítulo 7

Discusión de resultados y conclusiones

7.1 Distribución vertical de la dosis impartida por el irradiador

Para cada distancia de irradiación d_i se determinó la distribución vertical de la dosis dentro del tubo de irradiación, desde 1 hasta 5 mm medidos desde del fondo del tubo. En la figura 7.1 se muestra la dispersión¹ de la distribución vertical de la dosis para cada d_i . Se observa una máxima dispersión de $\pm 6.7\%$ para la mínima distancia de irradiación $d_i = 1.6$ cm, y una dispersión mínima de $\pm 2.5\%$, en $d_i = 2.6$ cm.

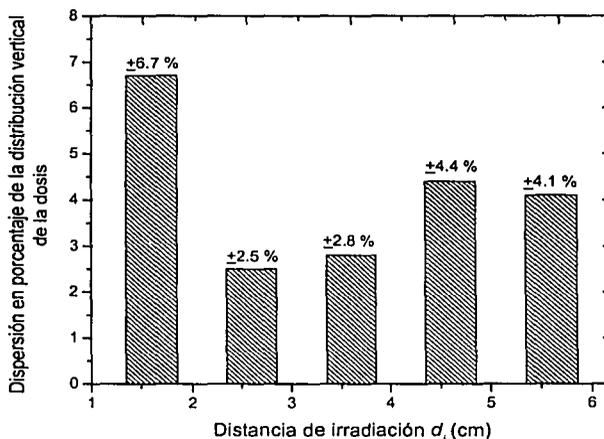


Figura 7.1. Dispersión de la distribución vertical de la dosis impartida por el irradiador en cada d_i .

La máxima dispersión para $d_i = 1.6$ cm se puede atribuir al factor geométrico, el cual se observa claramente en la gráfica de la distribución vertical de la dosis correspondiente (figura 7.2). En ella se observa que la película que recibió la mayor dosis es la que se encuentra a una altura $a_i = 3$ mm, y que se encuentra alineada con la fuente radiactiva, por

¹ La dispersión se calcula como el valor de una desviación estándar de la distribución, expresada como un porcentaje del valor de la media de la distribución.

lo tanto es la más cercana a ésta, mientras que las películas que se encuentran en los extremos superior ($a_i = 5$ mm) e inferior ($a_i = 1$ mm), recibieron la menor dosis al ser las más alejadas de la fuente. Este efecto geométrico no se aprecia a mayores distancias de irradiación, ya que la diferencia de distancias entre las películas de los extremos y la película del centro con respecto a la fuente radiactiva es menos importante, en comparación con la distancia de irradiación (ver las gráficas del apéndice A.1).

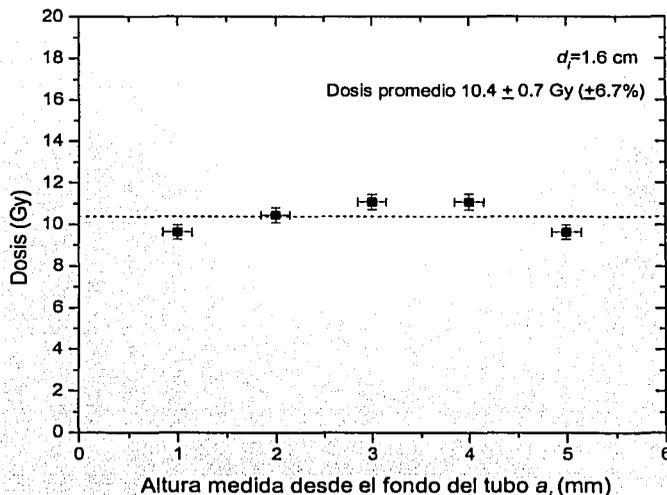


Figura 7.2. Distribución vertical de la dosis para $d_i = 1.6$ cm, se observa un valor máximo de la dosis recibida que corresponde a la película más cercana a la fuente radiactiva.

Si se analiza de nuevo la figura 7.1, se observa que al aumentar la distancia de irradiación de 1.6 a 2.6 cm, existe una disminución de la dispersión, sin embargo para las siguientes distancias aumenta de nuevo. Este hecho puede deberse a la radiación dispersada dentro del irradiador, cuya contribución a la dosis es más significativa para distancias mayores de irradiación, donde la contribución directa de la fuente disminuye.

En general se obtiene una dispersión no mayor que el $\pm 6.7\%$ en la distribución vertical de la dosis. Se recomienda que la mínima distancia de irradiación sea de $d_i = 2.6$ cm, para mejorar la uniformidad de la dosis impartida.

7.2 Distribución horizontal de la dosis impartida por el irradiador

Por otra parte, para cada una de las películas irradiadas, se determinó la distribución de la dosis en la dirección horizontal (en la dirección perpendicular al eje del tubo de irradiación). Se exploraron áreas de 0.7×0.7 mm a lo largo del diámetro de cada una de ellas. En la figura 7.3 se muestra la dispersión de la distribución horizontal de la dosis, para cada altura de irradiación a_i de 1 a 5 mm, medidos desde el fondo del tubo, y para distancias de irradiación d_i de 1.6 cm a 5.6 cm. En general, se observa que la dispersión es en todos los casos menor que el $\pm 4.5\%$. La figura 7.4 muestra la dispersión promedio para cada d_i , donde se observa una mayor dispersión promedio para $d_i = 1.6$ cm y una dispersión mínima para $d_i = 3.6$ cm.

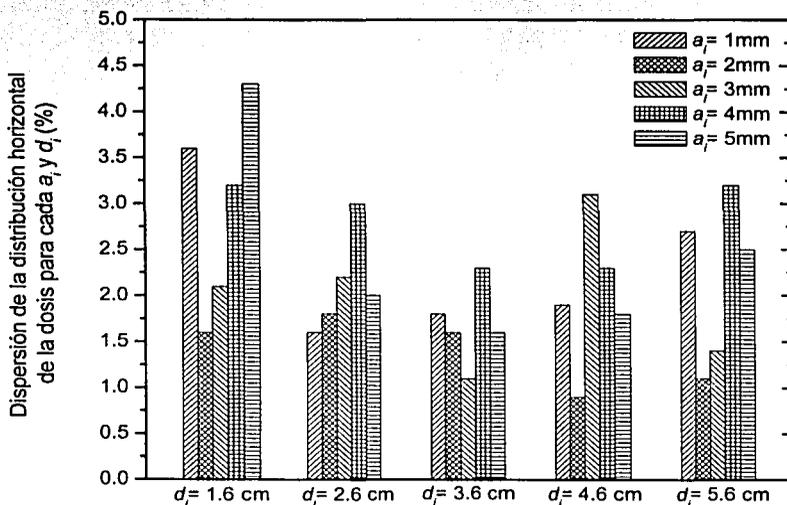


Figura 7.3. Dispersión de la distribución horizontal de la dosis en cada una de las películas irradiadas.

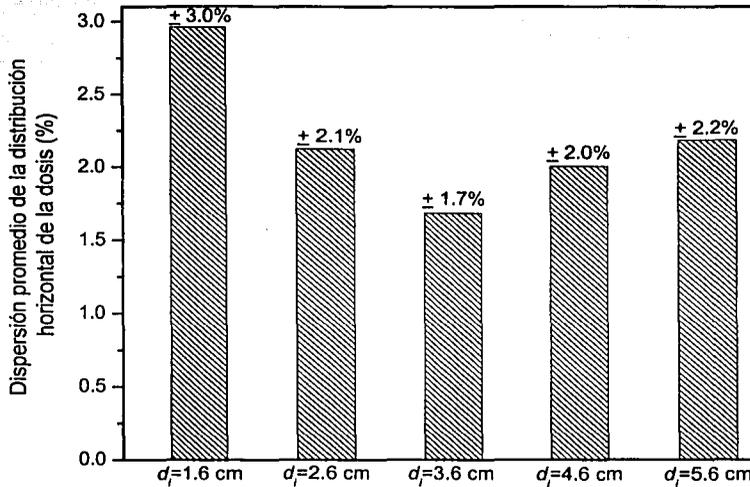


Figura 7.4. Dispersión promedio de la distribución horizontal de la dosis para cada distancia de irradiación.

La figura 7.3 permite observar que la mayor dispersión ocurre a $d_i = 1.6$ cm, debido a las diferencias en la rapidez de dosis observadas a diferentes alturas, ver figura 7.1. Para el total de las distribuciones no se aprecia alguna tendencia.

7.3 Rapidez de dosis impartida por el irradiador en función de la distancia de irradiación d_i

Se obtuvo que la rapidez de dosis, en función de la distancia de irradiación, está dada por la relación siguiente (ec. 5.4):

$$\dot{D}[mGy/min] = (28.57 \pm 0.69)d_i^{(-1.94 \pm 0.03)} \quad (7.1)$$

la cual permite calcular \dot{D} , para cualquier distancia de irradiación, dada en cm, en el intervalo de 1.6 a 5.6 cm. Para una fuente de radiación beta se debe tener en cuenta que, debido a su espectro continuo de energías, el aire entre la fuente y el punto de interés

absorberá las partículas de menor energía, sin embargo para distancias tan pequeñas como 5.6 cm, sólo una cantidad mínima de partículas es absorbida; se espera que la contribución a la rapidez de dosis dentro del irradiador se deba principalmente a la energía depositada por las partículas beta de la fuente, así como de la radiación dispersada dentro del irradiador y la posible radiación de frenado producida.

De la expresión 7.1 se pueden determinar los tiempos de irradiación necesarios para acumular una dosis dada. Por ejemplo, si se quiere impartir a la muestra una dosis de 10 mGy o una de 2 Gy, éstas se pueden impartir a cualquier distancia de irradiación. Primero, usando la expresión 7.1, se determina la rapidez de dosis en la distancia de irradiación elegida y luego se determina el tiempo de irradiación necesario. En la tabla 7.1 se muestran algunas distancias de irradiación y los tiempos de irradiación requeridos para obtener las dos dosis mencionadas. Este análisis permite obtener una idea de los tiempos de irradiación necesarios para cubrir el total del intervalo de dosis requerido por el usuario.

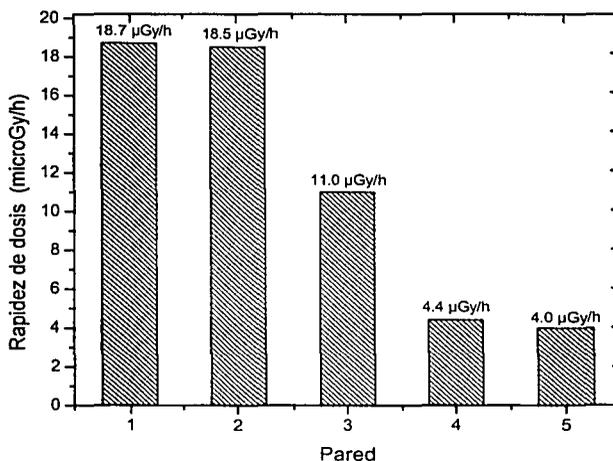
Distancia de irradiación (cm)	Tiempo de irradiación necesario para acumular una dosis de 10 mGy	Tiempo de irradiación necesario para acumular una dosis de 2 Gy
1.6	52 s	2 h 53 min
2	1 min 21 s	4 h 28 min
3	2 min 56 s	9 h 48 min
4	5 min 15 s	17 h 28 min
5.6	10 min	33.0 h 20 min

Tabla 7.1. Se muestran las diferentes distancias y tiempos de irradiación requeridos para impartir una dosis de 10 mGy y una de 2 Gy.

De los valores de la tabla 7.1 se observa que el tiempo de irradiación mínimo necesario para acumular una dosis de 2 Gy es de 2 h 53 min (con $d_r = 1.6$ cm), y para obtener una dosis de 10 mGy se requiere un tiempo máximo de 10 min (con $d_r = 5.6$ cm). En este último caso es conveniente usar distancias de irradiación grandes, para disminuir la incertidumbre en el tiempo de irradiación y consecuentemente en la dosis. En general, se dispone de una amplia combinación de distancias y tiempos de irradiación que permiten obtener las mejores condiciones de irradiación.

7.4 Determinación de la dosis fuera del irradiador usando DTL

La rapidez de dosis fuera del irradiador es proporcionada únicamente por la radiación de frenado producida en las paredes y piezas del irradiador, ya que la radiación beta proveniente de la fuente es totalmente absorbida por las paredes del mismo. Se observó que la rapidez de dosis en las superficies exteriores de las paredes 1 y 2 es prácticamente igual, y lo mismo ocurre con la rapidez de dosis en las paredes 4 y 5. En el primer caso los valores son máximos y en el segundo mínimos, esto se debe a que las paredes 4 y 5 se encuentran a una distancia mayor de la fuente radiactiva, y además cuentan con un blindaje extra formado por varios componentes del irradiador, como las pilas y el disco de nylon que ajusta la distancia de irradiación. Los valores de la rapidez de dosis determinados se muestran en la figura 7.5.



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 7.5. Rapidez de dosis determinada en cada una de las superficies exteriores de las paredes del irradiador. La identificación de las paredes se muestra en la sección 6.2.3.

Con el propósito de comparar con los límites de dosis efectiva establecidos en el reporte ICRP 60 (referencia [6]), elegimos como valor representativo el de $18.7 \mu\text{Gy/h}$, que es el valor máximo obtenido de la rapidez de dosis. Para determinar la dosis efectiva fuera del irradiador suponemos la condición más desfavorable de uso, esta es, que el usuario

sostenga el irradiador colocando sus manos en las paredes 1 y 2 durante un tiempo de 40 horas a la semana, durante 50 semanas al año. De esta manera se obtiene una dosis acumulada en las manos de 37.4 mGy, entonces la dosis equivalente obtenida es de $H = 37.4$ mSv, ya que para la radiación electromagnética $w_R = 1$. Para determinar la dosis efectiva suponemos que las manos es la región del cuerpo que es mayormente irradiada, por lo tanto $E = 0.374$ mSv, ya que $w_T = 0.01$ para piel (ver secciones 6.1.3 y 6.1.4). De esta manera se obtiene que, no se alcanza una milésima parte del límite dosis efectiva establecido para piel que es de 500 mSv anuales (ver sección 6.1.2).

Si comparamos el valor de la dosis anual promedio recibida debido a las fuentes naturales de radiación (2.4 mSv), con el valor de la dosis efectiva fuera de las paredes del irradiador (0.374 mSv), se observa que bajo las condiciones más desfavorables (prácticamente imposibles) representa un aumento de sólo el 14.5%, de la dosis recibida de forma natural.

Con esto se concluye que el manejo del irradiador es seguro y que el usuario está fuera de riesgo, siempre que siga las medidas de protección radiológica establecidas en el manual para el uso del irradiador. Esta información se puede consultar en el anexo de este trabajo.

7.5 Conclusiones generales

El diseño del porta muestra giratorio ha permitido obtener una uniformidad en la dosis mejor que el $\pm 7\%$, si se usa la mínima distancia de irradiación, y mejor que el $\pm 4.5\%$ si se usan distancias de irradiación mayores o iguales a 2.6 cm. Con esto se satisface ampliamente el requisito establecido por el usuario de una uniformidad en la dosis en el volumen de interés mejor que el $\pm 10\%$.

El tiempo mínimo de irradiación necesario para acumular la dosis máxima requerida (2 Gy), es de 2 h 53 min (con $d_r = 1.6$ cm), que está por debajo del límite de 6 h, sugerido por el usuario. Además, se tiene una amplia posibilidad de combinaciones de tiempos y

distancias de irradiación, que permiten disminuir la incertidumbre en los tiempo de irradiación, así como evitar que éstos sean muy largos.

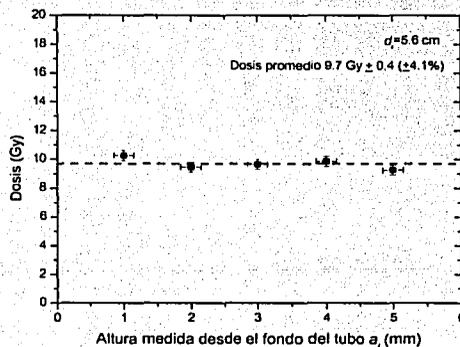
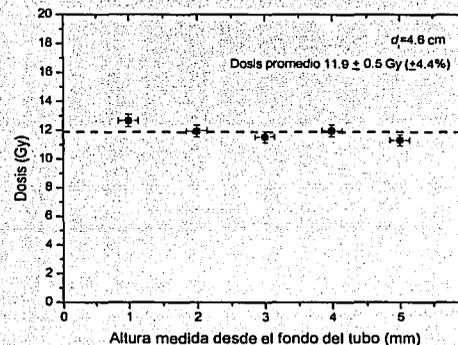
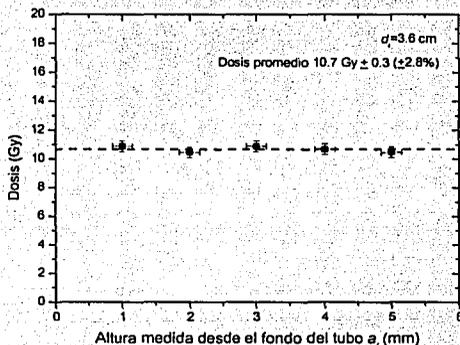
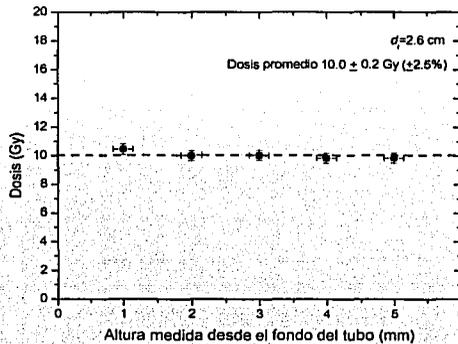
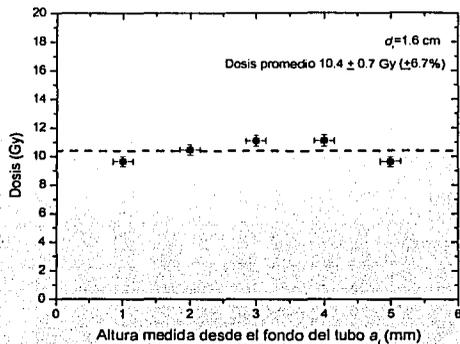
La fuente radiactiva seleccionada, así como el diseño de cada componente del irradiador, permiten que éste tenga las dimensiones, el peso y la autonomía necesarias para moverlo con facilidad e introducirlo en una estufa de cultivo, además de que su uso es seguro si se respetan las medidas de protección radiológica necesarias.

El irradiador construido es solamente un prototipo, por lo que durante su utilización práctica, el usuario podrá dar información que permita hacer las modificaciones que hagan más cómodo su manejo, o planteará necesidades adicionales.

El irradiador fue diseñado para satisfacer únicamente las necesidades planteadas por el usuario, y aunque se le proporcionó cierta flexibilidad para permitir el manejo de muestras con un volumen diferente y para cambiar la fuente de radiación, cabe señalar que si se cambia alguno de estos elementos, será necesario hacer una nueva caracterización dosimétrica.

Apéndice A Gráficas de la distribución vertical y horizontal de la dosis impartida por el irradiador

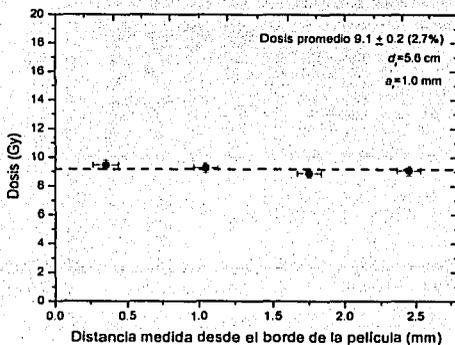
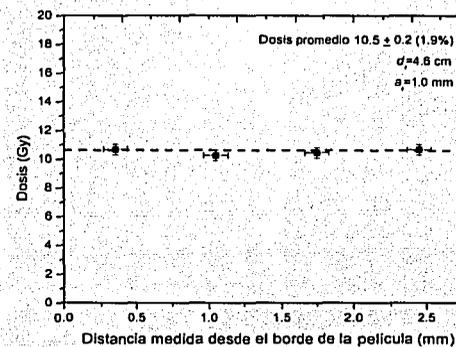
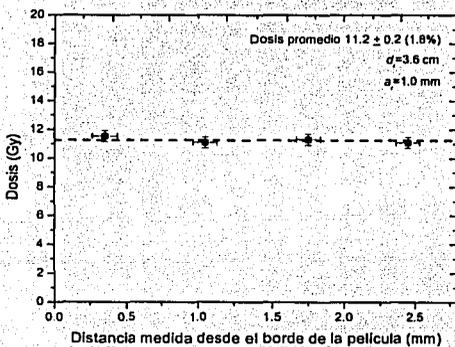
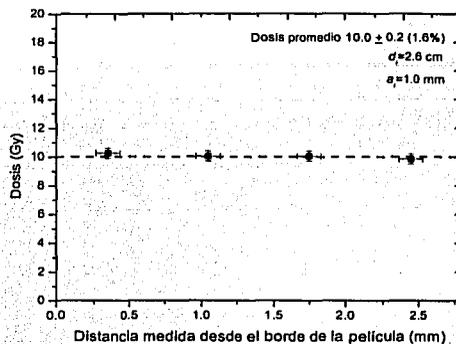
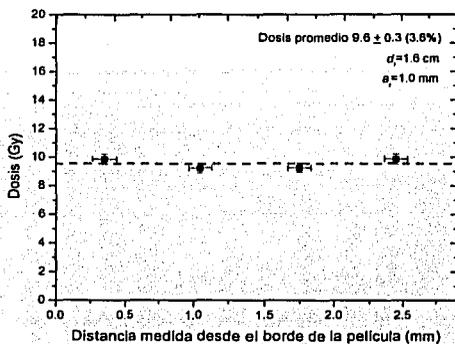
A.1 Gráficas obtenidas de la distribución vertical de dosis para cada distancia de irradiación d_i



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

A.2 Gráficas obtenidas de la distribución horizontal de la dosis para cada distancia de irradiación d_i y altura de irradiación a_i

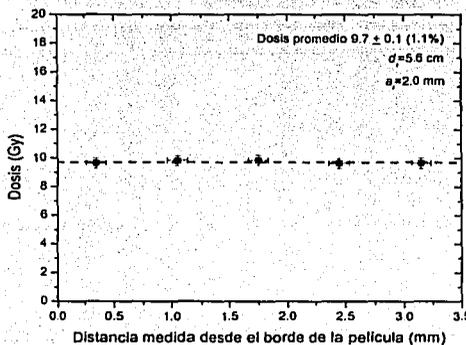
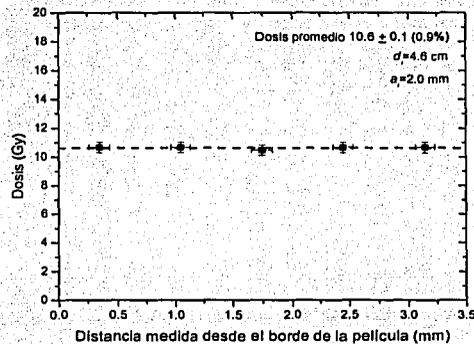
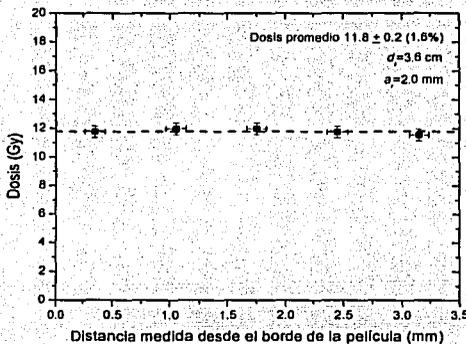
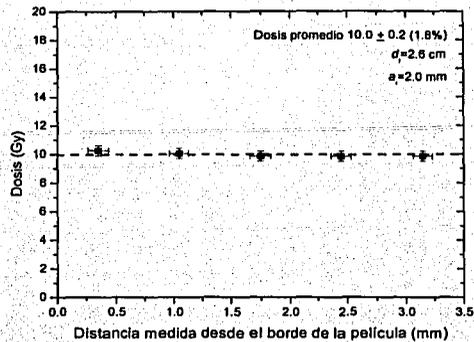
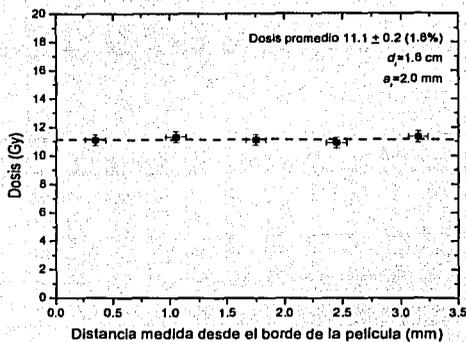
A.2.1 $a_i = 1.0$ mm



TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

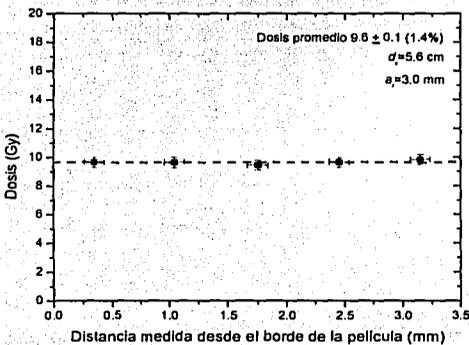
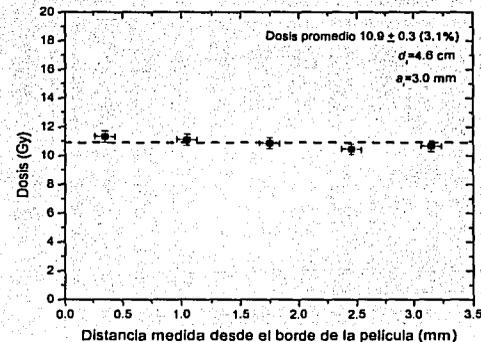
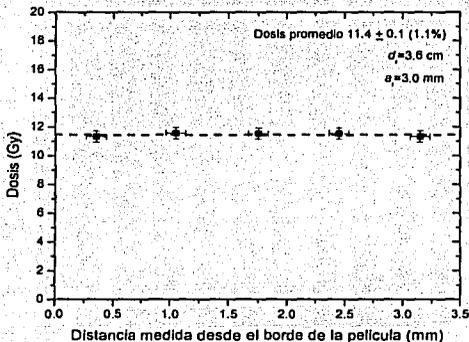
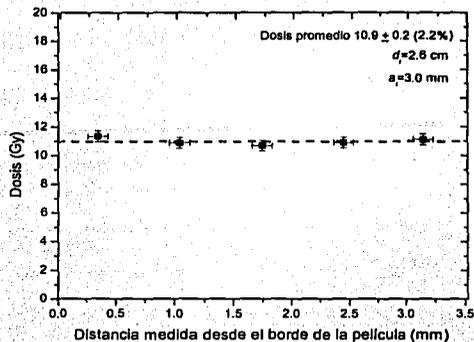
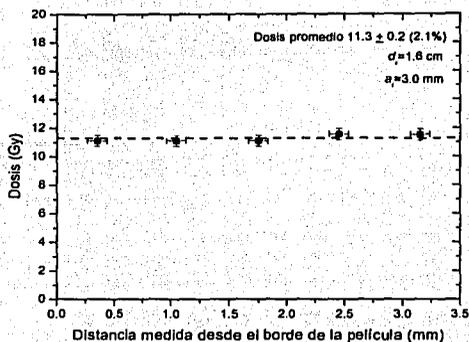
ESTA TESIS NO SALE
 DE LA BIBLIOTECA

A.2.2 $a_i = 2.0$ mm



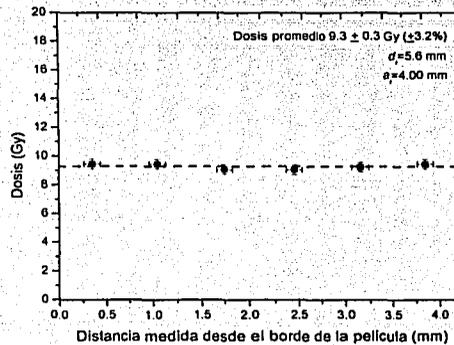
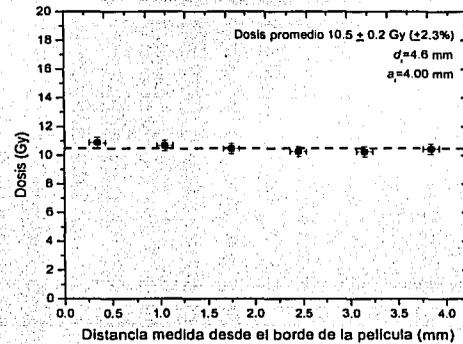
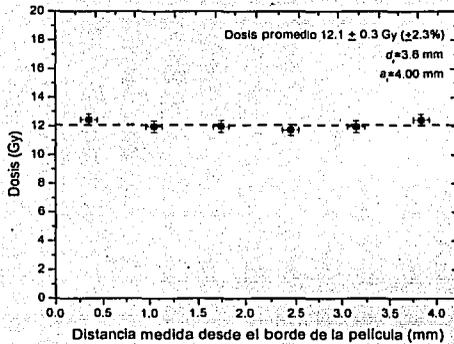
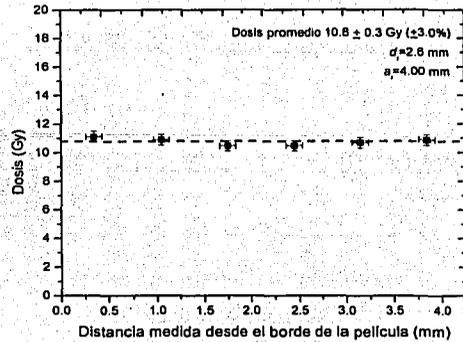
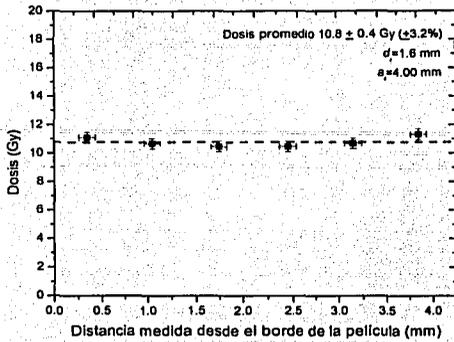
TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

A.2.3 $a_f = 3.0 \text{ mm}$



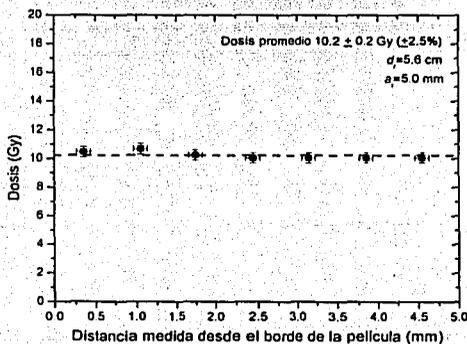
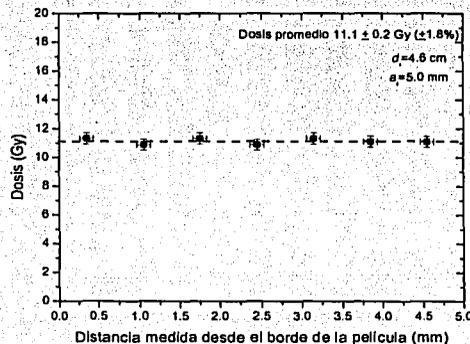
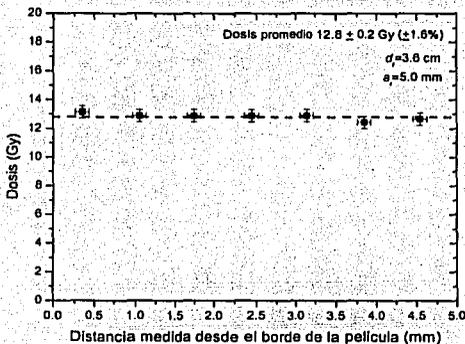
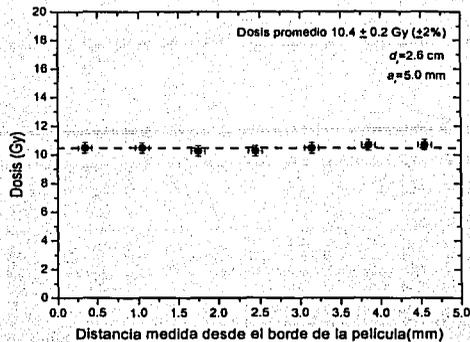
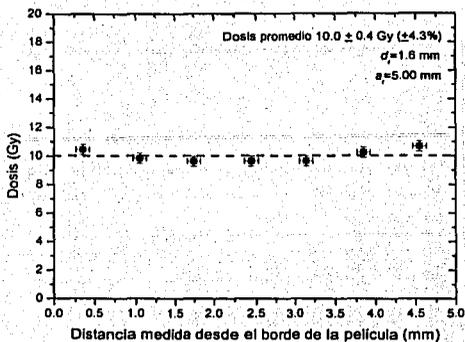
**TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN**

A.2.4 $a_i = 4.0$ mm



TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

A.2.5 $a_i = 5.0$ mm



TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Apéndice B Evaluación de las incertidumbres en los datos experimentales

B.1 Determinación de $u(R)$

Para calcular $u(y)$, esto es, la incertidumbre de la estimación y de un mensurando Y que depende de las cantidades X_1, X_2, \dots, X_n , $Y=f(X_1, X_2, \dots, X_n)$, se usa la ley de propagación de la incertidumbre, que proporciona una expresión para la incertidumbre típica combinada, en la cual se combinan apropiadamente las incertidumbres típicas de las estimaciones de entrada x_1, x_2, \dots, x_n de las cantidades X_i :

$$u(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i)}$$

Para el caso particular de $u(R)$, se tiene que:

$$R = f(I_{r,ni}, I_{r,i}) = \text{Log}_{10} \left(\frac{I_{r,ni}}{I_{r,i}} \right) = \text{Log}_{10} I_{r,ni} - \text{Log}_{10} I_{r,i}$$

por lo tanto:

$$\frac{\partial f}{\partial I_{r,ni}} = \frac{1}{I_{r,ni}} \text{Log}_{10} e = \frac{0.434}{I_{r,ni}}$$

$$\frac{\partial f}{\partial I_{r,i}} = -\frac{1}{I_{r,i}} \text{Log}_{10} e = -\frac{0.434}{I_{r,i}}$$

$$u(R) = 0.434 \sqrt{\left[\frac{u(I_{r,ni})}{I_{r,ni}} \right]^2 + \left[-\frac{u(I_{r,i})}{I_{r,i}} \right]^2}$$

$u(I_{r,ni})$ y $u(I_{r,i})$ son las incertidumbres típicas de $I_{r,ni}$ e $I_{r,i}$ que proporciona el programa de lectura Osiris 3.6.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Referencias

- [1] AAPM Task Group 55, Radiation Therapy Committee, *Radiochromic film dosimetry*, Med. Phys. **25** (1998).
- [2] Alva H, Mercado-Urbe H, Rodríguez-Villafuerte, Brandan M E, *The use of a reflective scanner to study radiochromic film response*, Phys. Med. Biol. **47** (2002) 1-9.
- [3] Attix F.H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, USA (1986).
- [4] Ávila Rodríguez M.A., *Dosimetría en tratamientos de radiocirugía estereotáctica*, Tesis de Maestría en Ciencias (Física Médica), UNAM, México D.F. (2001).
- [5] Buenfil Burgos A.E., *Manual de procedimientos de trabajo del laboratorio de dosimetría de la radiación*, Depto. de Física Experimental, Instituto de Física, UNAM (1996).
- [6] ICRP, *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 60, (1991).
- [7] ICRU, *Fundamentals quantities and units for ionizing radiation*, ICRU Report 60, (1998).
- [8] Iturbe-Hermann F., Gamboa-de Buen I, *Protección Radiológica para el uso de fuentes abiertas y selladas, curso para personal ocupacionalmente expuesto*, Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM (2002).
- [9] Martin James E., *Physics for Radiation Protection*, John Wiley & Sons, INC. USA (2000).

- [10] Mata López D. *Susceptibilidad genética a dosis bajas de radiación ionizante*, proyecto para ingresar al doctorado en Ciencias Biomédicas, Instituto de Investigaciones Biomédicas, UNAM, (2001).
- [11] McKeever S.W.S., Moscovitch M., Townsend P.D., *Thermoluminescence Dosimetry Materials: properties and uses*, Nuclear Technology Publishing, Inglaterra.
- [12] Miranda Martín del Campo J. *Evaluación de la incertidumbre en datos experimentales*, Instituto de Física, UNAM (2001).
- [13] Oda Noda B., *Introducción al análisis gráfico de datos experimentales*, Las prensas de Ciencias, Facultad de Ciencias, UNAM (1997).
- [14] Taylor John R. *An Introduction to Error Analysis, the Study of Uncertainties in Physical Measurements*, University Science Books, California (1997).
- [15] Turner James E., *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, segunda edición, John Wiley & Sons, INC. USA (1995).
- [16] Williams J.R., and Thwaites D.I. *Radiotherapy Physics in Practice*, Oxford University Press, Hong Kong, (1993).

Anexo 1

Manual para el uso del irradiador

Manual para el uso del irradiador

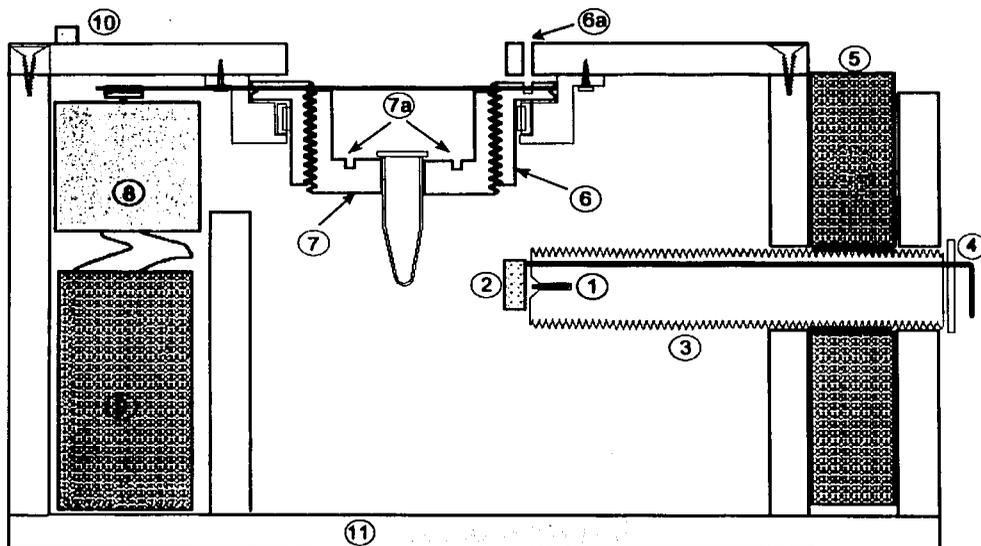
Contenido

I Descripción del irradiador.....	1
II Ajuste de la posición de la muestra.....	2
III Determinación de la distancia y el tiempo de irradiación para conseguir la dosis deseada.....	4
IV Irradiación.....	6
V Medidas de protección radiológica.....	7
VI Mantenimiento del irradiador.....	8

PAGINACION DISCONTINUA

I Descripción del irradiador

A continuación se presenta la identificación y descripción de algunos de los componentes básicos del irradiador:



1 Fuente radiactiva de ^{90}Sr - ^{90}Y ; 2 Obturador; 3 Tornillo donde se encuentra alojada la fuente radiactiva; 4 Manija del obturador; 5 Disco de nylon; 6 Tuerca del porta muestra; 7 Tornillo del porta muestra; 8 Motor; 9 Pilas; 10 Interruptor; 11 Paredes del irradiador.

Figura 1. Diagrama del irradiador, vista lateral.

1 Fuente radiactiva de ^{90}Sr - ^{90}Y con una actividad de 0.5 mCi (agosto 2002). Emite radiación beta menos (electrones) con una energía máxima de 2.28 MeV. Tiene una vida media de 28.7 años.

2 Obturador de teflón de 5 mm de espesor. Permite tapan la fuente radiactiva y así controlar las irradiaciones.

3 Tornillo de nylon. Aloja la fuente radiactiva y permite variar la distancia de irradiación.

4 Manija del obturador. Permite mover el obturador.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

5 Disco de nylon. Al hacerlo girar, el tornillo que tiene la fuente se mueve, acercándose o alejándose del tubo de irradiación.

6 Tuerca del porta muestra. En su parte superior cuenta con una polea que es rodeada por una banda de hule que le transfiere el movimiento de la polea del motor, de esta manera, y con la ayuda de un balero cilíndrico que rodea la tuerca, ésta puede girar.

Si se desea evitar que la tuerca gire, se introduce un seguro recto en el orificio periférico que tiene en la parte superior (6a), esto permite hacer girar el tornillo del porta muestra, respecto de la tuerca.

7 Tornillo del porta muestra. Está formado de una pieza con rosca exterior y de un orificio central donde se introduce el tubo de irradiación. Este tornillo tiene el propósito de variar la altura de dicho tubo, de tal manera que las irradiaciones sean siempre simétricas a lo largo del volumen de interés, aún cuando éste varíe. Para hacerlo girar se introduce una pieza metálica en forma de U, dentro de los pequeños orificios que tiene en la parte superior (7a).

8 Motor. Hace girar el porta muestra con ayuda de un sistema de poleas y una banda de hule.

9 Pilas. Son tres pilas de 1.5 V conectadas en serie, que alimentan al motor.

10 Interruptor. Permite encender y apagar el motor.

11 Paredes del irradiador. Sirven de blindaje para la fuente radiactiva, detienen toda la radiación beta emitida por la fuente.

Se diseñó un irradiador con porta muestra giratorio para impartir a la muestra biológica una dosis con una buena uniformidad.

II Ajuste de la posición del tubo de irradiación

Ajuste de la altura del tubo de irradiación

El irradiador tiene pintada en dos de sus paredes una línea horizontal que indica la altura a la cual se encuentra la fuente radiactiva. El propósito de este ajuste de altura es que estas líneas queden a la mitad del volumen que se desea irradiar, lo que permite tener una irradiación simétrica a lo largo del volumen de interés, aun cuando éste varíe.

El procedimiento para ajustar la altura del tubo de irradiación se describe a continuación:

- 1.- Pinte una pequeña marca en el tubo de irradiación, que esté a la mitad de la altura de la columna del volumen que se desea irradiar.
- 2.- Coloque el tubo en el porta muestra.
- 3.- Gire manualmente la tuerca del porta muestra hasta que su orificio periférico coincida con el de la tapa del irradiador (6a). Coloque el seguro recto para evitar que la tuerca gire.
- 4.- Introduzca la pieza metálica en forma de U que se le proporciona, en los dos orificios que tiene la tuerca del porta muestra para tal fin. (7a)
- 5.- Gire la pieza en forma de U, (esto hace que el tornillo del porta muestra que se observa en la figura 1, suba o baje), hasta que haga coincidir la marca que pintó en el tubo, con las líneas horizontales pintadas en las paredes del irradiador.

Este procedimiento lo deberá de hacer, únicamente cuando varíe el volumen de irradiación. Si éste es siempre el mismo, tendrá que ajustar la altura una sola vez.

Después de haber terminado con el ajuste de la altura del tubo de irradiación no olvide extraer la pieza en forma de U y el seguro de la tuerca del porta muestra, de lo contrario el porta muestra no podrá girar.

Ajuste de la distancia de irradiación

El irradiador tiene una tuerca formada por un disco de nylon que permite mover el tornillo que contiene la muestra radiactiva y, de esta manera, ajustar la distancia de irradiación. A continuación se describe el procedimiento que debe seguir para ajustar esta distancia:

- 1.- Elija la distancia de irradiación (de 1.6 a 5.6 cm) de acuerdo con el procedimiento establecido en la sección III.
- 2.- Coloque la fuente radiactiva en la mínima distancia de irradiación (1.6 cm).

3.- Gire el disco de nylon hasta obtener la distancia de irradiación deseada, contando el número de vueltas y considerando que por cada vuelta, el tornillo que aloja la fuente tiene un avance de 4 mm¹.

4.- De ser necesario, puede comprobar que la distancia de irradiación es la deseada, usando la graduación que tiene el irradiador en una de sus paredes².

¹ El disco de nylon tiene una graduación formada por 40 divisiones alrededor del perímetro del mismo, cada división representa un avance de 0.1 mm del tornillo que aloja la fuente radiactiva, lo que significa que por cada vuelta del disco de nylon, el tornillo tiene un avance de 4 mm.

² Aprovechando que las paredes son transparentes, puede colocar un espejo en el lado opuesto al que se encuentra la graduación, para evitar el paralaje en la lectura.

III Determinación de la distancia y el tiempo de irradiación para conseguir la dosis deseada

Para determinar la distancia y el tiempo de irradiación necesarios para acumular una dosis dada, se debe conocer primero la rapidez de dosis D , en función de la distancia de irradiación d_i , que está dada por:

$$D[\text{mGy}/\text{min}] = 28.57d_i^{-1.94} \quad (1)$$

d_i está proporcionada en cm y la rapidez de dosis en mGy/min. En la tabla 1 se presentan algunas distancias de irradiación y la rapidez de dosis correspondiente, de acuerdo con la expresión 1.

Distancia de irradiación d_i (cm)	Rapidez de dosis (mGy/min)
1.6	11.50 ± 0.32
2.0	7.40 ± 0.24
2.5	4.80 ± 0.18
3.0	3.40 ± 0.14
3.5	2.50 ± 0.11
4.0	1.90 ± 0.09
4.5	1.50 ± 0.08
5.0	1.30 ± 0.07
5.6	1.00 ± 0.06

Tabla 1. Rapidez de dosis en algunas distancias de irradiación.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Después de elegir una distancia de irradiación apropiada, se determina el tiempo de irradiación de acuerdo con la dosis que se desea acumular. En la tabla 2 (mostrada al final de este manual) se incluyen algunos valores de dosis posibles y los tiempos de irradiación necesarios para cada una de las distancias de irradiación mostradas en la tabla 1.

Se sugiere usar tiempos de irradiación mayores a 5 min, para disminuir la incertidumbre en el tiempo de irradiación y por lo tanto, reducir la incertidumbre en la dosis impartida; por otra parte, se tiene la restricción de un tiempo de irradiación menor que 6 h; en la tabla 2, para señalar los tiempos de irradiación no recomendables, éstos aparecen en casillas grises.

Si se requiere la distancia y el tiempo de irradiación para una dosis que no aparece en la tabla 2, se puede hacer una interpolación lineal con los valores mostrados, por ejemplo si se desea una dosis de 25 mGy a una distancia de irradiación de 3.5 cm, el tiempo necesario será de 10 min; otras alternativas son simplemente usar la tabla 1 o directamente la expresión 1.

La dosis recibida en la muestra biológica será el valor de la dosis nominal $\pm 4.5 \%$, si usa distancias de irradiación mayores o iguales a 2.6 cm, y $\pm 7 \%$ si usa distancias de irradiación menores a 2.6 cm

La vida media de la fuente radiactiva es de 28.7 años. Esto significa que transcurrido este tiempo, el número de núcleos radiactivos disminuye a la mitad. Consecuentemente, la rapidez de dosis disminuye en la misma proporción. En general, la ecuación que describe el decaimiento de cualquier fuente radiactiva, esta expresada matemáticamente, por la siguiente relación exponencial:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{0.693}{t_{1/2}} t} \quad (2)$$

N_0 y $N(t)$ son el número de núcleos radiactivos al inicio y después de transcurrido un tiempo t , respectivamente. $t_{1/2}$ denota la vida media de la fuente.

En la expresión 2 se puede observar que el término exponencial funciona como un factor de corrección. A continuación se presenta el valor de dicho factor, para nuestro caso particular:

$$f_c = e^{-2. \times 10^{-3} t} \quad (3)$$

t es el tiempo medido en meses, transcurrido desde diciembre del 2002. Este factor es aplicable tanto a los valores de dosis, como a los de rapidez de dosis, expresados en la ecuación 1 y la tabla 1. En la tabla 3, se presentan algunos valores del factor de corrección.

tiempo* (meses)	fc	tiempo* (meses)	fc
1	0.998	13	0.974
2	0.996	14	0.972
3	0.994	15	0.970
4	0.992	16	0.969
5	0.990	17	0.967
6	0.988	18	0.965
7	0.986	19	0.963
8	0.984	20	0.961
9	0.982	21	0.959
10	0.980	22	0.957
11	0.978	23	0.955
12	0.976	24	0.953

*Tiempo transcurrido desde diciembre del 2002.

Tabla 3. Algunos valores para el factor de corrección f_c .

Por ejemplo si se desea conocer la rapidez de dosis a $d_i = 4.5$ cm (tabla 1) transcurridos 2 años, tomamos $f_c = 0.953$, entonces la rapidez de dosis será:

$$D = (1.50 \frac{mCi}{min})(0.953) = 1.43 \frac{mCi}{min}$$

Para corregir los tiempos de irradiación mostrados en la tabla 2, se divide el valor del tiempo deseado entre el factor de corrección correspondiente.

IV Irradiación

A continuación se muestra el procedimiento a seguir para irradiar las muestras biológicas.

- 1.- Determine el tiempo y la distancia de irradiación recurriendo a la tabla 2, o usando la expresión 1.
- 2.- Ajuste la altura del tubo de irradiación, como se describió en la sección II.
- 3.- Ajuste la distancia de irradiación elegida, como se describió en la sección II.
- 4.- Antes de introducir el tubo de irradiación en el porta muestra, asegúrese de que el obturador cubra la fuente radiactiva.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

- 5.- Introduzca el tubo de irradiación, con la muestra que desea irradiar.
- 6.- Encienda el motor con el interruptor y descubra la fuente radiactiva. En ese momento inicie la medida del tiempo de irradiación.
- 7.- Al finalizar el tiempo de irradiación requerido, cubra la fuente radiactiva con el obturador, apague el motor, y extraiga el tubo de irradiación.

Recuerde que las células que desee irradiar deben estar en el volumen que forma una columna de 5 mm, medida desde el fondo del tubo, para garantizar las dosis proporcionadas y una uniformidad mejor que el $\pm 7\%$, en éstas.

Si desea obtener una mejor uniformidad en la dosis impartida, use una distancia de irradiación mayor o igual a 2.6 cm.

Procure que el tubo de irradiación con la muestra biológica no permanezca demasiado tiempo dentro del irradiador, sin girar, ya que esto puede afectar la uniformidad en la dosis.

V Medidas de protección radiológica para el uso de irradiador

La dosis equivalente anual recibida fuera del irradiador tiene un valor máximo de $E = 37.4$ mSv. Este valor fue determinado bajo las condiciones más desfavorables de uso, que son el sostener el irradiador por las paredes laterales de mayor área, durante un tiempo de 40 horas a la semana, durante 50 semanas al año. Este valor de la dosis equivalente no representa ni una décima parte del límite establecido¹ para piel, manos y pies (500 mSv anuales). Esto significa que el manejo del irradiador es seguro y que el usuario está fuera de riesgo siempre que siga las recomendaciones y respete las restricciones que se muestran a continuación.

- 1.- POR NINGÚN MOTIVO EXTRAIGA TOTALMENTE EL TORNILLO QUE CONTIENE LA FUENTE RADIATIVA.
- 2.- POR NINGÚN MOTIVO INTENTE EXTRAER LA FUENTE RADIATIVA DEL TORNILLO QUE LA CONTIENE.
- 3.- Para sustituir las pilas, respete el procedimiento que se describe en la sección VI de este

¹ICRP, 1990 *Recommendations of the international Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 60, (1991).

4.- Cuando transporte el irradiador, sosténgalo con ambas manos de las paredes laterales de menor área, y evite pegarlo al cuerpo.

VI Mantenimiento del irradiador

Antes de cada irradiación observe que el porta muestras gire adecuadamente, de lo contrario reemplace las dos pilas que se encuentran en el porta pilas exterior del irradiador.

Si usted tiene alguna duda o comentario, puede comunicarse a las siguientes direcciones de correo electrónico:

arlaguna@correo.unam.mx
feritu@nuclecu.unam.mx

Dosis (mGy)	Distancia de irradiación (cm)								
	1.6	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	5.6
10	52 s	1 min 21 s	2 min 5 s	2 min 56 s	4 min	5 min 15 s	6 min 40 s	7 min 41 s	10 min
20	1 min 44 s	2 min 42 s	4 min 10 s	5 min 44 s	8 min	10 min 30 s	13 min 20 s	15 min 22 s	20 min
30	2 min 36 s	4 min 3 s	6 min 15 s	8 min 48 s	12 min	15 min 45 s	20 min	23 min 3 s	30 min
40	3 min 28 s	5 min 22 s	8 min 20 s	11 min 44 s	16 min	21 min	26 min 40 s	30 min 44 s	40 min
50	4 min 20 s	6 min 45 s	10 min 25 s	14 min 42 s	20 min	26 min 15 s	33 min 20 s	38 min 25 s	50 min
100	8 min 40 s	13 min 30 s	20 min 50 s	29 min 22 s	40 min	52 min 30 s	1 h 6 min	1 h 17 min	1 h 40 min
300	26 min	40 min 30 s	1 h 2 min	1h 28 min	2 h	2 h 37 mins	3 h 18 min	3 h 51 min	5 h
500	43 min 20 s	1 h 7 min	1 h 44 min	2 h 26 min	3 h 20 min	4 h 22 min	5 h 30 min		
1000	1 h 26 min	2 h 14 min	3 h 28 min	4 h 54 min	6 h 40 min	8 h 4 min	11 h	12 h 50 min	
1500	2 h 33 min	3 h 21 min	4 h 32 min	7 h 16 min	10 h	13 h 15 min	17 h		
2000	2 h 53 min	4 h 28 min	6 h 56 min	9 h 46 min	13 h 20 min	17 h 26 min	22 h	25 h 40 min	33 h 20 min

Tabla 2. Distancias y tiempos de irradiación necesarios para acumular las dosis mostradas. Se recomienda no usar los tiempos de irradiación que se muestran en las casillas grises.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN