

17
2eJ



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

"MEDICION DE LA ENERGIA DEPOSITADA POR
RAYOS GAMMA DE Co-60, EN EQUIVALENTE DE
TEJIDO HUMANO USANDO DOSIMETROS TL"

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 :
FRANCISCO ROBERTO FRAGOSO VALDEZ

DIRECTOR DE TESIS: M. EN C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS



MEXICO, D. F.



1997.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVENIDA DE
MEXICO

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

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:
"Medición de la Energía Depositada por Rayos Gamma de Co-60 en Equivalente de
Tejido Humano, Usando Dosímetros TL"

realizado por FRANCISCO ROBERTO FRAGOSO VALDEZ

con número de cuenta 7935689-1 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

M. EN C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS

Propietario

DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUES

Propietario

DR. JORGE RICKARDS CAMPBELL

Suplente

FIS. ARMANDO TORRES CALDERON

Suplente

FIS. PATRICIA RAQUEL AVILES MANDUJANO

Consejo Departamental de Física

DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORCA
Coordinador de Licenciatura

FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD NACIONAL AVENIDA DE MEXICO

**Esta tesis esta dedicada a mi adorada Yolanda,
y a mi hija Selene**

A mis padres , por su confianza.

A mis hermanos:

Rafael

y

Carolina

para que sigan triunfando en la vida.

A Martha y su esposo Oscar.

A todos mis amigos y compañeros de toda la vida.

**A todos mis compañeros del Hospital de
Oncología.**

“La vida es un reto, afrontala”

Madre Teresa de Calcuta

AGRADECIMIENTOS

Agradezco a la M en C. Ana Elena Buenfil Burgos, por haber dirigido este trabajo de tesis

Agradezco a: la M en C. Ana Elena Buenfil Burgos , la Dra. Maria Ester Brandan Siqués, al Dr. Jorge Rickards Cambell, al Fis. Armando Torres Calderón y la Fis. Patricia Raquel Avilés Mandujano, por la lectura del trabajo y su participación como integrantes del jurado.

Al Fis. César G. Ruiz Trejo y a la Dra. Ma. Isabel Gamboa de Buen, por sus valiosos comentarios y sugerencias que enriquecieron la tesis.

Al Dr. Almon Shui del Md Anderson de la Universidad de Texas, y al Dr. Giorgio Chierego del Departamento de Física Médica del Hospital General Borgo Trento de Verona Italia, por sus valiosos comentarios durante el desarrollo de esta tesis.

A la UNAM por darme la oportunidad de formarme como profesional.

Al Hospital de Oncología del Centro Médico Nacional Siglo XXI , Al Departamento de Física por permitirme el uso de sus instalaciones para el desarrollo de esta tesis.

Al Dr. Mario Bustos Trejo, y al Ing. J. Gerardo Gutiérrez Castillo por sus sugerencias

Al M. en C. Carlos Rodríguez Islas por haber brindado la oportunidad de integrarme a la Física Médica, y por haber sugerido el trabajo de tesis

CAPITULO UNO

INTRODUCCIÓN	1
--------------	---

CAPITULO DOS

CONCEPTOS GENERALES

2.0 RADIACIÓN IONIZANTE	
A. Radiación ionizante y no ionizante.	2
B. Radiación directa e indirectamente ionizante.	2
C. Atenuación de un haz de fotones.	3
2.1 COEFICIENTES DE ATENUACIÓN, DE TRANSFERENCIA DE ENERGÍA Y DE ABSORCIÓN DE ENERGÍA.	
A. Coeficiente de atenuación	4
B. Coeficiente de transferencia de energía.	5
C. Coeficiente de absorción de energía.	5
2.2 DESCRIPCIÓN DE UN HAZ DE FOTONES.	
A. Fluencia.	6
B. Razón de fluencia.	6
C. Fluencia de energía.	6
D. Razón de fluencia de energía.	7
2.3 INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN GAMMA CON LA MATERIA.	
A. Dispersión de Rayleigh	7
B. Efecto fotoeléctrico	8
C. Efecto Compton	9
D. Producción de pares	10
2.4 DECAIMIENTO RADIOACTIVO.	
A. Actividad.	11
B. Vida media.	13

CAPITULO TRES

DOSIMETRÍA

3.0 CANTIDADES USADAS EN DOSIMETRÍA.	14
A. Dosis.	14
B. Kerma.	15
C. Componentes del kerma.	16
D. Exposición.	17
E. Relación entre exposición y kerma de colisiones.	17
3.1 DOSIS ABSORBIDA EN LÁMINAS DELGADAS IRRADIADAS CON ELECTRONES.	
A. Poder de frenado.	18
B. Cálculo de la dosis absorbida.	18

3.2. EQUILIBRIO DE PARTICULA CARGADA.	
A. Equilibrio de partícula cargada.	19
B. Equilibrio transitorio de partícula cargada .	21
3.3 TEORIA DE CAVIDADES	
A. Relacion de Bragg-Gray.	22
B. Teoria de cavidades de Burlin.	24
3.4 DOSIMETRIA.	
A. Generalidades.	25
B. Características de los dosímetros.	25
3.5 DOSIMETRIA TERMOLUMINISCENTE.	
A. Proceso termoluminiscente.	27
B. Equipo lector	30

CAPITULO CUATRO

DOSIMETRÍA CLÍNICA

4.0 CONCEPTOS.	
A. Distribución de dosis en profundidad.	32
B. Porcentaje de dosis en profundidad.	32
C. Razón tejido-aire (TAR).	38
D. Efecto de la distancia de la fuente al punto irradiado en el TAR.	39
E. Variación del TAR con la profundidad y el tamaño de campo.	40
F. Factor de retrodispersión (BSF) o factor de dispersión pico (PSF).	42
G. Corrección por el inverso del cuadrado de la distancia.	42
H. Corrección por irregularidades de contorno.	42
I. Corrección por inhomogeneidades.	44
J. Curvas de isodosis.	47
4.1 DOSIMETRÍA TERMOLUMINISCENTE CLÍNICA.	
A. Generalidades.	47

CAPITULO CINCO

DESARROLLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

5.0 PREPARACIÓN DE LOS DOSÍMETROS TL.	
A. Procedimiento de selección.	50
B. Pruebas de aceptación.	52
5.1 DOSIMETRÍA EN UN HUMANOIDE.	
A. Dosimetría con campo directo y DFS = 80 cm.	58
B. Dosimetría con campo directo y técnica isocéntrica.	59
C. Dosimetría con cuatro campos utilizando técnica isocéntrica.	64
	67

CAPITULO SEIS

COMENTARIOS Y CONCLUSIONES

71

APÉNDICE I

73

BIBLIOGRAFIA

76

CAPITULO UNO

Introducción

A partir de los descubrimientos de los rayos X por W.C. Rontgen (noviembre 1895), la radiactividad por H.Becquerel (marzo de 1896) y el radio por Marie y Pierre Curie (diciembre 1898), el uso de la radiación ha sido importante a través del tiempo en innumerables aplicaciones hasta nuestros días. En el campo de la medicina ha tenido una importante participación en diferentes ramas, como son: imagenología, medicina nuclear, radioterapia, y otras. La física como ciencia, auxilia a la medicina en diversas áreas; dentro del área oncológica (rama médica dedicada al estudio del cáncer), enfoca su atención al estudio de haces de radiación que son aplicados a seres humanos con fines terapéuticos. Los problemas de tipo oncológico tienen una posibilidad de curación cuando los tumores son expuestos a la radiación, pero previamente a la exposición se requiere de un complejo análisis para establecer las condiciones bajo las cuales se llevará a cabo la irradiación, debido a que la radiación al interactuar con la materia tiende a comportarse de diferente forma dependiendo del tipo que se trate (partículas pesadas, rayos X, partículas beta, o rayos gamma) y su energía. Para caracterizar los efectos de la radiación en tejido, se realizan dosimetrías (dosimetría es una área dentro de la física que se dedica a la medición de la energía que la radiación transfiere a medios materiales) en simuladores o fantomas, que asemejan a un ser humano, para garantizar una mejor calidad en la aplicación del haz de radiación en la región de interés.

El objetivo central de esta tesis consiste en simular a través de una computadora un ser humano expuesto a un haz de radiación de ^{60}Co y, posteriormente, verificar experimentalmente las predicciones obtenidas, realizando una dosimetría en un fantoma, utilizando dosímetros termoluminiscentes. En el capítulo dos se describen los conceptos básicos relacionados con la radiación ionizante y la interacción de la radiación gamma con la materia, mencionando las cantidades que describen un haz de radiación. En el capítulo tres se definen los conceptos básicos que utiliza la dosimetría, como dosis y kerma, que dan la pauta para comprender los efectos que produce la radiación al incidir en la materia, así como la teoría de cavidades. Posteriormente se describe el fenómeno de termoluminiscencia (TL) en cristales que contienen impurezas, y su utilidad en dosimetría, así como el equipo con el que se realizan las lecturas de los cristales TL. En el capítulo cuatro se presentan los conceptos que forman la base de la dosimetría clínica. En el capítulo cinco se habla de los procedimientos prácticos de selección y caracterización de un lote de dosímetros, las pruebas de aceptación para garantizar un resultado satisfactorio del experimento y, por último, la técnicas de irradiación a las que fueron sometidos dentro del fantoma, con sus respectivos resultados. En el capítulo seis se muestran las conclusiones de los resultados que se obtuvieron experimentalmente, a través de la dosimetría, y se comparan con las predicciones de la simulación por computadora.

CAPITULO DOS

Conceptos generales

2.0 Radiación ionizante

A. Radiación ionizante y no ionizante.

La radiación ionizante es generalmente caracterizada por la capacidad de excitar y ionizar átomos de la materia con la que interactúa. Debido a que la energía necesaria para provocar que un electrón de valencia escape de un átomo es del orden de 4-25 eV, la radiación debe tener una energía cinética o cuántica mayor que ésta para ser ionizante.

Así la radiación puede dividirse, por su capacidad de ionizar, en:

- a) no ionizante.
- b) ionizante.

La radiación no ionizante es aquella que no transfiere energía suficiente a la materia para arrancar electrones de los átomos del material irradiado. Ejemplos de este tipo de radiación son: luz, ondas de radio, microondas, rayos ultravioleta. La radiación ionizante tiene la capacidad de arrancar electrones de los átomos y formar así iones. Ejemplos de este tipo de radiación son: partículas beta, rayos gamma, neutrones, partículas alfa.

B. Radiación directa e indirectamente ionizante.

La radiación ionizante puede subdividirse en radiación directa ó indirectamente ionizante dependiendo del proceso a través del cual transfiere la energía a la materia. En el primer caso, la energía de las partículas incidentes se va perdiendo conforme van penetrando dentro del material irradiado a través de interacciones coulombianas. Las partículas cargadas como electrones, protones y partículas alfa, son ejemplos de este tipo de radiación. Si llegase a ocurrir una interacción en la cual se liberara un electrón de un átomo, éste seguiría una segunda trayectoria separada de aquella de la primera partícula incidente, y se conoce como rayo delta. En el segundo caso la energía se transfiere en dos etapas; en una primera etapa la radiación transfiere energía a las partículas cargadas del medio y, posteriormente, éstas las transfieren al medio a través de interacciones coulombianas. Las partículas sin carga como son los neutrones y fotones son radiación indirectamente ionizante.

C. Atenuación de un haz de fotones.

Un concepto importante para el desarrollo posterior del trabajo es la atenuación de la radiación, que se aplica a radiación ionizante no cargada, esto es, fotones y neutrones.

Supongamos el arreglo experimental mostrado en la figura 2.1; este arreglo geométrico permite caracterizar un haz angosto, esto permite estimar la cantidad de fotones que alcanzan un detector cuando es colocado un obstáculo en su camino al cual llamaremos atenuador. El objetivo es determinar cuántas partículas alcanzan al detector cuando hay atenuador y cuántas lo alcanzan cuando no lo hay. Un haz de fotones monoenergéticos incide en el material atenuador o absorbente; el detector se coloca a una distancia fija de la fuente y suficientemente lejano del material absorbente, de tal forma que sólo los fotones primarios (fotones que salen directamente de la fuente sin interactuar con el absorbedor) son medidos por el detector. Los fotones dispersados por el medio absorbente no son detectados; esto es, si un fotón interactúa con un átomo, éste es completamente absorbido o dispersado fuera del alcance del detector.

Bajo estas condiciones la reducción en el número de fotones (dN) es proporcional al número de fotones incidentes (N) y el espesor del absorbedor (dx); matemáticamente puede expresarse:

$$dN \propto N dx$$

$$dN = -\mu N dx \quad \text{2.1}$$

donde μ es una constante de proporcionalidad, llamada coeficiente de atenuación lineal, cuyas unidades son cm^{-1} . El signo menos indica que el número de fotones decrece conforme el espesor aumenta, por lo que:

$$dN = -\mu N dx$$

$$\circ \quad \frac{dN}{N} = -\mu dx \quad \text{2.2}$$

lo cual implica:

$$N(x) = N_0 e^{(-\mu x)} \quad \text{2.3}$$

donde $N(x)$ es la intensidad del haz después de cruzar un espesor x y N_0 es la intensidad inicial del haz incidente. Esta relación sólo se cumple para el arreglo de la figura 2.1.

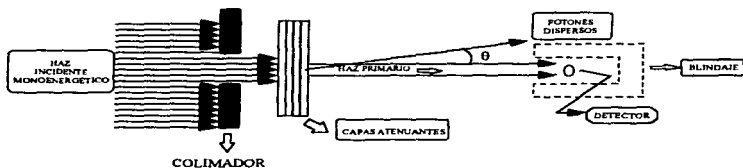


Figura 2.1

El arreglo geométrico permite caracterizar un haz angosto de fotones monoenergéticos y sólo radiación primaria alcanza al detector. La radiación dispersa y la que llegue a interactuar con el absorbedor es despreciada en el arreglo.

2.1 Coeficientes de atenuación, de transferencia de energía y de absorción de energía.

A. Coeficiente de atenuación

En la sección anterior se definió el coeficiente de atenuación lineal; este coeficiente representa una probabilidad de interacción, que tiene unidades de cm^{-1} . En general este coeficiente depende de la energía de los fotones y la naturaleza del material. Debido a que la atenuación producida por un espesor x depende del número de electrones presentes en ese espesor, μ depende de la densidad del material; entonces dividiendo μ por la densidad ρ , el coeficiente resultante (μ/ρ) es independiente de la densidad y se conoce como coeficiente de atenuación másico.

$$(\mu/\rho) = \text{Coeficiente de atenuación másico} \quad (\text{cm}^2/\text{g})$$

B. Coeficiente de transferencia de energía.

Cuando un fotón interacciona con los electrones de un material, una parte o toda su energía es transferida a éstos. Si sólo una parte de la energía de los fotones es cedida a los electrones, el fotón mismo es dispersado con una reducción en su energía; el fotón dispersado puede interaccionar de nuevo cediendo una parte o transfiriendo completamente su energía a los electrones, por lo cual un fotón puede experimentar una o múltiples interacciones en las cuales la pérdida de energía del fotón es convertida en energía cinética de los electrones del medio irradiado. Si se considera un haz de fotones cruzando un material, la fracción de energía de los fotones transferida en forma de energía cinética a las partículas cargadas por unidad de espesor del material absorbente está dada por el coeficiente de transferencia de energía (μ_{tr}); este coeficiente está relacionado con μ como sigue:

$$\mu_{tr} = \frac{\bar{E}_v}{h\nu} \cdot \mu \quad \text{2.4}$$

donde \bar{E}_v es la energía promedio del fotón transferida a las partículas cargadas y $h\nu$ es la energía del fotón incidente. El coeficiente másico de transferencia de energía está definido como (μ_{tr}/ρ).

C. Coeficiente de absorción de energía.

Los electrones, puestos en movimiento por los fotones, pueden perder su energía por colisiones inelásticas (ionización y excitación) con los electrones del átomo del material. Existe también pérdida de energía por radiación de frenado (energía que pierde el electrón por interacciones coulombianas, y emite un fotón con energía $h\nu$), la cual es dependiente del número atómico del material irradiado. La radiación de frenado es radiada fuera del volumen local como fotones y no es incluida en los cálculos de energía localmente absorbida. El coeficiente de absorción de energía (μ_{en}) es definido como el producto del coeficiente de transferencia de energía y $(1-g)$ donde g es la fracción de la energía de partículas secundarias que es perdida como radiación de frenado en el material. En consecuencia se tiene:

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1 - g) \quad \text{2.5}$$

2.2 Descripción de un haz de fotones.

Cuando se emite un haz de rayos X, producido por partículas cargadas que se frenan en un blanco, o rayos gamma (γ), proveniente de una fuente radiactiva, éste está constituido

generalmente por un gran número de fotones de una amplia variedad de energías. Este haz puede describirse en términos de ciertos conceptos como los siguientes:

A. Fluencia.

1.- La fluencia (Φ) es la cantidad de fotones dN que cruza una diferencial de área da en una esfera imaginaria, perpendicular al flujo y queda expresada en términos matemáticos como:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad \text{2.6}$$

B. Razón de fluencia.

2.- La razón de fluencia o densidad de flujo (ϕ) es la fluencia por unidad de tiempo

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dN}{da} \right) \quad \text{2.7}$$

donde dt es un intervalo de tiempo.

C. Fluencia de energía.

3.- Fluencia de energía (Ψ) es la cantidad de energía dE_n que cruza, por unidad de área da , donde dE_n es la suma de las energías de todos los fotones que cruzan una diferencial de área da , de una esfera imaginaria perpendicular al flujo.

$$\Psi = \frac{dE_n}{da} \quad \text{2.8}$$

para un haz monoenergético $E_n = N E$ _____ 2.9

D. Razón de fluencia de energía.

4.- Razón de fluencia de energía, densidad de flujo de energía o intensidad (ψ) es la fluencia de energía por unidad de tiempo.

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dE_n}{da} \right) \text{-----} 2.10$$

2.3 Interacción de la radiación gamma con la materia.

A. Dispersión de Rayleigh (Dispersión Coherente)

La dispersión de Rayleigh (figura 2.2) es llamada coherente porque el fotón es dispersado por la acción combinada de todo el átomo. Este evento es elástico en el sentido de que el fotón no pierde su energía y el átomo se mueve justamente lo necesario para conservar su momento. El fotón es ligeramente desviado a pequeños ángulos, y por lo tanto este efecto sólo puede ser detectado en un haz con una geometría de haz angosto. La dispersión de Rayleigh no contribuye a la dosis o el kerma (ver sección 3.0) debido a que nada de la energía es cedida para producir ionización o excitación. La dispersión de fotones depende tanto del número atómico como de la energía incidente del fotón.

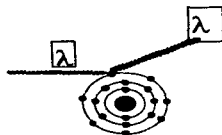


Figura 2.2

Ilustra el proceso de dispersión de Rayleigh o coherente. El fotón dispersado tiene la misma longitud de onda que el fotón incidente. No hay transmisión de energía.

B. Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico (figura 2.3) es un fenómeno en el cual un fotón interacciona con un átomo y expulsa a uno de los electrones orbitales de éste. La energía $h\nu$ del fotón es transmitida al electrón; la energía cinética adquirida por el electrón (fotoelectrón) es igual a $h\nu - E_b$, donde E_b es la energía de amarre del electrón. La interacción de este tipo tiene lugar con electrones en las capas K, L, M, o N. Después de que el electrón es expulsado del átomo se crea una vacante en la capa de la que fue arrancado, dejando al átomo en estado ionizado; esto provoca que la vacante sea llenada por un electrón orbital de las capas superiores, emitiéndose radiación característica.

Cuando los fotones incidentes son muy energéticos e inciden en materiales de Z alto, son capaces de liberar electrones de capas internas. Los electrones están más fuertemente ligados y las diferencias entre las energías de ligadura de las diferentes capas es mayor esto implica que los fotones emitidos en forma de radiación característica son también de alta energía y pueden depositar su energía a grandes distancias, comparadas con el alcance del fotoelectrón. En tal caso la absorción de energía local es reducida por la energía emitida como radiación característica, misma que puede no ser absorbida en el volumen de interés.

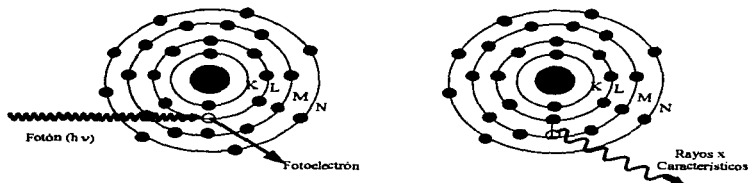


Figura 2.3

Ilustra el efecto fotoeléctrico. Un fotón libera un electrón de las capas internas del átomo dejándolo ionizado, un electrón de las capas superiores baja al nivel vacante emitiendo radiación característica.

C. Efecto Compton

El efecto Compton puede ser analizado en 2 aspectos: cinético y de sección transversal. El primero relaciona la energía y ángulo de las partículas que participan cuando el efecto Compton ocurre; el segundo predice la probabilidad de que una interacción Compton ocurra. En ambos casos se considera que el electrón expulsado por el fotón incidente, inicialmente está desligado y estacionario. Esta consideración ciertamente no es rigurosa, puesto que todos los electrones ocupan varios niveles de energía atómicos que están en movimiento y ligados al núcleo. Sin embargo, el resultado de esta aproximación no es de mucha relevancia en las aplicaciones de la física radiológica. El efecto Compton se ilustra en la figura 2.4. Un fotón interacciona con un electrón que se puede considerar libre y en reposo. Cuando el fotón choca con el electrón, el primero cede parte de su energía al segundo y sale dispersado con una energía menor, a un ángulo ϕ respecto de la dirección del fotón incidente. El electrón es dispersado en ángulo θ y adquiere una energía cinética T.

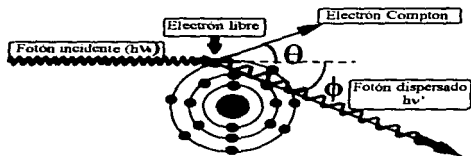


Figura 2.4

Ilustra el efecto Compton. Un fotón interacciona con un electrón libre cediendo parte de su energía al electrón proyectándolo a un ángulo θ .

El efecto Compton puede ser analizado como colisión entre dos partículas y aplicar los principios de conservación de la energía y el momento. Obteniendo las siguientes ecuaciones:

$$T = h\nu_0 - h\nu' \quad \text{2.11}$$

$$h\nu = h\nu_0 \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)} \quad \text{2.12}$$

$$\cot\theta = (1 + \alpha) \tan\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad \text{2.13}$$

donde $h\nu_0$, $h\nu'$ y T son las energías del fotón incidente, del fotón dispersado y del electrón respectivamente y $\alpha = h\nu_0 / m_0c^2$, donde m_0c^2 es la energía en reposo del electrón.

D. Producción de pares

Cuando la energía del fotón es mayor que 1.022 MeV, éste puede interactuar con la materia a través del fenómeno de producción de pares (figura 2.5). En este proceso un fotón interactúa fuertemente con el campo electromagnético del núcleo de un átomo y como resultado se crea un par de partículas: un electrón con carga negativa (e^-) y un electrón con carga positiva (e^+) o positrón. La ecuación de conservación de la energía, ignorando la pequeña energía cinética cedida al núcleo, se puede escribir de la siguiente forma:

$$h\nu = 2m_0c^2 + T^- + T^+ = 1.022\text{MeV} + T^- + T^+ \quad \underline{\hspace{2cm}} \quad 2.14$$

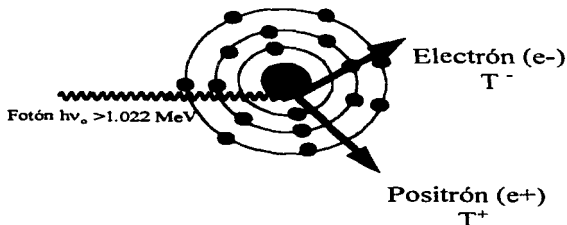


Figura 2.5

Ilustra esquemáticamente el proceso de producción de pares. Un fotón interactúa con el campo electromagnético del núcleo de un átomo creando un par de partículas.

El coeficiente másico de atenuación es la suma de las contribuciones de los coeficientes correspondientes a cada uno de los modos de interacción descritos en la sección anterior. Esto es:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{\text{fot}}}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_{\text{e}}}{\rho} + \frac{\pi}{\rho} \quad \underline{\hspace{2cm}} \quad 2.15$$

donde σ_{Rayleigh} , τ , σ_c y π son los coeficientes másicos de dispersión de Rayleigh, fotoeléctrico, Compton y producción de pares.

La figura 2.6 muestra la importancia relativa de los efectos anteriormente mencionados dependiendo de la energía de los fotones y el número atómico del absorbente.

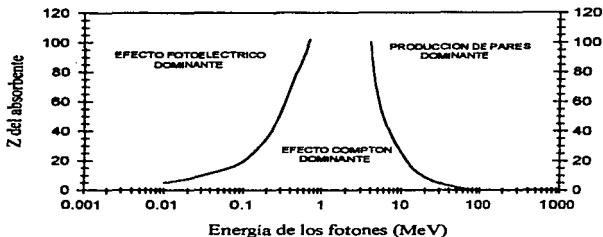


Figura 2.6

Importancia relativa de las interacciones de rayos gamma. Las curvas muestran los valores de Z y E para los cuales dos tipos de efectos son igualmente probables. (AT 86).

2.4 Decaimiento radiactivo.

A. Actividad.

La radiación es energía en movimiento; el proceso de decaimiento radiactivo o desintegración es un fenómeno estadístico que se da en núcleos que son inestables y tienden a ser estables mediante la expulsión de partículas, lo que provoca que se generen cambios en el número atómico y en el número de masa. Como el número de átomos desintegrándose por unidad de tiempo (dN/dt) es proporcional al número de átomos radiactivos, N, presentes puede escribirse:

$$\frac{dN}{dt} \propto N \quad \text{o} \quad \frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad \text{2.16}$$

definimos λ como la constante de decaimiento radiactivo, la cual tiene unidades de (1/seg). y λN se llama la actividad del grupo de átomos y es el valor esperado del número total de átomos en el grupo que se desintegra por unidad de tiempo. También tiene unidades del recíproco del tiempo. De la ecuación anterior, separando variables e integrando desde $t=0$ (cuando $N=N_0$) al tiempo t , se tiene:

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

donde:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

finalmente se tiene:

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad \text{2.17}$$

Esta ecuación permite conocer cuántos átomos N quedan sin desintegrarse al tiempo t cuando se conoce el número de átomos existentes a $t=0$ y el valor de la constante de decaimiento, λ , del material que se está desintegrando.

La unidad anteriormente empleada para la actividad era el curie (Ci); fue originalmente definida como el número de desintegraciones por segundo que ocurre en 1 g de ^{226}Ra y es equivalente a 3.7×10^{10} desintegraciones/segundo. Más recientemente se decidió utilizar una unidad especial para la actividad que es el becquerel (Bq) la cual es equivalente a 1 des/s

La relación entre la unidad anterior y la actual es:

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq.}$$

B. Vida media.

Una importante característica del proceso de decaimiento es la vida media $t_{1/2}$, la cual es el valor esperado del tiempo que se requiere para que el número de núcleos se reduzca a la mitad de su valor inicial; esto es, de la ecuación 2.17 se tiene:

$$N = \frac{1}{2} N_0$$
$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t_{1/2}}$$
$$\ln(0.5) = -\lambda \cdot t_{1/2}$$

finalmente

$$t_{1/2} = \frac{0.6931}{\lambda} \quad \text{2.18}$$

que relaciona la vida media de un material con su constante de decaimiento.

CAPITULO TRES

Dosimetría

3.0 Cantidades usadas en dosimetría.¹

A. Dosis.

La energía impartida ϵ por la radiación ionizante a la materia de masa m en un volumen finito V , es

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q \quad \text{3.1}$$

donde :

$(R_{in})_u$ = Energía radiante de partículas sin carga que entran a V .

$(R_{out})_u$ = Energía radiante de toda la radiación sin carga saliendo de V .

$(R_{in})_c$ = Energía radiante de partículas con carga que entran a V .

$(R_{out})_c$ = Energía radiante de partículas con carga que salen de V .

ΣQ = Energía neta obtenida por masa en reposo dentro de V (con signo (+) cuando la masa se convierte en energía y signo (-) cuando la energía se convierte a masa).

La energía radiante R es definida como la energía de las partículas (excluyendo su energía en reposo) emitidas, transferidas o recibidas.

Se define la dosis absorbida D en un punto en V como :

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} \quad \text{3.2}$$

donde $d\epsilon$ es el valor esperado de la energía impartida en un volumen finito V por la radiación ionizante al material de masa dm .

La unidad de medida en el sistema internacional es el gray y se define como:

$$1\text{Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} \quad \text{3.3}$$

¹ En las siguientes secciones (3.0-3.5) las definiciones y conceptos fueron extraídos de (AT 86).

La relación entre el rad, que es la unidad de dosis anterior, y el Gray es:

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad} \quad 1 \text{ rad} = 0.01 \text{ Gy} \quad \Rightarrow \quad 1 \text{ rad} = 1 \text{ cGy}.$$

B. Kerma.

El kerma es la cantidad de energía que transfieren los fotones a los electrones del medio irradiado. El kerma es definido en términos de cantidades estocásticas como son la energía transferida ϵ_{tr} , y la energía radiante R.

La energía transferida en un volumen V es:

$$\epsilon_{tr} = (R_{in})_v - (R_{out})_v^{exp} + \Sigma Q \quad \text{3.4}$$

donde:

$(R_{out})_v^{exp}$ = Energía radiante de partículas sin carga saliendo de V, excepto la originada por pérdidas radiativas de energía cinética por partículas cargadas mientras están dentro de V.

La energía radiativa es la conversión de energía cinética de partículas con carga a energía de fotones a través de producción de radiación de frenado (bremsstrahlung), aniquilación en vuelo de positrones.

De acuerdo a las definiciones anteriores el kerma es definido en el punto de interés P, en un volumen V, como:

$$K = \frac{d(\epsilon_{tr})_v}{dm} = \frac{d\epsilon_{tr}}{dm} \quad \text{3.5}$$

donde $(\epsilon_{tr})_v$ es el valor esperado de la energía transferida en el volumen finito V, durante algún intervalo de tiempo.

Se puede decir que el kerma es el valor esperado de la energía transferida a partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés, incluyendo pérdidas de energía radiativa, pero excluyendo el paso de energía de una partícula cargada a otra. Las unidades del kerma son: erg/g, rad o J/kg.

Para haces monoenergéticos de fotones el kerma en un punto P está relacionado con la fluencia de energía a través del coeficiente másico de transferencia de energía $(\mu_{tr} / \rho)_{E,Z}$, el cual es característico de la energía de los fotones E y el número atómico Z del material:

$$K = \Psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \quad \text{3.6}$$

C. Componentes del kerma.

El kerma para fotones es la energía transferida a los electrones y positrones por unidad de masa del medio. La energía cinética que ganan los electrones se puede gastar de dos formas:

1. En interacciones coulombianas con los electrones de los átomos del material absorbente, resultando una disipación local de energía como ionización y excitación en o cerca de la trayectoria del electrón, llamadas interacciones de colisión.

2. Interacciones radiativas con el campo de fuerza coulombiano del núcleo atómico, en las cuales se emiten rayos X (radiación de frenado "bremsstrahlung") conforme los electrones se van desacelerando. Estos fotones son relativamente penetrantes comparados con el alcance de los electrones y llevan su energía lejos de la trayectoria de las partículas cargadas.

En consecuencia el kerma tiene dos componentes y puede escribirse:

$$K = K_c + K_r \quad \text{3.7}$$

donde K_c es la componente del kerma de colisión y K_r es la componente del kerma radiativo.

Se define la transferencia neta de energía en un volumen V como:

$$e_{tr}^n = (R_{in})_v - (R_{out})_v^{n\text{or}} - R_v^r - \Sigma Q \quad \text{3.8}$$

R_v^r es la energía radiante emitida como pérdida radiativa por partículas cargadas que son originadas en V, entonces e_{tr}^n y en consecuencia K , incluyen energías que son debidas a pérdidas radiativas, mientras que e_v^n y K_c no contabilizan estas pérdidas. Se define K_c en el punto de interés P como:

$$K_c = \frac{d\varepsilon_n}{dm} \text{-----} 3.9$$

donde ε_n es ahora el valor esperado de la energía neta transferida en un volumen finito V, durante algún intervalo de tiempo, $d\varepsilon_n$ es para un volumen infinitesimal dv en un punto P, y dm es la masa en dv. En resumen, el kerma de colisión es el valor esperado de la energía neta transferida a partículas cargadas por unidad de masa en el punto de interés, excluyendo tanto pérdida de energía radiativa como energía que pasa de una partícula cargada a otra. El kerma radiativo K_r es la diferencia entre K y K_c .

Para fotones monoenergéticos, el kerma de colisiones K_c se relaciona con la fluencia de energía a través del coeficiente másico de absorción de energía como:

$$K_c = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z} \text{-----} 3.10$$

D. Exposición.

La exposición se simboliza por X, y se define como:

$$X = \frac{dQ}{dm} \text{-----} 3.11$$

donde dQ es el valor absoluto de la carga total de iones de un solo signo producidos en aire, en una diferencial de masa dm. Su unidad de medida es Coulomb/kg, pero tiene una unidad especial que es el roentgen (R) definido como: $1 R = 2.58 \times 10^{-4} C/kg$

E. Relación entre exposición y kerma de colisiones.

La exposición en un punto, debida a la fluencia de energía (ψ) de un haz monoenergético de fotones de energía E, esta descrita por:

$$X = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Air} \left(\frac{e}{W} \right)_{Air} \text{-----} 3.12$$

Donde \bar{W} = energía promedio necesaria, para formar un par de iones en un gas.
e = carga del electrón.

De la ecuación 3.10

$$X = K_c \left(\frac{e}{W} \right)_{\text{Aire}}$$

$$\therefore K_c = X \left(\frac{W}{e} \right)_{\text{Aire}} \text{-----} 3.13$$

$$\text{Donde } \left(\frac{W}{e} \right)_{\text{Aire}} = 3397 \frac{\text{J}}{\text{C}}$$

Muchos detectores de la radiación funcionan aprovechando la capacidad de la radiación de ionizar la materia. En este trabajo se usa como detector de referencia, una cámara de ionización, (ver apéndice 1) que mide la carga producida por la radiación X ó γ en el volumen de interés.

3.1 Dosis absorbida en láminas delgadas irradiadas con electrones.

A. Poder de frenado.

El poder de frenado se define como el valor esperado de la razón de pérdida de energía por unidad de trayectoria recorrida x por una partícula cargada de tipo Y y energía cinética T , en un medio con número atómico Z , y se denota por: $(dT/dx)_{Y,Z}$ MeV/cm.

El poder de frenado se puede dividir en:

- a) de colisiones y
- b) radiativo

El poder de frenado de colisiones es la tasa de pérdida de energía resultante en interacciones de colisión que producen ionización y excitación contribuyendo a la dosis cerca de la trayectoria de la partícula. El poder de frenado radiativo es la tasa de pérdida de energía debida a interacciones radiativas (bremsstrahlung, aniquilación en vuelo), por unidad de longitud recorrida.

El poder másico de frenado puede escribirse como $\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{Y,Z} \frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}}$

B. Cálculo de la dosis absorbida.

Si un haz paralelo de electrones (partículas cargadas en general) cuya energía cinética es T_0 , incide perpendicularmente en una lámina cuyo número atómico es Z , y la lámina es suficientemente delgada para que se cumpla que :

- el poder de frenado permanece constante y es característico de la energía cinética de los electrones.
- la dispersión de los electrones es despreciable, y
- La energía cinética que portan los electrones secundarios generados por los electrones incidentes (rayos delta) que logran escapar de la lámina es despreciable, debido a que la lámina es gruesa comparada con el alcance promedio de los rayos delta, o porque está colocada entre dos capas de la misma Z para proporcionar equilibrio de partícula cargada (sección 3.2 A) para los rayos delta.

Entonces la dosis absorbida por la lámina puede expresarse como :

$$D = \Phi \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c \left(\frac{\text{MeV}}{\text{g}} \right) \text{-----} 3.14$$

donde:

F = es la fluencia (partículas cargadas / cm²)

ρ = densidad (g/cm³) y;

$(dT/\rho dx)_c$ (MeVcm²/g) es el poder másico de frenado de colisiones.

3.2. Equilibrio de partícula cargada.

A. Equilibrio de partícula cargada.

Se dice que existe equilibrio de partícula cargada (EPC) en un volumen V, si para cada partícula cargada de un tipo y energía dados que sale de este volumen, existe otra idéntica que entra a él. Para entender más claramente recordemos de las secciones anteriores que :

$$\bar{e}^- = (\bar{R}_{in})_u - (\bar{R}_{out})_u + (\bar{R}_{in})_c - (\bar{R}_{out})_c + \Sigma \bar{Q}^- \text{-----} 3.15$$

$$\bar{e}_{ir}^n = (\bar{R}_{in})_u - (\bar{R}_{out})_u^{n\text{or}} - \bar{R}_u^r + \Sigma \bar{Q}^- \text{-----} 3.16$$

que corresponden al valor esperado de la energía impartida por la radiación a la materia y al valor esperado de la transferencia neta de energía en un volumen V.

Para que exista EPC, la siguiente condición se debiera cumplir :

$$(\bar{R}_{in})_c = (\bar{R}_{out})_c$$

lo cual implica que :

$$\bar{e}^- = (\bar{R}_{in})_u - (\bar{R}_{out})_u + \Sigma \bar{Q}^- \text{-----} 3.17$$

en consecuencia la ecuación 3.13 se puede reescribir de la siguiente forma :

$$\bar{\epsilon}_{tr}^n = \bar{\epsilon} + (\bar{R}_{out})_u - (\bar{R}_{out})_u^{nor} - \bar{R}_u \quad \text{3.18}$$

sin embargo bajo esta misma condición se puede considerar que cualquier interacción radiativa producida por una partícula cargada después de dejar V puede ser remplazada por una interacción idéntica dentro de V como se muestra en la figura 3.1. Así pues :

$$(\bar{R}_{out})_u = (\bar{R}_{out})_u^{nor} + \bar{R}_u \quad \text{3.19}$$

y:

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_{tr}^n \quad \text{3.20}$$

y reduciendo V a un volumen infinitesimal dv que contiene una masa dm , en un punto de interés P :

$$\frac{d\bar{\epsilon}}{dm} = \frac{d\bar{\epsilon}_{tr}^n}{dm} \quad \text{3.21}$$

finalmente:

$$D = K_e^{EPC} \quad \text{3.22}$$

De las ecuaciones 3.13 y 3.22, la dosis en aire es:

$$D = K_e^{EPC} = X \left(\frac{W}{e} \right)_{\text{Aire}} \quad \text{3.23}$$

$$\therefore D = K_e^{EPC} X \left(\frac{W}{e} \right)_{\text{Aire}} \quad \text{3.24}$$

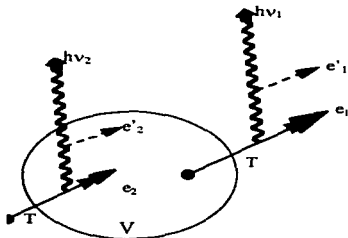


Figura 3.1

Ejemplo de un volumen en el que existe EPC

B. Equilibrio transitorio de partícula cargada .

Considérese la figura 3.2 en la que incide un haz de radiación indirectamente ionizante, libre de partículas cargadas, de izquierda a derecha, perpendicularmente a una capa de material y donde la superficie se supone coincide con el eje de la ordenada. La dosis crece a medida que se incrementa la profundidad a partir de la superficie, debido a la avalancha de partículas cargadas que se originan por la interacción del haz de radiación con el medio, fluyendo hacia la derecha de la figura, hasta alcanzar un valor máximo D_{max} , a la profundidad r_{max} en donde la pendiente de la curva ya no tiene cambios significativos y permanece constante. A esta profundidad termina la región de amplificación. Por otra parte el kerma en la superficie es K_0 , y a medida que aumenta la profundidad su valor disminuye debido a la atenuación del haz primario por el medio y cruza la curva de dosis en donde ésta tiene su valor máximo; poco después las curvas del kerma y de la dosis son paralelas en por lo que la dosis es proporcional al kerma, y las pendientes están separadas a una distancia \bar{x} , y la dosis es mayor que el kerma.

El equilibrio transitorio de partícula cargada (ETPC), existe en todos los puntos de una región en la cual la dosis D es proporcional al kerma de colisión (K_c). Para el caso que se presentó se supuso que el kerma radiativo (K_r) es cero y por lo tanto de la ec.3.7: $K=K_c$. La proporcionalidad entre dosis y kerma es (RO 58):

$$D = K_c \cdot e^{\mu' \bar{x}} \quad \underline{\hspace{2cm}} \quad 3.25$$

donde μ' es el valor de ambas pendientes (K y D) y \bar{x} la distancia entre P_1 y P_2 .
 Para el caso de rayos γ y de ^{60}Co incidiendo en agua el máximo de la dosis se encuentra a 0.5 cm de profundidad.

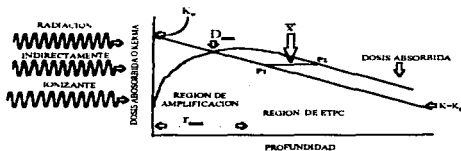


Figura 3.2

Gráfico esquemático de dosis absorbida y kerma como función de la profundidad.

3.3 Teoría de Cavidades.

A. Relación de Bragg-Gray.

La base para la teoría de cavidades está contenida en la ecuación 3.14. Si una fluencia Φ de partículas que tienen carga idéntica, y energía cinética T , cruzan a través de la interfaz de dos medios diferentes, g y w , como se muestra en la figura 3.3A, puede escribirse la dosis absorbida en el medio g de la interfaz, como:

$$D_g = \Phi \left[\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{e,g} \right]_T \quad \text{--- 3.26}$$

y para el lado w :

$$D_w = \Phi \left[\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{e,w} \right]_T \quad \text{--- 3.27}$$

donde $\left[\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{e,g} \right]_T$ y $\left[\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{e,w} \right]_T$ son los poderes de frenado máxicos de colisión de las partículas cargadas en los medios g y w evaluados a la energía T .

Si se supone que Φ es continua a través de la interfaz, (ignorando los efectos de dispersión) puede escribirse el cociente de las dosis entre dos medios adyacentes como:

$$\frac{D_w}{D_g} = \frac{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{c,w}}{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{c,g}} \quad \text{3.28}$$

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

Sea una región homogénea w donde se introduce una capa fina o cavidad de un medio distinto g , como se muestra en la figura 3.3B y supongamos que se hace pasar a través de ésta un haz de partículas cargadas de fluencia Φ . Existen dos condiciones que deben cumplirse.

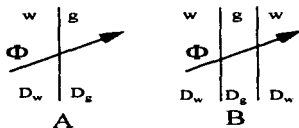


Figura 3.3

En la parte A muestra la idea de un haz de partículas cruzando dos medios w y g , mientras que la parte B se muestra el mismo haz cruzando en un medio g que se inserta en el medio w .

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

Si se cumplen las condiciones 1 y 2, entonces la ec. 3.28 es válida y puede calcularse la dosis absorbida en w , a través de medir la dosis en g .

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

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

B. Teoría de cavidades de Burlin.

La teoría de Burlin, es un puente entre pequeñas cavidades como lo explica la teoría de Bragg Gray (sección 3.3A) y grandes cavidades en las cuales la influencia de las paredes es despreciable. Esta teoría contempla los casos que le pueden ocurrir a un electrón secundario cuando cruza una cavidad que puede ser pequeña o grande comparada con el alcance de dicha partícula.

Las condiciones que se deben de satisfacer para poder aplicar la teoría de Burlin son las siguientes :

1. Los medios w y g deben ser homogéneos.
2. Existe un campo homogéneo de rayos γ en cualquier parte de w y g. Esto significa que no se necesitan correcciones por atenuación de rayos gamma, debidas a la presencia de la cavidad.
3. Existe EPC en todos los puntos en w y g, que se encuentran más lejos del límite de la cavidad que el alcance máximo de los electrones.
4. Los espectros de equilibrio de los electrones secundarios generados en w y g son los mismos.
5. La fluencia de electrones provenientes de la pared es atenuada exponencialmente cuando pasa a través del medio g, sin cambiar su distribución espectral.
6. La fluencia de electrones que se origina en la cavidad se amplifica hasta llegar a su valor de equilibrio de manera exponencial como una función de la distancia dentro de la cavidad de acuerdo con el mismo coeficiente de atenuación β que se aplica a los electrones que entran.

La relación de la teoría de cavidades de Burlin, puede escribirse de la siguiente forma :

$$\frac{\overline{D}_g}{D_w} = d \cdot S_w^g + (1 - d) \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w^g \quad \text{3.29}$$

donde d es un parámetro asociado con el tamaño de la cavidad,

\overline{D}_g es la dosis promedio absorbida en la cavidad del medio g.

$D_w = (K_c)_w$ es la dosis absorbida en el medio w bajo condiciones de EPC

$m \overline{S}_w^g$ es el cociente de los promedios de los poderes de frenado másicos de colisión de las partículas con carga que cruzan, de g a w , como se menciona en la teoría de B-G.

$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_w^R$ es el cociente promedio del coeficiente másico de absorción de energía para g y

w .

Cuando $d \rightarrow 1$ se consideran cavidades pequeñas y la ecuación 3.24 se reduce a la teoría de B-G ec. (3.23), cuando $d \rightarrow 0$ se consideran cavidades grandes y la ecuación 3.24 se reduce a:

$$\frac{\overline{D}_R}{D_w} = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_w^R$$

3.4 Dosimetría.

A. Generalidades.

La dosimetría de la radiación se ocupa de la medición de la dosis absorbida en un material, que resulta de la interacción de la radiación ionizante con la materia. De una manera más general, la dosimetría trata de determinar además otras cantidades relacionadas con la dosis como el kerma.

El medio para determinar la dosis es un dosímetro, el cual puede definirse como un dispositivo capaz de dar una lectura r , que es una medida de la dosis absorbida \overline{D}_x en su volumen sensible V , como consecuencia de la energía depositada en V por la radiación ionizante. Si la dosis no es depositada de manera homogénea en el volumen sensible, entonces r es una medida de la dosis promedio \overline{D}_x depositada. En general se espera que la respuesta r tenga una relación lineal con la dosis absorbida \overline{D}_x , aunque esto no siempre ocurre o puede ocurrir parcialmente para un intervalo de dosis.

B. Características de los dosímetros.

Se pueden señalar las siguientes características generales de los dosímetros:

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

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

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

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

a).- Sensibilidad a la dosis, que se define como:

$$\text{Sensibilidad} = \frac{dr}{dDg} \text{-----} 3.30$$

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

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

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

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

5.- *Estabilidad:* Es deseable que el comportamiento de los dosímetros sea estable antes, durante y después de la irradiación. Si esto no ocurre, hay que regresarlos a su estado inicial (antes de usarse), o estimar los cambios ocurridos no ocasionados por la radiación.

6.- *Dependencia de la energía:* La lectura r del dosímetro puede depender de la energía de la radiación o calidad del haz. Esta dependencia, asociada con la transferencia lineal de energía (que es el poder de frenado restringido hasta una energía de corte Δ), es fundamental y representa la eficiencia en energía del dosímetro, o sea su capacidad para dar

la misma lectura para la misma cantidad de energía absorbida en su volumen sensible, independientemente del tipo de radiación que incide o de su energía.

7.- *Geometría.* La geometría del dosímetro debe ser parecida a la del volumen de interés del material cuya dosis se va a medir.

3.5 Dosimetría termoluminiscente.

A. Proceso termoluminiscente.

Existen diversas técnicas para medir dosis de radiación. Una de las más usadas es la dosimetría termoluminiscente (TL). El volumen sensible de un dosímetro termoluminiscente (TL) consiste en una pequeña masa (1-100 mg) de un material dieléctrico que contiene impurezas.

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

El proceso termoluminiscente es como sigue: la radiación ionizante cede energía a un electrón, lo que permite a éste pasar de la banda de valencia del dosímetro a la banda de conducción, en donde se mueve hasta caer en una trampa para electrones, situada en la banda de niveles prohibidos de energía. Al mismo tiempo el hueco producido por la vacante se mueve en la banda de valencia hasta que se encuentra con una trampa para huecos. La energía potencial que es la diferencia en energía entre la banda de conducción y la trampa para electrones, y entre la banda de valencia y la trampa para huecos, es decir la profundidad de la trampa E, debe ser lo suficientemente grande para que ambos tipos de portadores de carga permanezcan atrapados por largos períodos de tiempo hasta que se liberen por medios térmicos. Al suministrarle energía térmica suficiente al electrón, éste puede salirse de la trampa y llegar a la banda de conducción y eventualmente puede caer en un centro luminiscente, o en una trampa para huecos que se supone tiene acoplado uno muy cerca, y se recombina. La recombinación da como resultado la emisión de un fotón luminoso que es la base de la termoluminiscencia. La figura 3.4 es un diagrama de niveles que ilustra el proceso de la termoluminiscencia. La probabilidad de escape por segundo p , de acuerdo con la descripción de Randall y Wilkins, para electrones atrapados, está dada en términos de la temperatura absoluta T por medio de la ecuación:

$$p = \frac{1}{\tau} = \alpha \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad \text{--- 3.31}$$

donde τ es la vida media en la trampa, α es el factor de frecuencia, E es la energía de la trampa (en eV) y k es la constante de Boltzman y tiene unidades eV/K. La constante de Boltzman relaciona la temperatura con la energía y deja el numerador y el denominador del exponente en las mismas unidades. Conforme T crece, el valor de la exponencial se aproxima a la unidad y la probabilidad de escape de los electrones se aproxima al valor α . E es el valor de la "profundidad" de la trampa. Los electrones deben absorber al menos una energía E antes de poder escapar de la trampa. T_{max} es la temperatura a la cual la probabilidad crece lo suficiente para permitir que la trampa de energía E se "vacíe".

Entonces al aumentar la temperatura T del dosimetro, aumenta la probabilidad de escape p de los electrones atrapados. Si se calienta el dosimetro a una tasa de calentamiento constante, empezando a la temperatura ambiente, y si se gráfica la señal luminosa como función de la temperatura T , se obtendrá una curva que crece con T , llega a un máximo o pico termoluminiscente a una temperatura dada, T_{max} , disminuyendo gradualmente después al irse agotando el número de electrones atrapados. A este pico se le conoce como *pico de brillo*. La existencia de trampas a diferentes profundidades da origen a muchos picos de brillo, que forman una curva de brillo que es característica de cada dosimetro (figura 3.5).

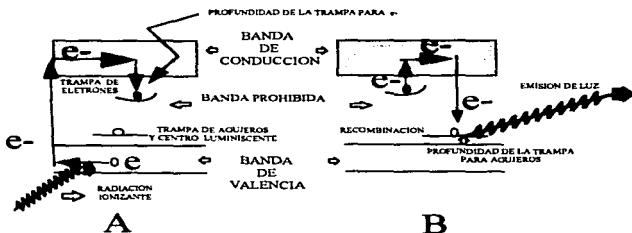


Figura 3.4

A) Proceso de irradiación

B) Calentamiento y recombinación.

Figura que ilustra el proceso termoluminiscente: en la parte A cuando incide la radiación ionizante y queda atrapado un electrón, en la parte B cuando es liberado el electrón por acción de energía térmica, emitiendo luz cuando se recombina.

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

$$\frac{E}{kT_m^2} = \frac{\alpha}{q} \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT_m}\right) \quad \text{-----} \quad 3.32$$

La señal TL puede amplificarse y transformarse de luz en un pulso eléctrico con un tubo fotomultiplicador y se obtiene, con ayuda de una graficadora o computadora asociados al lector, una curva de corriente contra temperatura o tiempo. La integral de esta curva durante todo el tiempo de calentamiento es proporcional a la luz emitida por el dosímetro TL. El parámetro dosimétrico a medir (es decir, la respuesta del dosímetro) puede ser:

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

Debido a que estas cantidades dependen del volumen irradiado del dosímetro, se normalizan por su masa.

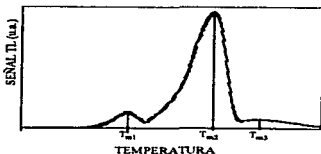


Figura 3.5

Ejemplo de curva de brillo o TL de un dosímetro termoluminiscente; se observan tres picos a diferentes T_m .

B. Equipo lector

El dosimetro que se va a utilizar en este trabajo es fluoruro de litio ya que su número atómico es de 8.2 y puede ser comparado con el de tejido humano que es 7.4; por esta razón este dosimetro es preferido para dosimetria clinica (HO 81, KH 94).

El equipo lector de estos dosimetros (figura3.6) se conoce como lector termoluminiscente y funciona de la siguiente manera:

- 1.- Calentar el cristal de temperatura ambiente a la temperatura requerida.
- 2.- Recolectar la luz emitida durante el calentamiento.
- 3.- Convertirla en una señal eléctrica medible.

Debe existir buen contacto térmico entre el dosimetro y el elemento de calentamiento del lector TL. Esto puede hacerse a través de un metal que está conectado a una resistencia eléctrica y regula el calentamiento gradualmente; se conoce como plancheta.

La luz emitida por los dosimetros, se hace pasar a través de un tubo fotomultiplicador que la convierte en una señal electrónica y la amplifica. Esta señal puede ser leida por un integrador de corriente que puede estar acoplado a una computadora, la cual tiene asociado el "software" adecuado para el manejo e interpretación de la información.

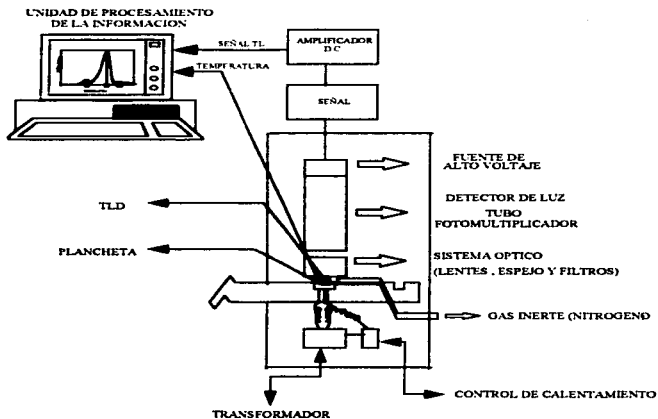


Figura 3.6

Esquema de funcionamiento de un equipo lector de dosímetros termoluminescentes; el flujo de gas inerte (Nitrógeno) evita efectos de superficie en el cristal y oxidación de la plancheta.

CAPITULO CUATRO

Dosimetría clínica

4.0 Conceptos.

A. Distribución de dosis en profundidad.

Cuando un haz de radiación proveniente de una fuente colimada incide en un medio material (o un fantoma), el valor de la dosis absorbida cambia con la profundidad generándose una distribución de dosis en profundidad. Esto depende de varios factores: la energía del haz, el tamaño del campo (área que cubre el haz de radiación y se denomina área de tratamiento), la distancia de la fuente a la superficie del fantoma y la profundidad. En tratamientos en los que se aplica radiación a seres humanos es de gran importancia considerar los parámetros antes mencionados, y otros como la geometría del paciente, para garantizar que la dosis que se deposita sea lo más homogénea posible. Los cálculos de la dosis que se deposita en un paciente involucran considerar algunos de estos parámetros que afectan la distribución de la dosis. Un paso esencial en este propósito es determinar la dosis a lo largo del eje central del haz, para lo cual es necesario definir las siguientes funciones; *porcentaje de dosis en profundidad y razón de tejido-aire*; (secciones 4.0 B y C respectivamente). Estas funciones son normalmente medidas en fantomas de agua (por ser el elemento de referencia universal), utilizando cámaras de ionización.

B. Porcentaje de dosis en profundidad.

El porcentaje de dosis en profundidad (P) relaciona la dosis en diferentes puntos del eje central del haz de radiación dentro de un fantoma y se define como:

$$P(h\nu, d, W_{\text{org}}, D_{\text{FS}}) = \frac{D_x}{D_y} \times 100 \quad \text{--- 4.1}$$

donde D_x es la dosis medida en el punto X, a la profundidad d sobre el eje central del haz de radiación, que incide perpendicularmente a la superficie irradiada, y D_y es la dosis medida en el punto Y, a una profundidad de referencia d_m , ver figura 4.3. Esta profundidad de referencia es el punto del valor máximo de la dosis y se le conoce como profundidad de máxima dosis d_m o d_{max} . La manera de obtener el porcentaje de dosis es moviendo un detector (cámara de ionización) a lo largo del eje central del haz y midiendo las dosis absorbidas en un número determinado de profundidades; posteriormente se aplica la ecuación 4.1 y se calculan los porcentajes correspondientes a esta dosis.

Los parámetros que afectan la distribución de dosis en profundidad en el eje central son:

- a) la energía de la radiación ($h\nu$), y la profundidad (d),

- b) el tamaño del campo (W_{DFS}),
 c) la distancia de la fuente a la superficie (DFS).

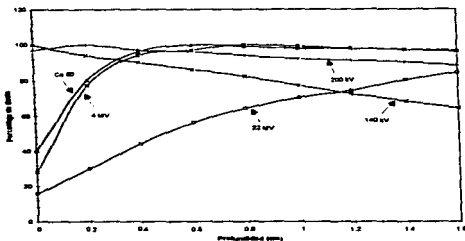


Figura 4.1

Porcentaje de dosis en profundidad vs profundidad para una región cercana a la superficie, para un intervalo de energías de fotones (JO 83).

a) Profundidad y energía:

Las figuras 4.1 y 4.2 muestran la variación del porcentaje de dosis como función de la energía y la profundidad. En ambas figuras se muestra cómo se corre el valor de la dosis máxima a una mayor profundidad a medida que se incrementa el valor de la energía; esto se debe a los electrones que son puestos en movimiento por la interacción de los fotones con el medio, hasta lograr un equilibrio transitorio de partícula cargada (sección 3.2 B). El haz de fotones se atenúa por el medio provocando que la caída del porcentaje de dosis quede gobernada por el factor de atenuación exponencial $\bar{\mu}$ (ver figura 4.2). En el caso de bajas energías el equilibrio entre el factor de amplificación y la atenuación del haz primario es imperceptible y el porcentaje cae continuamente cuando aumenta la profundidad.

b) Tamaño de campo del tratamiento :

Para poder comprender la dependencia del porcentaje de dosis con el tamaño de campo se define tamaño de campo como: "La proyección de un haz luminoso en un plano perpendicular al eje del haz con el final del colimador, visto desde el centro de la fuente" (IC 24). La definición corresponde a la distancia fuente superficie predeterminada para cada irradiador y el tamaño de campo que define el haz luminoso. Considérese la figura 4.3 cuando el tamaño de campo W_{DFS} tiende a áreas suficientemente pequeñas, se puede suponer que la dosis a profundidad en los puntos X y Y es efectivamente el resultado de la

radiación primaria, es decir, fotones que llegan directamente del haz sin dispersarse. Cuando W_{DFS} se incrementa la dosis tanto en X como en Y se incrementa debido a la radiación dispersa; esto trae como consecuencia que el valor del porcentaje de dosis en profundidad se incremente también. El crecimiento del porcentaje es inicialmente muy rápido en áreas pequeñas y posteriormente disminuye gradualmente como se puede observar en la figura 4.4, donde se grafican los porcentajes de dosis vs el tamaño de campo para tres energías: baja, media y alta, a 10 cm de profundidad.

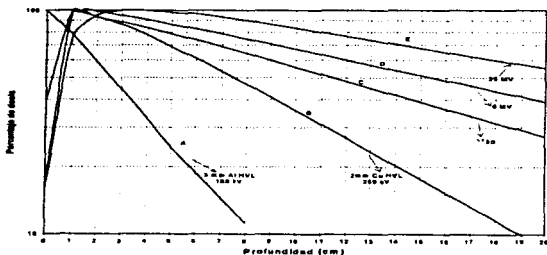


Figura 4.2

Gráfico de porcentaje de dosis en profundidad para una gama de energías de radiación electromagnética. Para: A) 3 mm Al HVL y 100 kV, área de 79 cm² y DFS= 25 cm; B) 2 mm Cu HVL y 250 kV, campo de 10 X 10 cm² y DFS=50 cm; C) ⁶⁰Co, campo de 10 X 10 cm² y DFS=80 cm; D) 6 MV, campo de 10 X 10 y DFS=100 cm; E) 25 MV, campo de 10 X 10 cm² y DFS=100 cm (JO 83).

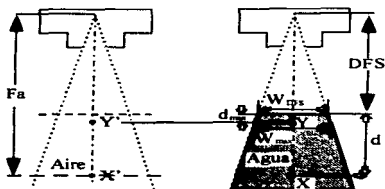


Figura 4.3

Diagrama que ilustra la forma de obtener las funciones de porcentaje de dosis en profundidad y razón tejido-aire, para cálculos de dosis absorbida en pacientes o fantoma (JO 83).

c) Distancia fuente-superficie (DFS)

La dependencia del porcentaje de dosis en profundidad con la distancia fuente-superficie está fuertemente vinculada con el hecho de que la intensidad de la radiación disminuye como el inverso del cuadrado de la distancia a una fuente de radiación puntual. Esto trae como consecuencia que el porcentaje de dosis dependa de la DFS; esto es, para energías y profundidades dadas, el porcentaje crece con la DFS, como se aprecia en la figura 4.5. La dependencia del porcentaje de dosis con: $h\nu, d, W_{DFS}$ (que también puede ser representado como $r \times r$) y DFS se expresa de manera conjunta en 4.2 (KH 94):

$$P(d, r \times r, DFS, h\nu) = 100 \cdot \left(\frac{DFS + d_{max}}{DFS + d} \right)^2 \cdot e^{-\bar{\mu}(d - d_{max})} \cdot K_s \quad 4.2$$

donde $\bar{\mu}$ es el coeficiente de atenuación lineal promedio para radiación primaria, $r \times r$ es el tamaño de campo en cm^2 , $d_{max} = Y$, $d = X$ (de acuerdo a la figura 4.3), K_s es una función que considera la dosis depositada por el haz disperso.

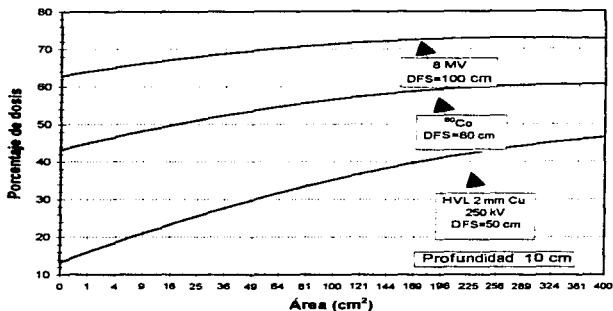


Figura 4.4

Variación del porcentaje de dosis en profundidad con el área (tamaño de campo) a profundidad de 10 cm para tres energías de radiación; obsérvese que conforme aumenta la energía el cambio en el valor del porcentaje de dosis a una profundidad determinada no aumenta tan significativamente (JO 83).

Ahora considérese las siguientes DFS : $DFS_1=f_1$ y $DFS_2=f_2$; de 4.2 se tiene :

$$P(d, r \times r, f_1, h\nu) = 100 \cdot \left(\frac{f_1 + d_{max}}{f_1 + d} \right)^2 \cdot e^{-\mu(d - d_{max})} \cdot K_s \quad \text{---4.3}$$

$$P(d, r \times r, f_2, h\nu) = 100 \cdot \left(\frac{f_2 + d_{max}}{f_2 + d} \right)^2 \cdot e^{-\mu(d - d_{max})} \cdot K_s \quad \text{---4.4}$$

dividiendo 4.4 por 4.3 y considerando que K_s no cambia se tiene :

$$\frac{P(d, r \times r, f_2, h\nu)}{P(d, r \times r, f_1, h\nu)} = \left(\frac{f_2 + d_{max}}{f_1 + d_{max}} \right)^2 \left(\frac{f_1 + d}{f_2 + d} \right)^2$$

de donde:

$$F = \left(\frac{f_2 + d_{max}}{f_1 + d_{max}} \right)^2 \left(\frac{f_1 + d}{f_2 + d} \right)^2 \quad \text{--- 4.5}$$

que muestra la forma analítica de la dependencia de P con la DFS.

A, F se le conoce como factor de Mayneord (KH 94). Si: $f_2 > f_1$ y $d > d_{max}$ $\therefore F > 1$, por lo tanto el valor del porcentaje de dosis se incrementa. Esta relación es válida para campos pequeños pues recuerdese que se despreciaron los efectos de dispersión. En la figura 4.5 se puede observar cómo el porcentaje de dosis aumenta al incrementarse la DFS; estos valores experimentales toman en consideración la dispersión y se tomaron de (BJ 17).

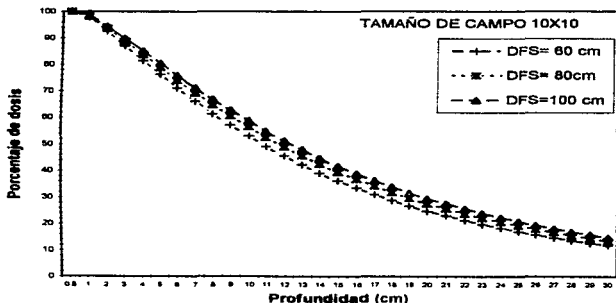


Figura 4.5

Variación del porcentaje de dosis con la profundidad y la DFS, para ^{60}Co , tamaño de campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$, y DFS de 60, 80 y 100 cm (BJ 17).

C. Razón tejido-aire (TAR).

El TAR, es otra función que se utiliza para determinar la dosis en tejido que podría recibir un paciente cuando se somete a un haz de radiación y se define como :

$$TAR(d, r_d \times r_d, h_0) = \frac{D_X}{D_{X'}} \text{ --- 4.6}$$

donde D_X y $D_{X'}$ corresponden a las dosis que se medirían en los puntos X en agua y X' en aire, de la figura 4.3 respectivamente, y $r_d \times r_d$ el tamaño de campo a la profundidad d.

Esta función fue introducida por Johns en 1953 como "razón tumor-aire" (JO 53), con el propósito de simplificar los cálculos de dosis para terapia rotatoria. En este tipo de tratamientos el paciente es colocado de tal forma que el centro de tumor queda localizado en el eje de rotación de la máquina y la fuente puede girar alrededor de éste describiendo un círculo. La distancia de la fuente al punto de giro se llama distancia fuente-isocentro.

La forma de ilustrar el empleo del TAR es la siguiente: supóngase el contorno de un paciente en la figura 4.6; en el lado izquierdo se muestra un haz cónico de radiación que tiene un área transversal A_d a una distancia F_d del isocentro. El haz incide en aire a una distancia fuente-isocentro F_d marcada con el punto Q'. Se mide la dosis $D_{X'}$ en una pequeña cantidad de masa que simula tejido humano con una cámara de ionización en Q'. Del lado derecho, en la misma figura, se muestra un contorno sólido, que representa un paciente en el lugar que será irradiado con el mismo haz en el punto Q.

La profundidad del tejido a irradiar es d y la dosis D_X en este punto medida en aire corresponde a Q'. La dosis que recibe el tejido en el mismo punto que ahora representa Q puede calcularse directamente de la ecuación 4.6, despejando D_X :

$$D_X = D_{X'} \cdot TAR(d, r \times r, h_0) \text{ --- 4.7}$$

La función del TAR es permitir calcular la dosis que recibiría un paciente en condiciones de irradiación específicas, a partir de medirla con una cámara de ionización en idénticas condiciones de irradiación. Relaciona dosis en aire con dosis en tejido humano.

La cámara de ionización, como se explica en el apéndice I, mide carga colectada. Debido a que existe EPC durante la irradiación, se puede transformar esta carga en dosis en aire, utilizando la ecuación 3.24. A su vez, la cámara de ionización cumple con las condiciones de Bragg lo que permite calcular la dosis en tejido a partir de conocer la dosis en aire, utilizando la ecuación 3.28.

D. Efecto de la distancia de la fuente al punto irradiado en el TAR.

Experimentalmente se ha demostrado que el TAR es independiente de la distancia fuente isocentro. En la figura 4.7 se muestran 2 haces de radiación, uno paralelo y otro divergente, que tienen la misma área transversal A_d , a una cierta profundidad d debajo de la superficie de un fantoma. En el punto O se aplica la misma dosis para ambos casos, que se supone es debida sólo a radiación primaria y que está atenuada por la misma cantidad de equivalente a tejido. Supongamos que un punto X se encuentra a una profundidad mayor; la radiación primaria que alcanza este punto es la misma para el haz paralelo que para el divergente. Johns et al. (JO 58), utilizando la ecuación de Klein-Nishina demostraron, comparando la radiación dispersada por un bloque cilíndrico de equivalente a tejido (material que está construido con un número atómico similar al tejido humano), que simula la zona irradiada por el haz paralelo y, análogamente, un bloque cónico de equivalente a tejido para el haz divergente, que la radiación dispersa en ambos casos es igual, dentro del 2%, para un intervalo de energías de 100 keV a 1.25 MeV. En consecuencia, la dosis recibida en este punto puede considerarse la misma para propósitos prácticos en radioterapia. De esta forma se concluyó que el TAR es independiente de la distancia.

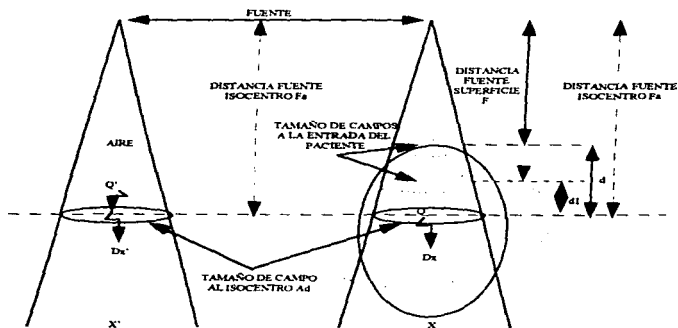


Figura 4.6

Diagrama que ilustra el uso del TAR en el cálculo de dosis.

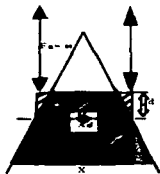


Figura 4.7

Ilustración de un fantoma de forma cilíndrica y otro de forma cónica superpuestos y que tiene la misma sección de área transversal a la profundidad d , para demostrar que la dosis en X es independiente de la distancia.

E. Variación del TAR con la profundidad y el tamaño de campo.

El TAR varía con la profundidad y tamaño del campo mucho más que el porcentaje de dosis en profundidad, ver figuras 4.8 y 4.9. Concretamente para haces de ^{60}Co , el TAR alcanza su valor máximo en la profundidad de máxima dosis ($d_{\text{max}} = 0.5 \text{ cm}$) y después decrece con la profundidad aproximándose a una exponencial. Para haz angosto (tamaño de campo 0×0^2) la contribución por radiación dispersa es prácticamente despreciable; el TAR para esta condición se ajusta a una función exponencial de la profundidad.

$$\text{TAR}(d, 0 \times 0) = e^{-\bar{\mu}(d - d_{\text{max}})} \quad \text{4.8}$$

donde $\bar{\mu}$ es el coeficiente de atenuación promedio del haz para un fantoma determinado y $(d - d_{\text{max}})$ es el espesor de material que ha cruzado el haz. Cuando el tamaño de campo se incrementa, la componente de la dosis que proviene de radiación dispersa aumenta con las variaciones del TAR y con la profundidad; esto provoca que el análisis sea más complejo. Sin embargo para haces con altas energías la dispersión es mínima y en la dirección del eje central del haz, lo que permite que el TAR siga comportándose como una función exponencial en la cual se tiene un coeficiente de atenuación efectivo (μ_{ef}), para un tamaño de campo utilizado.

² Un campo hipotético de dimensiones 0×0 , en el cual la dosis en profundidad es debida sólo a fotones primarios (fig. 2.1 Cap.2)

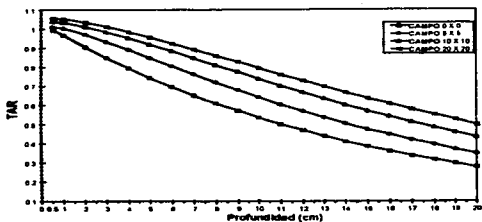


Figura 4.8

Variación del TAR para ^{60}Co como función de la profundidad para diferentes tamaños de campo.

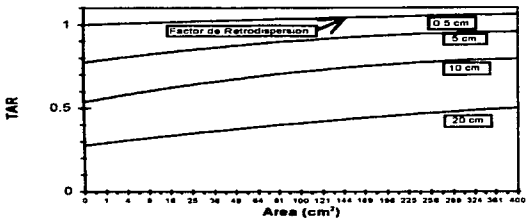


Figura 4.9

Variación del TAR para ^{60}Co como función del área a diferentes profundidades. La curva más alta corresponde a la profundidad de máxima dosis (0.5 cm); puede verse que para este caso en particular, el TAR casi no depende del área. A esta profundidad el TAR se define como factor de retrodispersion o PSF (BJ 17).

F. Factor de retrodispersión (BSF) o factor de dispersión pico (PSF).

El factor de retrodispersión (BSF), (JO 83) o "peak scatter factor" (definido en (BJ 17) para fotones con energías mayores de 400 keV, ^{137}Cs y ^{60}Co), es simplemente el valor del TAR en la profundidad de máxima dosis sobre el eje central del haz y se expresa matemáticamente como:

$$\text{PSF} = \text{TAR}(d_{\text{max}}, r_{\text{dmax}} \times r_{\text{dmax}}, hv) \text{---} 4.9$$

donde $r_{\text{dmax}} \times r_{\text{dmax}}$ es el tamaño de campo a la profundidad de máxima dosis, d_{max} .

Como el TAR, el PSF es independiente de la distancia a la fuente y depende sólo de la energía y el tamaño de campo; la Figura 4.9 muestra como varía el PSF con el área.

G. Corrección por el inverso del cuadrado de la distancia.

Considérese la figura 3.9 donde se muestran dos posiciones, Y' y X' , y no existe atenuación o dispersión por algún medio material entre ellas. Se obtienen medidas de exposición que permiten calcular, dosis absorbida, con una cámara de ionización colocada en aire sobre el eje central de un haz de fotones, a una distancia F de la fuente. Se mide la dosis en el punto Y' , y posteriormente se coloca la cámara sobre el mismo eje del haz a una distancia d , de tal forma que la distancia al punto X' es $F+d$. Entonces la dosis medida en X' será menor a la dosis medida en Y' por un factor:

$$I(F, d) = \frac{D_{X'}}{D_{Y'}} = \left(\frac{F}{F+d} \right)^2 \text{---} 4.10$$

donde $I(F, d)$ es el factor de corrección debido al efecto del inverso cuadrado de la distancia.

H. Corrección por irregularidades de contorno.

Las distribuciones de dosis son obtenidas experimentalmente bajo condiciones ideales, que incluyen fantasmas de densidad homogénea, superficies planas e incidencia del haz de radiación perpendicular a éstas. Sin embargo, durante los tratamientos reales en pacientes, la superficie puede ser curva o de forma irregular, provocando que el haz pueda incidir oblicuamente con respecto a la superficie. Bajo estas condiciones, las distribuciones de dosis ideales no pueden ser aplicadas sin las correcciones adecuadas. En la figura 4.10 se muestra un contorno irregular de un paciente; se desea calcular el porcentaje de dosis en el punto A , ubicado a una profundidad d por debajo de la superficie $S'-S'$ y $h+d$ por debajo de la superficie $S''-S''$. Si se consideran superficies planas, la dosis se calculará con respecto al

porcentaje de dosis máxima, en los puntos Q y Q'. Supongamos que la DFS es suficientemente grande, de tal forma que la dosis en el punto A no sufre cambios considerables cuando el haz, que incide en la superficie S''-S'', se desplaza hacia la superficie S'-S' (ver en la figura 4.10, las curvas debajo de la superficie S'-S', líneas continuas y punteadas); ahora, suponiendo que D_A es la dosis en el punto A cuando el haz incide en la superficie plana S'-S' y la superficie se rellena de algún material de equivalente a tejido, de acuerdo a la ecuación 4.1, se tiene que la dosis en A es :

$$D_A = \frac{D'_{\max} \cdot P'}{100} \quad \text{--- 4.11}$$

donde P' es el porcentaje de dosis en A relativo a la dosis D'_{\max} del punto Q'. Supongamos ahora que P_{\text{corr}} es el porcentaje de dosis corregida en A pero ahora ubicado en la superficie S''-S'' y a su vez relativo a D_{\text{max}} en el punto Q por lo que se tiene:

$$D_A = \frac{D_{\text{max}} P_{\text{corr}}}{100} \quad \text{--- 4.12}$$

de las ecuaciones anteriores se tiene:

$$P_{\text{corr}} = P' \cdot \left(\frac{D'_{\max}}{D_{\text{max}}} \right) \quad \text{--- 4.13}$$

pero debido a que la distribución de dosis es desplazada una distancia h, corrigiendo por el cuadrado de la distancia se tiene:

$$\frac{D'_{\max}}{D_{\text{max}}} = \left(\frac{\text{DFS} + d_{\text{max}}}{\text{DFS} + h + d_{\text{max}}} \right)^2 \quad \text{--- 4.14}$$

$$\therefore P_{\text{corr}} = P' \left(\frac{\text{DFS} + d_{\text{max}}}{\text{DFS} + h + d_{\text{max}}} \right)^2$$

que corresponde al porcentaje de dosis corregido en profundidad cuando se tiene una irregularidad en el contorno con un faltante de tejido. En el caso de haber tejido excedente, en el proceso para deducir la ecuación para corregir dosis se cambia h por -h, teniendo que la ecuación para este caso es:

$$P_{\text{corr}} = P' \left(\frac{\text{DFS} + d_{\text{max}}}{\text{DFS} - h + d_{\text{max}}} \right)^2 \quad \text{--- 4.15}$$

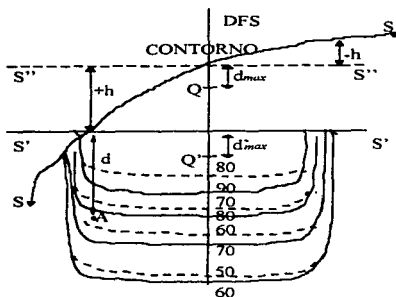


Figura 4.10

En la figura se tiene un contorno irregular, como se puede ver en la superficie S-S'. Las líneas simulan curvas de isodosis (ver sección 4.1 J), cuando inciden en superficies distintas. En el caso de líneas punteadas el haz incide en la superficie S''-S'' y en el caso de líneas sólidas en la superficie S'-S'.

I. Corrección por inhomogeneidades.

Cuando la radiación X o gamma interactúa con un medio lo hace a través de diferentes efectos que dependen del número atómico y la densidad del medio con el cual esté interactuando, como se vio en el capítulo dos sección 2.3 (efecto fotoeléctrico, Compton y producción de pares). En sistemas orgánicos como son los seres vivos y para propósitos clínicos se entiende como inhomogeneidades aquellos tejidos que atraviesa la radiación; esto provoca que la distribución de la dosis que se va depositando se altere cuando el haz de radiación incide en dichos tejidos.

Para ilustrar lo antes dicho supóngase que la figura 4.11A describe un haz irradiando un fantoma de agua ($\rho=1000 \text{ kg/m}^3$), que cumple las condiciones de equilibrio de partícula cargada, y dentro de éste se encuentra una pequeña estructura de baja densidad que simula un pulmón humano ($\rho=250 \text{ kg/m}^3$). En la figura 4.11B, se muestra el mismo fantoma, pero sin la estructura y sometido a las mismas condiciones de irradiación que el de la figura 4.11A; en ambos, los puntos marcados de A a G están localizados a la misma profundidad y alineados con el eje central del haz de radiación.

Ahora analizando la figura 4.11B, el haz de radiación al incidir en el fantoma, sólo se ve

atenuado por el medio (agua), y se puede describir su comportamiento al ir penetrando el medio con la ecuación 4.1. Haciendo una comparación de lo que sucede en el fantoma que contiene la estructura de baja densidad con el que no la tiene se puede decir lo siguiente:

En 4.11A, el punto A se localiza por encima de la región de baja densidad; en este punto se recibe radiación primaria que no es alterada por ninguna inhomogeneidad, y la radiación dispersa que llega a alcanzar este punto no es considerable. El efecto de atenuación del haz primario es el que predomina principalmente y trae como consecuencia que la dosis empiece a disminuir a partir del punto A hacia los demás puntos inferiores; esto mismo sucede en 4.11B.

En 4.11A, el punto B se encuentra localizado en la región de baja densidad, y comparando con el mismo punto en 4.11B puede que ocurran dos eventos:
primero: que la dosis en 4.11A es mayor que en 4.11B debido a que en 4.11A disminuye la atenuación de fotones primarios.
segundo: que ocurra una disminución en la cantidad de radiación dispersa en 4.11A por la baja densidad del material y, en consecuencia, una ligera disminución de la dosis en 4.11A respecto de 4.11B, en las vecindades del punto B.

El punto C en 4.11A, está localizado a mayor profundidad dentro de la región de baja densidad. En este punto, comparado con 4.11B, la dosis puede tender a incrementarse debido a un aumento de los fotones primarios que lo alcanzan este punto.

El punto D en 4.11A, se encuentra en la frontera del cambio de densidades; en este caso la dosis comparada con 4.11B, sufre una disminución debido a una pérdida de equilibrio de partícula cargada.

Los puntos E, F y G en 4.11A, todos tiene contribuciones debidas a la radiación primaria; la contribución por radiación secundaria puede ser variada, pues las dosis en todos estos puntos comparada con la dosis en estos mismos punto de la figura 4.11B, puede incrementarse por la inhomogeneidad.

Los puntos H en ambos casos no sufren alteraciones en los fotones primarios pero en 4.11A, puede tener una ligera disminución en la radiación dispersada.

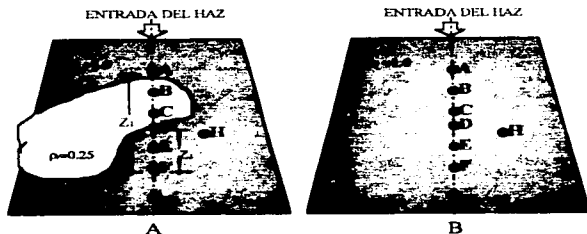


Figura 4.11

La figura 4.11A, es un esquema de un fantoma inhomogéneo irradiado por un haz de rayos γ . La figura 4.11B es el mismo fantoma sin la inhomogeneidad. Los puntos A-G, en ambos casos, se ubican a 1,2,4,5,6,8 y 10 cm de profundidad, respectivamente.

Las densidades van cambiando conforme se cruza de un tejido a otro a medida que se va penetrando el medio; ρ_r es la densidad relativa con respecto a la densidad de agua, (ρ_x es la densidad de la inhomogeneidad x) y se define con la ecuación:

$$\rho_r = \rho_x / \rho_{\text{agua}}$$

Finalmente, la relación para corregir la dosis por inhomogeneidad que fue propuesta por (BA 64) es:

$$C = \frac{TAR(Z_1, r_A \times r_A)^{\rho_1 - \rho_2}}{TAR(Z_2, r_A \times r_A)^{\rho_1 - \rho_2}} \quad \text{--- 4.16}$$

donde

$TAR(Z_1, r_A \times r_A)$ = TAR a profundidad Z_1 y tamaño de campo $r_A \times r_A$

$TAR(Z_2, r_A \times r_A)$ = TAR a profundidad Z_2 y tamaño de campo $r_A \times r_A$

ρ_1 = es la densidad del material en el cual está localizado el punto cuya dosis se desea medir.

ρ_2 = es la densidad del material adyacente a aquel en el que se encuentra el punto de interés.

J. Curvas de isodosis.

Cuando la radiación incide en algún medio, la dosis que se va depositando a lo largo del eje central del haz se determina a través del porcentaje de dosis en profundidad. En un tratamiento real se está interesado en conocer las dosis en diferentes puntos dentro del paciente; éstas son comparadas con la dosis recibida en el punto de interés. Cuando los puntos que tienen la misma dosis se unen, se forma una *curva de isodosis*.

Un conjunto de curvas de isodosis para un intervalo de valores de dosis forma una familia de *curvas de isodosis*.

Los valores de dosis en profundidad de las curvas están normalmente referidos al punto de máxima dosis sobre el eje central o a una distancia fija a lo largo de éste en el medio irradiado. En las siguientes secciones se mostrarán distribuciones de dosis cuando se simula a un paciente sometido a un haz de radiación a una distancia fuente superficie determinada y otra donde las curvas de isodosis son normalizadas a una cierta profundidad que corresponde al eje de rotación de la unidad de tratamiento (isocentro).

4.1 Dosimetría termoluminiscente clínica.

A. Generalidades.

El trabajo experimental de esta tesis se desarrolló en el hospital de Oncología del Centro Médico Nacional Siglo XXI dependiente del IMSS. En este centro hospitalario se llevan a cabo tratamientos para la erradicación de tumores tanto malignos como benignos. Los pacientes que padecen estas terribles enfermedades encuentran una posibilidad de curación total o parcial sometiéndose a un tratamiento que consiste en exponerse a un haz de radiación. La exposición de seres humanos a haces de radiación implica una gran responsabilidad y se requiere una preparación altamente especializada para cumplir el compromiso de aplicar una dosis máxima de radiación a los tejidos enfermos y la mínima posible a los tejidos sanos. Los tratamientos se diseñan específicamente para las condiciones particulares de cada paciente. Existen técnicas bien establecidas, además de un control médico riguroso que garantizan la correcta aplicación del tratamiento descrito a los pacientes. El equipo de físicos responsables de garantizar que la aplicación del tratamiento y el control de calidad de operación sean los adecuados tiene, además como uno de sus principales compromisos garantizar la correcta calibración de todos los equipos que miden de radiación y caracterizar los haces de radiación (aceleradores de partículas cargadas e irradiadores) que se emplean para irradiar a los pacientes. Esto implica:

- a. Calibrar el haz de radiación (medir la tasa de dosis para condiciones específicas de operación, tales como: geometría, cuñas, colimación, etc).
- b. Garantizar que los parámetros geométricos del equipo sean los adecuados para cada tratamiento de los pacientes .

- c. Realizar las dosimetrías de las irradiaciones para cada tratamiento que así lo requiera .

Una forma de comprobar la validez de las calibraciones dosimétricas de los equipos irradiadores, es llevarlas a cabo por distintos métodos y comprobar en qué medida los resultados coinciden (TR 227).

El objetivo de tesis es comparar 2 métodos: uno de ellos es una simulación que se realiza con un programa comercial (Ulysse) en una computadora. El programa, al cual se le proponen las condiciones específicas tanto del haz como del paciente simula cómo el haz de radiación va penetrando en el paciente, y su energía se va depositando en los tejidos, obteniéndose las curvas de isodosis. Además, se lleva a cabo una dosimetría termoluminiscente con cristales de LiF(TLD-100), colocados en las zonas de interés de un fantoma que simula un ser humano, el cual se irradia en las condiciones que se usarían con el paciente, utilizando los mismos parámetros de irradiación propuesto por el programa, para determinar si las medidas de dosis en la irradiación coinciden con las predicciones obtenidas a partir del programa de cómputo.

El procedimiento formal de trabajo es el siguiente:

El médico envía al departamento de Física el dibujo de un contorno en el cual especifica la región del cuerpo que quiere tratar con radiación. El sistema de cómputo cuenta con un digitalizador con el cual se copia el contorno enviado por el médico a la pantalla de la computadora; posteriormente, el físico simula diferentes técnicas de tratamiento hasta encontrar la que mejor reúna las condiciones para el tratamiento. Una vez que se eligen las condiciones adecuadas, se pide a la computadora una evaluación de distribución de dosis que envuelva la región marcada como maligna. La computadora evalúa la distribución de dosis a través de curvas de isodosis (figuras 5.9, 5.11 y 5.12). Esta curvas son calculadas mediante el software, por supuesto, se requiere información del haz de radiación para poder evaluar esta distribución. Una vez que la distribución es aceptada se procede al cálculo del tiempo que el paciente deberá estar expuesto al haz. El sistema Ulysse calcula el tiempo que debe estar el paciente expuesto al haz, en base a la isodosis que el médico considera conveniente, pero no evalúa la dosis en lugares específicos; el físico evalúa la dosis en esos lugares manualmente a través de la información de las curvas de isodosis y el tiempo de exposición.

La dosis de radiación total que recibe cada paciente está fraccionada de acuerdo al tipo de padecimiento y se realiza una planeación específica si es necesario. Para el caso de cáncer cervicouterino (sección 5.1) al tumor se le aplica una dosis de 5000 cGy fraccionada en 25 sesiones de irradiación (una por día), durante 5 semanas, de lunes a viernes. Se descansa sábados y domingos por razones laborales, pero estas interrupciones no afectan el resultado del tratamiento en este caso. En cada sesión el tumor recibe 200 cGy con la técnica de tratamiento de cuatro campos (sección 5.1C). Una vez establecidas las condiciones de irradiación como son: posición del paciente, entradas de los campos del haz de radiación y tiempo de exposición, éstas deben ser reproducidas en todas las sesiones que componen el tratamiento.

Para comprobar el valor de la dosis que recibe el paciente en cada sesión, se pensó en realizar una dosimetría utilizando dosímetros termoluminiscentes colocados dentro de un humanoide. El nombre comercial de este humanoide es fantoma Rando versión femenina. Este fantoma tiene una distribución tal de la densidad que simula la estructura humana (huesos y pulmones, que sólo son visibles a través de radiografías) (SH 81 a). El fantoma está seccionado en rebanadas de 2.5 cm de espesor y tiene perforaciones donde se pueden colocar dosímetros termoluminiscentes o película dosimétrica; esto permite hacer inspecciones de cómo la dosis aplicada en un tratamiento real estaría distribuida dentro del cuerpo humano.

CAPITULO CINCO

Desarrollo experimental y resultados

5.0 Preparación de los dosímetros TL.

A. Procedimiento de selección.

Durante el trabajo de esta tesis se utilizaron dosímetros termoluminiscentes comerciales de LiF (TLD-100) de Harshaw Bicron. Los dosímetros son LiF.Mg,Ti, la presentación que se empleó fue en forma de cilindro de 1mm de radio x 6mm de largo y su curva TL tiene 5 picos, cuando se irradian con rayos gamma, que ocurren aproximadamente a las temperaturas 50, 100, 150, 175 y 200 ° C. Los picos de temperaturas menores a 100 ° C no tienen interés dosimétrico debido a su inestabilidad a temperatura ambiente. Se utilizó como respuesta a la radiación el área bajo la curva. Se usó un equipo lector Harshaw modelo 3500, cuya estabilidad se comprobó en cada uso leyendo la señal emitida por una luz de referencia durante un periodo de tiempo fijo, así como señales TL debidas a fondo (lectura de un dosímetro sin irradiar más señales emitidas por la plancheta cuando ésta se calienta durante el proceso de lectura de los dosímetros) y ruido (señales que emite el sistema electrónico del equipo y la plancheta). Una vez que se comprueba la estabilidad del equipo (esto es, que los valores de la señal TL de las pruebas mencionadas se reproducen dentro de una incertidumbre asociada al equipo), éste puede utilizarse confiablemente.

Los dosímetros tienen la característica de ser un comprimido pequeño y muy delicado y durante su manipulación no deben tener contacto con las manos o algún otro material que los pudiese contaminar. A los dosímetros se les aplica un templado térmico, que consiste en calentarlos a alta temperatura (~ 400°C) dentro de un horno donde se mantiene la temperatura constante y homogénea, para regresarlos a su estado base, esto es a su estado anterior a la irradiación. El tipo de material TL y las temperaturas a los que ocurren los picos determinan su procedimiento de horneado.

Se caracterizó un lote de 227 dosímetros; de estos, se separaron al azar 20 para llevar un control de la radiación de fondo. Cabe mencionar que estos últimos no se van a irradiar durante la vida útil de los restantes del lote, pero si se les aplicará el procedimiento térmico como a los demás dosímetros. Los 207 dosímetros restantes se irradiaron bajo condiciones similares a las que se emplean en la calibración de las unidades de tratamiento del Hospital de Oncología, figura 5.1; la dosis a la que se irradiaron se usó como referencia (40.7 cGy). La unidad de irradiación es una máquina Alcyon CGR de ⁶⁰Co cuya distancia fuente isocentro es de 80 cm. Por convención se utiliza esta distancia entre la fuente y el punto de giro, para tratamientos con técnica isocéntrica.

La selección de los dosímetros entre los 207 del lote se realizó de la siguiente manera:

1. Se les aplicó un horneado de preparación y limpieza que consistió en: un horneado en aire a 400 ° C durante una hora, enfriado abrupto y posteriormente

- horneado de 2 h a 100 °C en aire y enfriado abrupto (~75 °C/min)
- 2 Se irradió todo el lote de 207 dosímetros a la dosis de referencia de 40.7 cGy con ⁶⁰Co, en una geometría establecida y bajo régimen de EPC.
 - 3 Se leyeron los dosímetros 24 horas después de irradiarlos de 50 a 300 °C a una tasa de calentamiento de 10 °C/s.
 - 4 Se repitieron 1, 2 y 3, durante 3 ocasiones consecutivas

Se obtuvieron lecturas de la señal TL para cada uno de los dosímetros que se irradiaron. Cada dosímetro estaba bien identificado para no perder su historia con las irradiaciones; las primeras tres irradiaciones se hicieron siempre en las mismas condiciones.

Los resultados de estas primeras lecturas permitieron establecer una primera selección. El valor promedio de la señal TL (nC) del lote de 207 dosímetros fue de 640nC, ± 77 nC (1 σ). De aquí se escogieron pequeños lotes de dosímetros agrupándolos por el valor de su señal TL a la dosis de referencia. Se formaron 4 grupos de diferente sensibilidad (ecuación 3.30), cuya señal TL no difiera en más del 3.1% del promedio del grupo, dando un total de 62 dosímetros de los 207 iniciales, que equivalen a un 30% de dosímetros útiles.

- Grupo A con 18 dosímetros, cuya señal TL promedio es $633.17 \pm 3.01\%$
- Grupo B con 17 dosímetros, cuya señal TL promedio es $670.54 \pm 1.75\%$
- Grupo C con 16 dosímetros, cuya señal TL promedio es $542.44 \pm 2.46\%$
- Grupo D con 11 dosímetros, cuya señal TL promedio es $583.49 \pm 3.08\%$

De estos grupos se seleccionó uno que fue el representativo de los otros tres, y al cual se aplicó una serie de pruebas para conocer sus características y poder establecer un criterio para elegir a los mejor comportados (más precisos, estables y reproducibles).

De estos grupos se escoge el grupo A, que sirvió como grupo piloto, al cual se le aplicó una serie de *pruebas de aceptación* que consistieron en:

- 1.- seleccionar un procedimiento de lectura adecuado para que ésta sea reproducible.
- 2.- verificar cómo depende la lectura de los dosímetros del tiempo entre irradiación y lectura (desvanecimiento).
- 3.- verificar que los dosímetros no cambien su respuesta conforme se reutilizan.

Al grupo B sólo se le aplicó la prueba 2.

Finalmente, una vez que se realicen estas pruebas a los dosímetros y sean aceptados, se procede a obtener la curva de calibración de los grupos B, C y D.

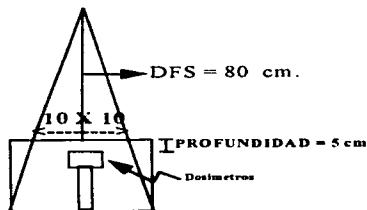


Figura 5.1
Irradiación de cristales en un fantoma de agua.

B. Pruebas de aceptación.

1.- Los dosímetros TLD-100 (LiF Harshaw), tienen una curva de brillo compleja, constituida por 5 picos, cuando se irradia con rayos gamma y electrones. Los picos que ocurren a bajas temperaturas ($\leq 100\text{ }^{\circ}\text{C}$) son inestables y tiene una vida media muy corta, a temperatura ambiente, por lo cual no son útiles para propósitos de dosimetría. Interesa trabajar con los picos que están a temperaturas mayores de $100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Para borrar la señal TL producida por los picos de baja temperaturas, se ensayaron cuatro modalidades de lectura, para elegir la que permitiera una mayor reproducibilidad en el valor de la señal. Se encontró que la mejor fue:

- **precalentamiento a $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ durante 5 s;**
- **una tasa de calentamiento de $10\text{ }^{\circ}\text{C/s}$, hasta $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ en un tiempo de 33 s e integrando la señal TL sólo en el intervalo de temperatura de $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $280\text{ }^{\circ}\text{C}$.**

Este modo de lectura mejora sensiblemente la uniformidad en la respuesta TL del grupo de dosímetros.

2.- Una forma de corroborar que el procedimiento de lectura es el adecuado consiste en medir cuánto cambia la señal TL de un dosímetro irradiado, con el tiempo entre la irradiación y la lectura (desvanecimiento). Se realizó una prueba que consistió en irradiar 2 grupos de dosímetros (A y B) a una dosis de 40.7 cGy y leerlos a diferentes tiempos después de la irradiación. El grupo A de dosímetros se leyó con el siguiente procedimiento:

I. precalentamiento a $50\text{ }^{\circ}\text{C}$; con una duración entre 1 y 2 segundos, a una tasa de calentamiento de 10°C/seg , hasta alcanzar los 300°C en un tiempo de 33 seg. e

integrando sólo en el intervalo de temperatura de 50 °C a 300 °C

y el B en la siguiente forma :

II. precalentamiento a 150 °C durante de 5 s; una tasa de calentamiento de 10 °C/s , hasta 300 °C en un tiempo de 33 seg e integrando sólo en el intervalo de temperatura de 150 °C a 280 °C

Los resultados se muestran en la figura 5.2, en la que se observa que los dosímetros del grupo B sometidos al procedimiento II, tienen un comportamiento más reproducible en el tiempo que los del grupo A sometidos al procedimiento I. Así pues, se decidió adoptar el procedimiento II en este trabajo. La diferencia en estabilidad entre ambos grupos depende más de la temperatura de precalentamiento que borra los picos inestables de baja temperatura que de la elección de la región de integración.

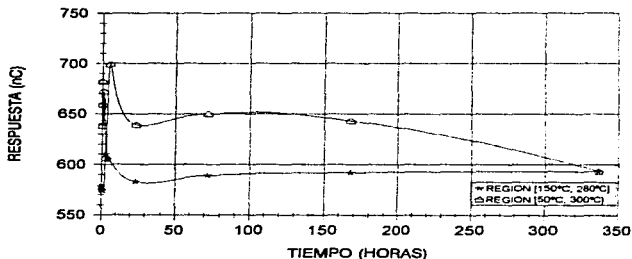


Figura 5.2

Respuesta TL de dosímetros TLD-100 vs tiempo entre irradiación y lectura, sometidos a 2 procedimientos de lectura (línea con asteriscos se aplicó el procedimiento II y línea con triángulos se aplicó el procedimiento I). Ambos grupos fueron irradiados a 40.7 cGy con rayos γ de ^{60}Co .

3.- Se han reportado posibles cambios en la sensibilidad de los dosímetros con el reuso (OB 80). Para evaluar estos posibles cambios se irradiaron 11 dosímetros del grupo A a la dosis de referencia de 40.7 cGy, y se leyeron con el procedimiento 2, 13 veces consecutivas. La figura 5.3 muestra el promedio de la señal TL de los 11 dosímetros como

función del número de irradiaciones. Se observa estabilidad en la señal TL, con incertidumbre de $\pm 6\%$ excepto para las irradiaciones 8, 9 y 10 durante las cuales hubo una interrupción de 2 secuencias en el trabajo que produjo cambios en la señal de la plancheta. Después de la lectura 10 se limpió la plancheta y la señal TL se recuperó. Suponemos que la señal TL de los dosímetros se mantiene estable con una incertidumbre del 6% durante al menos 13 usos consecutivos, y que los resultados 8, 9 y 10 no son representativos debido a los desajustes del equipo.

Nótese que la incertidumbre en la reproducibilidad de la señal TL de los dosímetros es mayor que la asociada originalmente a la uniformidad del lote ($\sim 3\%$). Así, la respuesta de los dosímetros se reporta con $\pm 6\%$ (1σ).

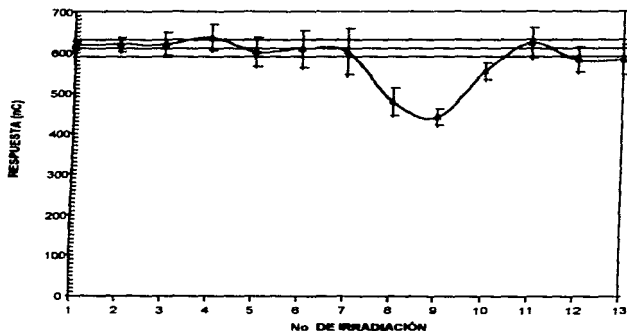


Figura 5.3

Gráfico que muestra la respuesta TL de los dosímetros irradiados vs el número de irradiación.

Los resultados de las pruebas de aceptación fueron satisfactorios y finalmente se obtuvo la curva de dosis respuesta para cada grupo de dosímetros (B, C y D), irradiándolos a distintas dosis en un intervalo de 40.7 cGy a 800 cGy, y leyendo su señal TL con el procedimiento II.

a) Inicialmente se habían irradiado los 220 dosímetros a la dosis de referencia. Del valor de sus respuestas TL se obtuvo un promedio general y se dividieron en grupos de acuerdo a su sensibilidad. Se obtuvo el valor de la lectura promedio de cada grupo. Con

esta información se calculó, para cada dosimetro de cada grupo, el *factor de corrección por elemento (F.C.E.)* definido de la siguiente manera (MU 95, HA 93).

$$FCE = \frac{\langle \bar{L} \rangle}{\langle \bar{Q} \rangle} \text{ --- } 5.1$$

Donde $\langle \bar{L} \rangle$ es la lectura promedio de n lecturas de 1 dosimetro.
y $\langle \bar{Q} \rangle$ es la lectura promedio de las n lecturas del grupo de dosímetros .

Este valor permite medir estadísticamente qué tanto se desvía una lectura de un dosimetro con respecto a la media del grupo (HA 93, SI 95, MU 95).

b) Los dosímetros fueron irradiados a diferentes dosis; la respuesta obtenida para cada dosimetro fue corregida por el factor FCE y promediada con la de los demás dosímetros para cada dosis aplicada. Las figuras 5.4-5.6 muestran el promedio de la respuesta de los dosímetros TLD-100 como función de la dosis absorbida para los grupos B, C y D, y obtenidos con 11, 16 y 18 dosímetros, respectivamente.

c) Para cada grupo de dosímetros se realizaron los pasos a) y b) teniendo finalmente la curvas de calibración que a continuación se muestran. Las curvas de calibración se ajustaron con el método de mínimos cuadrados, obteniéndose una ecuación lineal para cada curva que se presenta dentro de cada figura; además para cada ajuste se calculó el valor de las incertidumbres asociadas, para:

- la intersección de la recta resultante con el eje de las abscisas (δb) y
 - la pendiente (δm)
- para cada una de ellas (ver pies de figuras), dentro de un intervalo de confianza de un 5%, y se representan con las líneas punteadas en cada figura (KR 76, CA 91).

GRUPO B

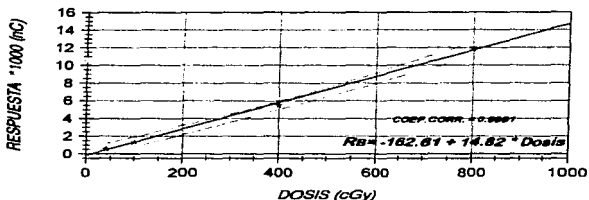


Figura 5.5

Curva de calibración (respuesta vs. dosis) para el grupo de dosímetros B (línea continua). Los valores de incertidumbre para la intersección de la recta con el eje de las abscisas, y la pendiente son: $\delta b = \pm 861.5$ y $\delta m = \pm 1.91$. Las líneas punteadas representan el corredor de errores para un intervalo de confianza de 5%.

GRUPO C

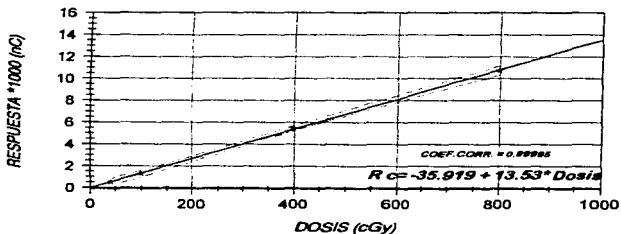
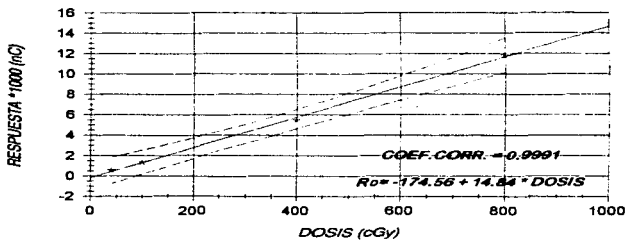


Figura 5.6

Curva de calibración (respuesta vs. dosis) para el grupo de dosímetros C (línea continua). Los valores de incertidumbre para la intersección de la recta con el eje de las abscisas, y la pendiente son: $\delta b = \pm 160.6$ y $\delta m = \pm 0.35$. Las líneas punteadas representan el corredor de errores para un intervalo de confianza de 5%.

GRUPO D



Curva de calibración (respuesta vs. dosis) para el grupo de dosímetros D (línea continua). Los valores de incertidumbre para la intersección de la recta con el eje de las abscisas, y la pendiente son: $\delta b = \pm 715.9$ y $\delta m = \pm 1.57$. Las líneas punteadas representan el corredor de errores para un intervalo de confianza de 5%.

Las figuras 5.5-5.7 no muestran las barras de desviación estándar en cada punto experimental, porque son del mismo tamaño o más pequeñas que los símbolos que la representan.

5.1 Dosimetría en un humanoide.

Para simular la forma en que la radiación incide en alguna zona del cuerpo humano, se utilizan fantomas. Estos se colocan en el haz de radiación, en forma idéntica a como se va a irradiar el paciente, y se mide la dosis de radiación absorbida en la zona de interés clínico. Esto permite optimizar los tratamientos terapéuticos. La dosimetría en esta tesis se realiza con ayuda del fantoma o humanoide Rando, versión femenina, que está construido a base de resinas que simulan tejido óseo, pulmonar y piel (visto a través de rayos-X); además, está seccionado en cortes transversales de 2.5 cm de espesor, que permiten seleccionar alguna región de interés clínico, para ubicar ciertos órganos que pudieran verse afectados por la radiación. Cada corte, a su vez, tiene pequeñas perforaciones de aproximadamente de 0.5 cm de diámetro y 2.45 cm de largo que vienen rellenas de parafina. Dentro de estos cilindros, se colocaron dosímetros TL de 6 mm de largo x 1 mm de radio, que a su vez estaban dentro de una cubierta plástica (para evitar posible contaminación con la parafina) de espesor despreciable, y se colocaron de acuerdo al siguiente arreglo :



Figura 5.7

Forma del arreglo experimental en que fueron colocados los dosímetros TL, para evitar posible contaminación durante la irradiación.

En cada perforación se colocó un par de dosímetros, con el fin de tener una lectura más confiable de la dosis en cada posición y teniéndolos bien identificados dentro de la cubierta como A y B respectivamente (A hacia los pies del fantoma, B hacia la cabeza del fantoma, de acuerdo con la figura 5.7). Se escogió una región del fantoma a nivel de pelvis, (corte 33 del fantoma) debido a que en esta zona anatómica se encuentra el útero, el cual es asiento del carcinoma cervicouterino, que en nuestro medio socioeconómico es el problema oncológico más frecuente. El cáncer cervicouterino, al igual que todas las neoplasias malignas, esta caracterizado por el crecimiento incontrolado de células anaplasicas (cambios en la estructura celular y en su orientación reciproca, caracterizado por la pérdida de diferenciación y la vuelta a una forma más primitiva), que tienden a invadir el tejido circundante y metastatizar a puntos distantes del organismo (MO 96). Entre las formas de tratamiento de esta enfermedad está la exposición a radiaciones ionizantes, la cual debe depositar cierta dosis a estas células, para producirles un daño destructivo. La dosis es calculada a la profundidad a la que está localizado el órgano afectado.

Existen técnicas ya establecidas para aplicar los campos de radiación a las zonas tumorales; una de ellas consiste en irradiar la zona del tumor con campos directos de tamaño de área $r \times r$, marcados sobre la superficie del paciente a una distancia fuente superficie de 80 cm.

La distancia fuente superficie (DFS) está establecida por las características del irradiador. Otra técnica es la llamada isocéntrica, en la que el tamaño de campo, de área $r \times r$, se fija a la distancia del radio de giro del equipo o isocentro (DFI= 80 cm), y en la cual el centro de un volumen tumoral (IC 50) que queda colocado en el isocentro del irradiador, recibe el 100% del porcentaje de dosis en profundidad, facilitando de esta forma aplicar varios campos de radiación sin cambiar la geometría del tratamiento; además utilizamos la función TAR, y la distancia fuente superficie es irrelevante para los cálculos de tiempo de irradiación

Las técnicas de irradiación que se utilizaron en esta tesis fueron :

- a) Campo directo con área de 100 cm^2 ($10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$), y DFS = 80 cm.
- b) Campo directo con área de 100 cm^2 ($10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$), y DFI = 80 cm y
- c) Técnica de caja que consiste en 4 campos directos y DFI = 80 cm.

A continuación se describirá completamente cada una de las técnicas mencionadas. El equipo de irradiación utilizado es el Terapia III del Hospital de Oncología, que es una unidad para teleterapia modelo CGR de G.E, que aloja en el cabezal una fuente de ^{60}Co ; la distancia de la fuente al centro de giro (DFI) es de 80 cm.

A. Dosimetría con campo directo y DFS = 80 cm.

Esta dosimetría se realizó irradiando una superficie de 100 cm^2 sobre el fantoma, con un tamaño de campo de $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$; la distancia fuente superficie fue de 80 cm (DFS=80 cm). Se colocaron 16 dosímetros TL, en parejas, sobre 8 puntos ubicados a diferentes profundidades, a lo largo de una línea sagital de la sección transversal del fantoma (corte 33), procurando que el eje central del haz coincidiera con la línea media. El objetivo de esta dosimetría fue medir la dosis que deposita el haz de radiación en profundidad, bajo las mismas condiciones en que se irradiaría un ser humano, una vez que se ha realizado la planeación de la distribución de dosis, utilizando el sistema de planeación.

Los valores del porcentaje de dosis en profundidad fueron obtenidos a través del sistema de cómputo Ulysse, para lo cual se digitalizó el contorno del corte del fantoma, incluyendo inhomogeneidades, dando como resultado las curvas de isodosis que se muestran en la figura 5.9, y los valores en la tabla I.

La medición de la tasa de dosis en el Terapia III, se realiza semestralmente con una cámara de ionización, siguiendo un protocolo establecido (TR 227). La tasa de dosis está referida al punto de máxima ionización en agua, y para un tamaño de campo de $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ y una DFS=80 cm. El día 25 de mayo de 1996, la tasa de dosis en agua era de:

$$D(0.5,10 \times 10,80) = 46.37 \frac{\text{cGy}}{\text{min}} \text{ --- } 5.2$$

y la dosis que se aplicó a los dosímetros TL fue de 200 cGy, a una profundidad de 7.9 cm. Esta dosis se eligió por ser la que los pacientes reciben en cada sesión cuando tienen padecimientos de cáncer ginecológico (la profundidad fue referida al punto 4 de la figura 5.8, donde se ubica el canal uterino). El tiempo para la irradiación fue calculado mediante la siguiente relación (JO 83, KH 94):

$$t = \frac{Dosis [cGy] \cdot 100}{\dot{D} \left[\frac{cGy}{min} \right] \cdot \% DP} \quad \underline{\quad 5.3}$$

para una profundidad de 7.9 cm y % DP= 65.1 valor tomado de la tabla 4.4, para un campo de 10 x 10 del (BJ 17), utilizando la ecuación anterior y el valor de la tasa de dosis se obtiene: $t = 6.62$ min.

Resultados:

La tabla I muestra los valores experimentales de la dosis absorbida medida con los dosímetros TLD-100, colocados en el corte 33 del fantoma Rando e irradiados con ^{60}Co , y el resultado de interpolar entre las curvas de isodosis, con la ecuación 5.4, obtenidas a través del programa Ulysse, para diferentes profundidades y puntos de ubicación. La primera columna muestra las posiciones de los puntos en donde fueron colocadas las parejas de dosímetros (en la figura 5.9 se aprecian los puntos en el corte 33 del fantoma); la segunda columna se refiere a la profundidad a la cual se colocaron, en la tercer columna se presentan los valores del porcentaje de dosis en profundidad calculados por el sistema Ulysse y en la cuarta columna los valores de las dosis interpolados entre las curvas de isodosis con los datos de la columna tres y la ecuación 5.4 (pie de página).

Tabla I

Dosis sobre el eje central del campo, para el corte 33 del fantoma Rando, calculados manualmente con las curvas de isodosis obtenidas a través del programa Ulysse.

		% DP	Dosis estimada por
1	3.45	86.45	265.6
2	4.9	79.29	243.6
3	6.45	71.83	220.7
4	7.9	65.1	200
5	9.45	58.65	180.2
6	11	52.5	161.3
7	12.45	47.41	145.6
8	14	42.4	130.3

En la tabla II se muestran los valores experimentales de la dosis absorbida medida con los dosímetros TLD-100, colocados en distintas posiciones del corte 33 del fantoma Rando, e irradiados con ^{60}Co . La primera columna indica las posiciones en que fueron colocados los dosímetros. En la figura 5.7 se muestra el dispositivo de irradiación de los dosímetros. Puede verse que para cada punto de interés se irradia una pareja de dosímetros, práctica común en radioterapia para prevenir la pérdida de la lectura. La lectura de ambos dosímetros debe ser igual o muy parecida en cada irradiación. La segunda columna muestra la dosis promedio del dosímetro A, evaluada a través de la lectura de la señal TL de 5 dosímetros leídos en irradiaciones independientes, utilizando la curva de calibración correspondiente para el dosímetro utilizado para la posición "A" del dispositivo de irradiación (figura 5.7). La tercer columna indica lo mismo que la segunda para la posición B, y la cuarta columna es el promedio de las dosis en A y B. La incertidumbre asociada a los valores de las columnas 2 y 3 incluye la correspondiente al lote de dosímetros y la generada por el procedimiento de irradiación. Y es la desviación del promedio de 5 medidas independientes.

³ La dosis estimada por interpolación es la que reciben los puntos 1,2,3...,8 tomando como base 200 cGy en el punto 4, y utilizando la siguiente relación :

$$DI = \frac{\% DP_i \cdot 200 \text{ cGy}}{\% DP_{(p=4)}} \cdot 5.4 \quad i=1,2,\dots,8$$

Tabla II

Dosis sobre el eje central del campo, para el corte 33 del fantoma Rando medida con dosímetros TLD-100, para las posiciones A y B (figura 5.8), irradiados con ^{60}Co .

	DOSIS POSICION A	DOSIS POSICION B	DOSIS POSICION A y B
1	258.3 ± 11%	260.9 ± 10.3%	259.6 ± 10.6%
2	228.2 ± 9.6%	226.4 ± 11.4%	227.3 ± 10.5%
3	207.4 ± 4.2%	210.5 ± 4.5%	208.9 ± 4.4%
4	209.4 ± 5.5%	210.9 ± 5.4%	210.2 ± 5.4%
5	182.1 ± 3.5%	172.8 ± 6.0%	177.4 ± 4.7%
6	162.8 ± 4.3%	152.1 ± 3.8%	157.4 ± 4.0%
7	156.8 ± 3.1%	153.9 ± 4.4%	155.4 ± 3.8%
8	124.4 ± 5.2%	127.4 ± 3.1%	126.4 ± 4.1%

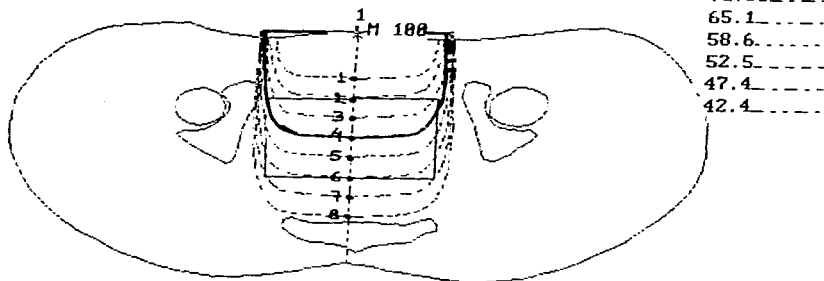


Figura 5.8

Representación gráfica de las curvas de isodosis en el corte 33, obtenidas del sistema Ulysse para técnica de campo directo y DFS = 80 cm. La curva continua representa el valor del porcentaje de dosis de 65.1%, que se deposita a la profundidad de 7.9 cm (punto 4).

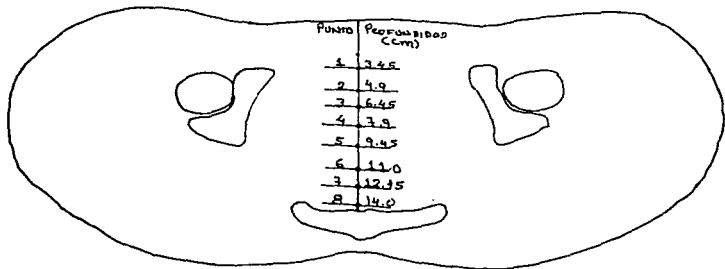


Figura 5.9

Ilustración de las posiciones, en el corte 33, en los que se colocaron los dosímetros TLD-100, para medir la dosis absorbida, utilizando tanto la técnica de campo directo a DFS= 80 cm, como la técnica isocéntrica.

La tabla III presenta la comparación entre los resultados de las tablas I y II, para cada uno de los puntos. Se observa en la columna cuatro la diferencia en porcentaje entre la dosis calculada con los resultados del programa Ulysse y los resultados experimentales obtenidos en las dosimetrías con TL, respecto de la medida.

Tabla III

Comparación entre los resultados obtenidos a través del sistema Ulysse (tabla I), y los experimentales con dosímetros TLD-100 (tabla II), para cada una de las posiciones de los dosímetros en el fantoma. Se muestra el porcentaje de diferencia entre la dosis interpolada y la medida respecto de la medida.

PUNTO	DOSIS INTERPOLADA (cGy)	DOSIS MEDIDA (cGy)	Diferencia (%)
1	265.6	259.6 ± 10.6%	-2.3
2	243.6	227.3 ± 10.5%	-7.2
3	220.7	208.9 ± 4.4%	-5.6
4	200	210.2 ± 5.4%	4.8
5	180.2	177.4 ± 4.7%	-1.6
6	161.3	157.4 ± 4.0%	-2.5
7	145.6	155.4 ± 3.8%	6.3
8	130.3	126.4 ± 4.1%	-3.1

Donde % diferencia se calculó utilizando:

$$\% \text{ diferencia} = \frac{D_{TLD} - D_{Ulysse}}{D_{TLD}} \times 100 \quad \underline{5.5}$$

B. Dosimetría con campo directo y técnica isocéntrica.

Esta dosimetría se realizó de misma forma que la anterior sólo que ahora para la irradiación se utilizó la técnica isocéntrica. Con esta técnica se espera que el 100% de la dosis aplicada se deposite en el centro. Para la irradiación se colocaron los dosímetros en el mismo corte (33) del fantoma cubriendo los 8 puntos a lo largo del eje del haz (ver fig. 5.9). La dosis aplicada fue de 200 cGy a una profundidad de 7.9 cm y la distancia fuente superficie para este caso fue de 72.1 cm ($DFS_1 = 72.1$ cm). La distribución de dosis para esta técnica está normalizada de tal forma que el 100% de la dosis prescrita se deposite en el centro. En la figura 5.10 se puede apreciar que en el punto 4 se ubica el centro, esto es, utilizando la DFS_1 y la profundidad: $DFI = DFS_1 + \text{prof} = 72.1 \text{ cm} + 7.9 \text{ cm} = 80 \text{ cm}$ (DFI es la distancia fuente superficie).

Los cálculos que se efectuaron para determinar el tiempo de irradiación, se muestran a continuación.

La tasa de dosis utilizada en el caso anterior para un tamaño de campo de 10 x 10 era de :

$$D = 4637 \frac{\text{cGy}}{\text{min}}$$

el día 25 de mayo de 1996

Para el día 10 de julio de 1996, fecha en que se realizó esta dosimetría, habían transcurrido 46 días; calculando el decaimiento, ec. 2.17, para el tiempo transcurrido, la tasa de dosis para esta última fecha era de:

$$D = 4556 \frac{\text{cGy}}{\text{min}} \quad \text{el día 10 de julio de 1996}$$

La tasa de dosis que se emplea para el cálculo de los tiempos de irradiación en la técnica isocéntrica, está referida al aire, para un tamaño de campo de 10 x 10 cm² en el isocentro; los resultados anteriores de la tasa de dosis están medidos en agua, para el mismo tamaño de campo pero referida al punto de máxima ionización, por tal razón la dosis en aire se puede calcular mediante la siguiente ecuación (KH 94):

$$\dot{D}_{\text{aire}} = \frac{\dot{D}}{\text{PSF}} \left(\frac{\text{DFI} + d_m}{\text{DFI}} \right)^2 \quad \text{--- 5.6}$$

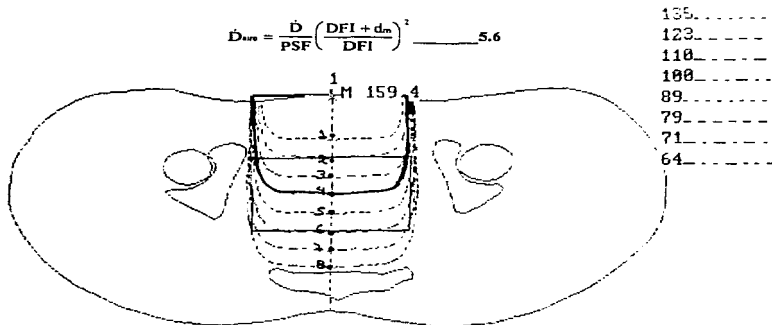


Figura 5.10

Representación gráfica de las curvas de isodosis en el corte 33, obtenidas del sistema Ulysse para técnica isocéntrica. La curva continua representa el valor de la isodosis del 100% que pasa por el isocentro (punto M).

donde: \dot{D} = tasa de dosis medida en agua a 0.5 cm de profundidad sobre el eje central y corregida por decaimiento.
 DFI= distancia fuente isocentro (80 cm).
 PSF= factor de dispersión o el valor del TAR en el punto de máxima dosis, para un tamaño de campo de 10 x 10, PSF= 1.035, (BJ 17)
 d_m = punto donde se tiene la máxima dosis en profundidad en agua (para el caso de ^{60}Co $d_m = 0.5$ cm).

en consecuencia:

$$\dot{D}_{\text{aire}} = \frac{45.56 [\text{cGy} / \text{min}]}{1.035} \left(\frac{80 [\text{cm}] + 0.5 [\text{cm}]}{80 [\text{cm}]} \right)^2$$

$$\dot{D}_{\text{aire}} = 44.57 \left[\frac{\text{cGy}}{\text{min}} \right]$$

el día 10 de julio de 1996.

El tiempo de irradiación necesario para aplicar 200 cGy al centro, que se ubicó a 7.9 cm de profundidad, está dado por:

$$t = \frac{D [\text{cGy}]}{\text{TAR}(r_x r_y, p) \cdot \dot{D}_{\text{aire}} (\text{cGy} / \text{min})}$$

donde:

$D = 200$ cGy dosis aplicada.
 $\text{TAR}(r_x r_y, p) = 0.784$ valor del TAR para campo de 10 x 10 cm² a 7.9 cm de profundidad (BJ 17).

$$\dot{D}_{\text{aire}} = 44.57 \left[\frac{\text{cGy}}{\text{min}} \right]$$

y se obtiene $t = 5.72$ min.

Los resultados de las predicciones con el sistema de planeación y los resultados del trabajo experimental, en la modalidad de técnica isocéntrica, se muestran en la tabla IV, en que la dosis es un promedio de 5 medidas independientes entre sí, con sus correspondiente incertidumbres.

Tabla IV

Comparación entre la dosis interpolada con las curvas de isodosis obtenidas a través del sistema de planeación Ulysse para técnica isocéntrica, y la correspondiente dosis medida experimentalmente con dosímetros TLD-100 (LiF), para 8 posiciones en el corte 33 de un fantoma Rando, irradiado con ^{60}Co .

Posición	Dosis Interpolada	Dosis Medida	Diferencia
1	299.4 ± 6.0%	270	9.81
2	252.9 ± 6.7%	246	2.7
3	235.0 ± 8.0%	220	6.38
4	210.0 ± 6.0%	200	4.76
5	196.4 ± 4.0%	178	9.37
6	165.9 ± 7.5%	158	4.76
7	156.5 ± 7.0%	142	9.26
8	140.8 ± 7.0%	128	9.09

C. Dosimetría con cuatro campos utilizando técnica isocéntrica.

En esta dosimetría de nuevo se utilizó la función TAR en el mismo corte anatómico, sólo que ahora se tiene la contribución de cuatro campos de radiación alternados, rotados respecto del ocentro. Estos campos son opuestos y paralelos entre sí; esto es, entre el campo 1 y el campo 2 hay un giro del cabezal de 180° y lo mismo sucede con los campos 3 y 4; los campos 1 y 3 son ortogonales y lo mismo ocurre con los campos 2 y 4 (ver figura 5.12). Este arreglo de campos de irradiación permite aplicar en el centro la dosis necesaria para erradicar tumores que se presentan en esta región anatómica, dañando lo menos posible los tejidos sanos ubicados en los caminos de los haces, puesto que la dosis queda repartida en los cuatro campos. La combinación de los cuatro campos de radiación da como resultado una distribución de dosis como lo muestra la figura 5.12. Los tratamientos que se dan a los pacientes utilizando este arreglo, en el Hospital de Oncología se conocen como técnica de caja, pues la forma de un ser humano se puede aproximar a una forma cilíndrica, en que el eje central coincide con el eje de giro del cabezal del irradiador. Las curvas de isodosis en el centro se aproximan a la forma de una caja. Para esta técnica se tiene parametrizada una distribución de isodosis del 370%, debida a la contribución de los cuatro campos, que quiere decir que el volumen tumoral queda dentro de la línea cerrada que representa en un plano la superficie de isodosis del 370%. Como se mencionó antes, se utilizó el mismo corte del fantoma pero se colocó una mayor cantidad de dosímetros. En esta ocasión se colocaron 30 dosímetros en 15 puntos, que abarcan lugares fuera del eje central del haz, con la idea de cubrir una sección transversal de un volumen tumoral ficticio, al cual se le aplicó una dosis

de 200 cGy en una sola sesión. Para esta dosimetría la dosis en el centro, formada por la contribución de los cuatro campos, será de 400%, en este lugar también se localizó el centro del volumen tumoral ficticio. Entonces, en la superficie de la isodosis del 370%, la dosis depositada tendrá un valor de 200 cGy, y un valor máximo de 216 cGy en la curva del 400%. Esto se calcula por una sencilla regla de tres. Para estimar los tiempos de irradiación en que se obtuvieron los resultados anteriores se consideró la contribución de los cuatro campos, esto es:

campo 1 a 0° y tamaño de campo de 15x15 cm²
 campo 2 a 180° y tamaño de campo de 15x15 cm²
 campo 3 a 90° y tamaño de campo de 10x15 cm²
 campo 4 a 270° y tamaño de campo de 10x15 cm²

El isocentro se fijó a 9.45 cm de profundidad tomando como referencia el haz que incide en el campo 1; la distancia fuente superficie fue de 70.55 cm. La tasa de dosis para este tamaño de campo en aire fue de:

$$D_{\text{aire}} = 48.71 \frac{\text{cGy}}{\text{min}}$$

el día 1 de marzo de 1996, y se obtuvo de la misma manera que en la sección anterior. Para los campos 3 y 4 la tasa de dosis en aire fue de:

$$D_{\text{aire}} = 47.77 \frac{\text{cGy}}{\text{min}}$$

Los tiempos de irradiación se calcularon en base a la siguiente relación, que considera las correcciones al tiempo de irradiación por TAR y porcentaje de la curva de isodosis

$$t = \frac{D(\text{cGy})}{\text{TAR}(r_{\text{XR}}, p) \cdot D_{\text{aire}} (\text{cGy} / \text{min}) \cdot \% \text{Curva Isodosis}} \cdot 100 \quad \underline{\underline{5.7}}$$

ajustando en la ecuación 4.8 $D(\text{cGy})=200$ para que la dosis de 200 cGy quedara depositada sobre la curva de isodosis del 370%; estos tiempos se obtuvieron para cada campo. Usando la ecuación anterior, los tiempos están en función del valor del TAR para cada tamaño de campo, en la profundidad correspondiente. Haciendo los cálculos se obtiene:

campo 1 (tiempo de irradiación) $t = 1.45$ min.
 campo 2 (tiempo de irradiación) $t = 1.35$ min.
 campo 3 y 4 (tiempo de irradiación) $t = 2.44$ min. (el tiempo es el mismo por ser campos idénticos).

Obsérvese que los tiempos para el campo 1 y 2 no son iguales; esto se debe a que cuando se gira el cabezal, la profundidad a la que se colocó el isocentro para el campo 1 no es la misma que para el campo 2. Esto no quiere decir que el isocentro sufra un desplazamiento del centro tumoral sino que los espesores de material son diferentes, lo que no ocurre con los campos 3 y 4 que tienen el mismo grosor entre la superficie y el tumor.

Resultados:

Se realizó una comparación entre los resultados de la dosis calculada con el sistema Ulysse, y los experimentales con TLD-100, y se obtuvo la siguiente tabla V:

Tabla V

En esta tabla se compara la dosis que se reciben en los puntos 1-15, del corte 33 del fantoma Rando, irradiados con rayos γ de ^{60}Co , cuando se interpolan con las curvas de isodosis obtenidas a través del sistema Ulysse, y las experimentales con dosímetros TL.

Punto	Dosis TLD	Dosis obtenida por Ulysse	Calcularla con Ulysse	Diferencia
1	163.60 \pm 16%	350	189.19	15.6
2	210.07 \pm 4.7%	386	208.6	-0.7
3	193.40 \pm 5.3%	384	207.6	7.34
4	194.90 \pm 4.9%	400	216.2	10.93
5	210.80 \pm 5.7%	405	218.9	3.84
6	169.4 \pm 19.3%	340	183.8	8.5
7	155.2 \pm 12.3%	340	183.8	18.43
8	223.40 \pm 4.2%	390	211.9	-5.15
9	214.70 \pm 6.0%	386	208.6	-2.84
10	218.00 \pm 6.5%	384	207.6	-4.77
11	213.50 \pm 4.5%	384	207.6	2.84
12	207.15 \pm 6.7%	384	207.6	0.22
13	232.80 \pm 3.0%	388	209.7	-9.92
14	221.00 \pm 5.6%	414	223.8	1.27
15	216.12 \pm 5.4%	410	221.6	2.53

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

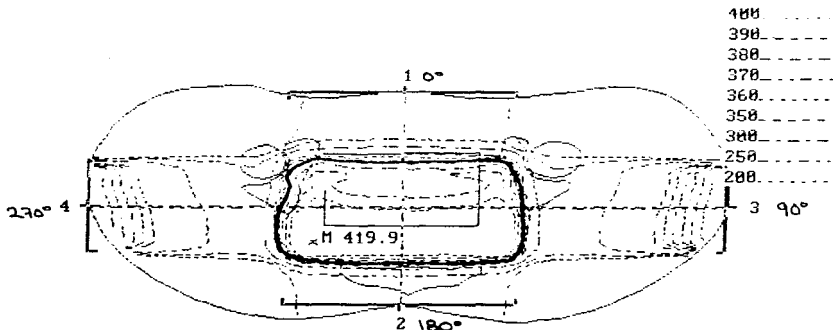


Figura 5.11
 Representación gráfica de las curvas de isodosi en el corte 33, obtenidas del sistema Ulysse para técnica isocéntrica con 4 campos.

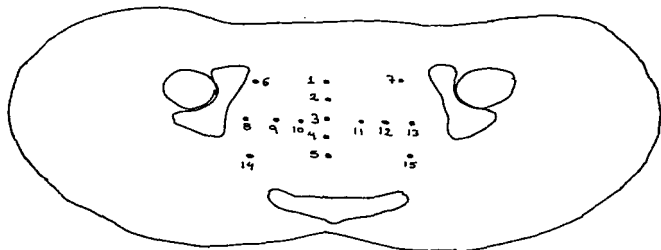


Figura 5.12
 Ilustración de las posiciones del corte 33 del fantoma Rando donde se colocaron los dosímetros para irradiar con ^{60}Co , utilizando la técnica isocéntrica de 4 campos.

CAPITULO SEIS

Comentarios y Conclusiones

Comentarios

- Dosimetría con campo directo y $DFS = 80$ cm

Para la técnica DFS, tabla III, figura 5.8, puede apreciarse que la diferencia porcentual máxima entre la dosis interpolada con las curvas de isodosis obtenidas con el sistema Ulysse y la dosimetría medida experimentalmente, con los dosímetros termoluminiscentes, para el corte 33, en el fantoma Rando, irradiado con ^{60}Co es de 7%. Sin embargo la dispersión máxima del promedio de la dosis medida es aproximadamente 11%. Por lo tanto, la precisión del método no permite distinguir entre los valores calculados y los valores medidos.

- Dosimetría con campo directo y técnica isocéntrica

Para la técnica isocéntrica, tabla IV, figura 5.10, puede verse que la diferencia porcentual máxima entre la dosis interpolada con las curvas de isodosis obtenidas con el sistema Ulysse y la dosimetría medida experimentalmente con dosímetros termoluminiscentes, para el corte 33, en el fantoma Rando, irradiados con ^{60}Co es un 10%, que es aproximadamente del mismo orden que la precisión en las medidas.

- Dosimetría con cuatro campos utilizando técnica isocéntrica

Para técnica isocéntrica, tabla V, figura 5.11, puede verse que la diferencia porcentual máxima entre la dosis interpolada con las curvas de isodosis obtenidas con el sistema Ulysse y la dosimetría medida experimentalmente con los dosímetros termoluminiscentes para el corte 33, en el fantoma Rando irradiados con ^{60}Co es de un 10% aproximadamente, excepto para tres puntos (punto 1,6 y 7 de la figura 5.12), de los que se hablará mas adelante. Esto es comparable con la precisión de las medidas correspondientes.

La desviación del promedio de la dosis calculada a través de 5 lecturas independientes para los puntos, 1,6 y 7 es alta comparada con los restantes. Una posible explicación de esta irregularidad es que cualquier posible corrimiento en la posición del dosímetro dentro del fantoma resulta crítica, porque existe un gradiente de dosis muy alto en esa zona, debido a que la contribución de los cuatro campos se suma y se traslapa. Así, si hay un desplazamiento pequeño en la colocación del fantoma, o una diferencia mínima en la colocación de cada uno de los 5 dosímetros en cada una de las medidas independientes, la diferencia en la dosis absorbida será importante.

Conclusión

Se concluye que el sistema Ulysse predice aceptablemente la medida experimental de la dosis, excepto en el caso más complejo de técnica isocéntrica de 4 campos en que se detectaron discrepancias hasta del 18% entre la dosis calculada por el programa y la medida con los dosímetros TL. Como ya se mencionó en el párrafo anterior, es posible que diferencias muy pequeñas en la posición de los dosímetros resulten en grandes diferencias en la dosis absorbida para la técnica isocéntrica de 4 campos. En los mismos campos geométricos se obtienen dispersiones hasta del 20% en la medida experimental de la dosis. La imprecisión en la medida de la dosis para estos casos puntuales no depende tanto de la bondad de los sistemas de planeación y medición usados sino es una consecuencia real de la aplicación de la técnica de 4 campos. Ya se explicó el problema experimental en los puntos 1,6 y 7. Por otro lado el sistema de planeación Ulysse no predice con precisión el gradiente de dosis que existe en la zona donde se traslapan los bordes de los campos. Por lo tanto las diferencias experimentales y de colocación en estos puntos requieren una comparación cuantitativa más precisa. Esto implica que no se va a poder determinar con una precisión menor del 20%, la dosis recibida por los tejidos sanos situados en las líneas de unión de los dos campos. Este aspecto se trata en el trabajo de Dunsconber et al. (DU 95), en el que hacen medidas de estos gradientes.

Aún con esta desventajas, el tratamiento de 4 campos presenta ventajas de protección a los tejidos sanos respecto del tratamiento de un campo. Generalmente se considera aceptable en tratamientos de radioterapia una dosis a tejido sano que excede en 7% a la dosis que se aplica al tumor, como máximo y que sea menor que un 5% como mínimo (IC 50).

Una limitación del sistema de planeación Ulysse es que no es capaz de calcular la dosis absoluta en cada punto sino sólo las curvas de isodosis, a los que hay que asociar la dosis interpolada manualmente con la técnica respectiva. Sin embargo el ahorro de tiempo, la disminución de la probabilidad cometer errores en el cálculo de isodosis manualmente y capacidad de predecir los valores experimentales dentro de un 10%, para la mayoría de los casos, lo cierto es una herramienta muy útil para la práctica de la radioterapia. Definitivamente es un apoyo y no un sustituto de la medición pero si hubiera una discrepancia mayor del 15% entre la predicción y la medida, sería una señal de que algo está fuera de control.

Concluimos que, dentro de los límites experimentales de este trabajo, el sistema Ulysse es una herramienta valiosa en la predicción de las distribuciones de dosis para radioterapia.

Apéndice 1

La cámara de ionización es un instrumento empleado para medir exposición. Generalmente es usada como instrumento de medición primario, y utilizada como referencia para calibrar instrumentos de campo o secundarios. También existen instrumentos que se usan como detectores secundarios, debidamente calibrados contra un primario. Una cámara de ionización de aire libre, se representa en la figura A.1. Un haz de rayos X se origina en el punto S y es colimado por los diafragmas en D. El haz pasa entre dos placas paralelas. Se aplica un alto voltaje entre las placas para coleccionar los iones que se produjeron por efecto de la interacción de la radiación con el aire que se encuentra entre las placas. Los iones son colectados en el volumen "sensible" delimitado por el cono truncado limitado por el haz de radiación y los extremos de la placa coleccionadora. Para propósitos del cálculo del área, el volumen sensible se aproxima a un cilindro cuya base es el área a la mitad de la altura del cono.

El haz de rayos X, ó de partículas gamma, incide en el aire ionizando los átomos, por efecto fotoeléctrico, Compton o producción de pares. Los electrones producidos son capaces, a su vez, de producir ionizaciones a lo largo de sus caminos hasta frenar totalmente. Ahora, debido al campo eléctrico producido por la diferencia de potencial que se le aplica a las placas colectoras, las cargas positivas se mueven hacia la placa negativa y las negativas hacia la placa positiva. De esta forma se genera una corriente que es medida con un electrómetro. Los electrones liberados gastan su energía al producir ionización. El equilibrio de partícula cargada se logra rodeando el volumen sensible con un grosor de aire igual al alcance de los electrones secundarios más energéticos.

La exposición, de acuerdo a la sección 3.0 D, se definió como: $X = \frac{dQ}{dm}$;

ahora, considerando a ΔQ como la carga colectada, en Coulombs, y ρ la densidad del aire, en kg/m^3 , entonces la exposición en el punto p de la figura A.1 es:

$$X_p = \frac{\Delta Q}{\rho \cdot A_p \cdot L} \quad \text{--- A.1}$$

donde:

L = separación entre las líneas de fuerza de los extremos de las placas.

A_p = área de un corte transversal.

La conversión de exposición a dosis (sección 3.2A), requiere de algunas correcciones, que son debidas a:

- atenuación en aire
- recombinación de iones
- efectos de temperatura, presión y humedad en la densidad del aire
- ionización producida por radiación dispersa.

La medición de la exposición no es práctica para haces de rayos X de altas energías, pues a medida que aumenta la energía de los fotones también aumenta la de los electrones

liberados, y en consecuencia el alcance de éstos es mayor. Esto provocaría que se aumente la separación de las placas colectoras para poder tener condición de equilibrio electrónico. Sin embargo, la excesiva separación crea problemas de uniformidad del campo eléctrico y una mayor recombinación de iones; por esta razón, la medición de la exposición sólo se realiza a energías inferiores a 3 MeV.

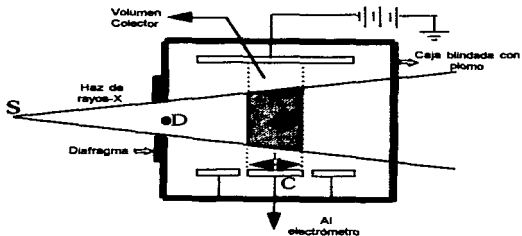


Figura A.1

Cámara de ionización de aire libre.

En la actualidad existen cámaras que permiten medir radiación directa o indirectamente ionizante de alta energía; la cámara viene acoplada a un sistema de medición conocido como electrómetro. Al conjunto de cámara de ionización y electrómetro se le conoce como *dosímetro*. El *dosímetro* es calibrado previamente en un laboratorio de dosimetría

secundario; el proceso de calibración consiste en comparar lecturas que se obtienen con el dosímetro a calibrar cuando se expone a un haz de radiación, con las de un dosímetro calibrado en un laboratorio de dosimetría primaria. Las lecturas obtenidas de ambos dosímetros se relacionan con el valor de la exposición a la cual fueron expuestos, obteniendo un factor de calibración que determina: la exposición del dosímetro por la escala de la lectura correspondiente, dado por la siguiente expresión:

$$N_x = \frac{X}{L}$$

La cámara de ionización mide exposición (ecuación 3.11). Si se desea conocer dosis absorbida en aire, y se irradia bajo régimen de EPC, puede calcularse la dosis a partir del valor de la exposición, usando la ecuación 3.24. Si la cámara cumple con las condiciones de Bragg-Gray por la energía de la radiación que se va a medir puede calcularse la dosis en agua conociendo la dosis en aire, usando la ecuación 3.28. Así, puede obtenerse un relación que permite calcular la dosis en agua, partiendo de medidas de exposición.

La ecuación siguiente permite calcular dosis en agua y es el resultado de aplicar las ecuaciones 3.11, 3.24 y 3.28, además de factores de corrección que están asociados a la cámara de ionización que viene acoplada al *dosímetro* (TR 227).

$$D_{\text{agua}} = L \cdot N_D \cdot (S_{\text{agua,aire}}) \cdot P_u \cdot P_d \quad \text{--- A.2}$$

donde:

L es la lectura del electrómetro

N_D es el factor de calibración de dosis absorbida en aire de la cámara de ionización y se obtiene a través del factor N_x .

$S_{\text{agua,aire}}$ es el cociente entre el poder de frenado en aire y agua para los electrones secundarios generados por la radiación

P_u es el factor de corrección por punto efectivo de medición de la cámara

P_d factor de corrección por fuga de saturación en la colección de cargas por la cámara de ionización

Las medidas realizadas con la cámara de ionización que se usó en esta tesis (Farmer de 0.6 cm³), que es una consideración de Bragg-Gray para fotones de ⁶⁰Co, y la aplicación de la ecuación A.2, permitieron calibrar el haz de ⁶⁰Co del irradiador que se usó en esta tesis. La incertidumbre en la medida de la dosis absorbida es aproximadamente de 1%.

* Detalles más precisos sobre el procedimiento para obtener los factores N_D , P_u y P_d , pueden encontrarse en (TR 227).

Bibliografía

REFERENCIAS EMPLEADAS EN TRABAJO DE TESIS

- {AN 76} DAVID W. ANDERSON
Conversion from exposure to dose for megavoltage beams under 3 MeV.
Phys. Med. Biol. 1976, vol. 21 no 4 524-529.
- {AT 86} FRANK HERBERT ATTIX
Introduction to radiological physics and radiation dosimetry
John Wiley & Sons 1986.
- {BA 64} BATHO, H.F.,
Lung corrections in cobalt 60 beams therapy
Can Ass Radiol 15 :79, 1964
- {BJ 17} BRITISH JOURNAL OF RADIOLOGY SUPPLEMENT No 17
Central axis depth dose data for use in radiotherapy
British Institute of Radiology London 1983
- {BL 83} NORMAN M. BLEEHEW, ELI GLATSTEIN
Radiation therapy planning
Marcel Dekker 1983.
- {CA 81} K J CASSELL, PAULINE A HOBDAV, R. P. PARKER
The implementation of a generalized Batho inhomogeneity correction for radiotherapy planning with direct use of CT numbers.
Phys. Med. Biol. 1981, vol. 26 no. 4 825-833.
- {CA 91} ROLAND CAULCUTT
Statistics in research and development
Second Edition 1991, Chapman & Hall
- {DO 92} JANE DOBBS, ANN BARRETT, DANIEL ASH
Practical radiotherapy planning.
2da. Edition Edward Arnold 1992
London Melbourne 4 Vckland.
- {DU 95} DUNSCOMBE, PETER
Anthropomorphic phantom measurements for the validation of a treatment planning system.
Med. Phys. 41 (5), Nov 1995 399-411.
- {GO 85} MICHAEL GOITEIN
Calculation of the uncertainty in the dose delivered during radiation therapy.
Med. Phys. 12 (5), sep/oct. 1985 608-612

- [HA 93] HARSHAW BICRON RADIATION MEASUREMENT PRODUCTS
Model 3500 manual tld reader user's manual
Publication no 3500-o-u-0793-005. July 30, 1993.
- [HO 81] Y S. HOROWITZ
The theoretical and microdosimetric basis of thermoluminescence and applications to dosimetry.
Phys Med Biol. 1981, vol. 26 no. 4 765-824.
- [IC 24] ICRU REPORT 24
Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of X or gamma rays in radiotherapy procedures.
International Commission on Radiation Units and Measurements.
- [IC 42] ICRU REPORT 42
Use of computers in external beam radiotherapy procedures with high-energy photons and electrons.
International Commission on Radiation Units and Measurements.
- [IC 50] ICRU REPORT 50
Prescribing, recording and reporting photon beam therapy
International Commission on Radiation Units and Measurements.
- [JO 53] JOHNS, H.E., G. F. WHITMORE, T. A. WATSON, F.H. UMBERG
A system of dosimetry for rotation therapy with typical rotation distributions.
J Can Assoc Radiol 4 :1,1953
- [JO 58] JOHNS, H.E., W. R. BRUCE, W.B. REID
The dependence of depth dose on focal skin distance.
Br. J Radiol 31 :254, 1958
- [JO 83] HAROLD ELFORD JOHNS, JOHN ROBERT CUNNINGHAM
The physics of radiology
Fourth edition 1983
Charles C. Thomas Publisher.
- [KH 94] FAIZ M. KHAN
The physics of radiation therapy
Second edition, 1994
Williams & Wilkins.
- [KR 76] ERWIN KREYSZIG
Introducción a la estadística matemática principios y métodos.
Ed. Limusa 1976.
- [KU 94] GERALD J. KUTCHER, LAWRENCE
Comprehensive QA for radiation oncology: report of AAPM radiation therapy committee task group 40
Med. Phys. 21 (4), april 1994.
- [LA 76] W.A. LANG MEAD, M. SC. AND B.F. WALL.
A TLD system based on lithium borate for the measurement of doses to patients undergoing medical irradiation
Phys. Med. Biol. 1976, vol. 21 no.1 39-51

- {MU 95} J. L. MUÑIZ, A. DELGADO, J.M. GOMEZ ROS AND A. BROSED
*Application of glow curve analysis methods to
 radiotherapy mailed dosimetry with LiF TLD-100*
 Phys. Med. Biol. 40 (1995) 253-268.
- {MO 96} MOSBY
Diccionario de medicina
 Grupo Editorial Océano, Barcelona España 1996.
- {OB 80} OBERHOFER AND A SCHARMANN
Applied thermoluminescence dosimetry.
ISPR COURSES
 Published for the Commission of the European
 Communities by Adam Hilger Ltd, Bristol 1980
- {PA 88} GUY PAIÉ
Ionizing radiation: protection and dosimetry
 CRC Press, Inc. 1988
- {RA 76} D.E. RAESIDE
Monte Carlo principles and applications
 Phys. Med. Biol. 1976, vol. 21 no 1 181-197.
- {RE 76} A. T. REDPATH, B.L. VICKERY, D. H. WRIGHT
*A new technique for radiotherapy planning using
 Quadratic programming.*
 Phys. Med. Biol. 1976, vol. 21 no 5 781-791.
- {SE 84} SOCIEDAD ESPAÑOLA DE FISICA MEDICA
*Procedimientos recomendados para la dosimetría de fotones y
 electrones de energías comprendidas entre 1 MeV y 50 MeV en
 radioterapia de haces externos.*
 SEFM No. 1-1984
- {SH 81 a} P.C. SHRIMPTON, B F WALL AND ESFISHER
*The tissue-equivalence of the Alderson rando anthropomorphic
 phantom for X-rays of diagnostic qualities.*
 Phys. Med. Biol. 1981, vol. 26 no. 1 133-139.
- {SH 81 b} P.C. SHRIMPTON
*Electron density values of various human tissues:
 in vitro Compton scatter measurements and calculated
 ranges.*
 Phys. Med. Biol. 1981, vol. 26 no 5 907-911.
- {SI 96} ROBERT W. SIMPKINS, KIMBERLLE J. KEARFOTT
*The minimum number of observations necessary to
 develop and average thermoluminescent dosimeter
 element correction factor.*
 Radiation protection management vol. 13 no. 6 november/december
 1996.

- {TH 76} ANN M. THOMPSON,
*A nomogram for estimation of an average tissue-air ratio for
rotation therapy planning.*
Phys. Med. Biol. 1976, vol. 21 no 1 147-149.
- {TR 109} TECHNICAL REPORTS SERIES No.109
Personnel dosimetry system for external radiation exposures
International Atomic Energy Agency Vienna, 1970
- {TR 227} TECHNICAL REPORTS SERIES No.227
*Absorbed dose determination in photon and electron beams
an international code of practice*
International Atomic Energy Agency Vienna, 1987
- {TR 644} WORLD HEALTH ORGANIZATION TECHNICAL REPORT
SERIES 644
Optimization of radiotherapy World Health Organization 1980.
- {ZA 94} ZARATE MORALES ADOLFO
*Medición de la radiación ambiental en el D.F. utilizando
dosímetros termoluminiscentes*
Tesis de licenciatura (Física) Fac. de Ciencias UNAM 1994.