

41

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

"DETERMINACION DE LA TASA DE DOSIS PARA CAMPOS  
IRREGULARES EN UNIDADES DE COBALTO EN  
TELETERAPIA"

**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 :

**GUSTAVO MONTALVO RAMIREZ**

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

DIRECTOR DE TESIS: **DR. C. ADOLFO ZARATE MORALES**

DIVISION DE ESTUDIOS PROFESIONALES



MEXICO, D.F.

FACULTAD DE CIENCIAS  
SECCION ESCOLAR

2002





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.



entregado a la Dirección General de Bibliotecas de UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Gustavo Montalvo Ramírez

FECHA: 14 NOVIEMBRE 2002

FIRMA: [Firma manuscrita]

**M. EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA**

Jefa de la División de Estudios Profesionales de la Facultad de Ciencias  
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:

"Determinación de la tasa de dosis para camos irregulares en unidades de cobalto en teleterapia"

realizado por Montalvo Ramírez Gustavo

con número de cuenta 9455738-9 , quién cubrió los créditos de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

M. EN C. ADOLFO ZARATE MORALES

Propietario

DRA. MARIA ISABEL GAMBOA DE BUEN

Propietario

M. EN C. ALICIA ZARZOSA PEREZ

Suplente

M. EN C. ANA ELENA BUENFIN BURGOS

Suplente

M. EN C. CESAR GUSTAVO TREJO RUIZ

*[Firma manuscrita]*  
*[Firma manuscrita]*  
*[Firma manuscrita]*  
*[Firma manuscrita]*  
*[Firma manuscrita]*

Consejo Departamental de Física

[Firma manuscrita]  
DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE  
Coordinadora de Licenciatura



**Esta tesis está dedicada a mi adorada Marina del Carmen, y a mis inquietos angelitos Daira y Gustavito**

**A mis padres, por toda la lucha y el esfuerzo dedicado.  
A mis abuelos y tíos, por su confianza.  
A mis hermanas:**

**Rosa Isela  
Elizabeth  
Guadalupe**

**Para que sigan forjando un futuro venidero.**

**A todos mis amigos y compañeros de toda la vida**

**A todos mis compañeros del Departamento de Física Médica del  
Instituto Nacional de Cancerología**

*"Nunca consideres el estudio como una obligación, sino como una oportunidad para  
penetrar en el bello y maravilloso mundo del saber"*

*Albert Einstein*

## **AGRADECIMIENTOS**

**Agradezco a la Dra. Isabel Gamboa de Buen, por haber asesorado durante todo el tiempo que duro la elaboración de este trabajo de tesis y por ser una gran amiga.**

**Agradezco al M. en C. Adolfo Zárate Morales, por haber dirigido este trabajo de tesis.**

**Al M. en C. César G. Ruiz Trejo, a la M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos y a la M. en C. Alicia Zarzosa Pérez, por sus valiosos comentarios y sugerencias que enriquecieron la tesis.**

**Al Fis. Miguel Angel Pérez Pastenes, por haber brindado la oportunidad de integrarme al departamento de Física Médica del Instituto Nacional de Cancerología y por haber sugerido el trabajo de tesis.**

**Al Instituto Nacional de Cancerología, al departamento de Física Médica por permitirme el uso de su equipo e instalaciones para el desarrollo de esta tesis.**

## INDICE GENERAL

### CAPITULO UNO

#### TELETERAPIA

1.1 Introducción.....	1
-----------------------	---

### CAPITULO DOS

#### INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA

2.1 Radiación electromagnética .....	3
2.1.1 Efecto fotoeléctrico.....	5
2.1.2 Efecto Compton.....	7
2.1.2.1 Dependencia del efecto Compton con la energía y número atómico.....	8
2.1.3 Producción de pares.....	10
2.1.4 Coeficiente de atenuación.....	11
2.1.5 Capa hemirreductora (CHR).....	12
2.1.6 Coeficiente de transferencia de energía.....	12
2.1.7 Coeficiente de absorción de energía.....	12
2.2 Partículas cargadas.....	13
2.2.1 Pérdida de energía de los electrones.....	14

### CAPITULO TRES

#### DOSIMETRIA

3.1 Dosis.....	15
3.2 Equilibrio de partícula cargada.....	15
3.3 Exposición.....	16
3.4 Relación entre kerma, exposición y dosis absorbida.....	17
3.4.1 Exposición y kerma.....	18
3.4.2 Dosis absorbida y kerma.....	19
3.4.3 Cálculo de la dosis absorbida a partir de la exposición.....	20
3.5 Cámara de ionización en aire libre.....	21
3.6 Teoría de cavidades (relación de Bragg-Gray).....	23

### CAPITULO CUATRO

#### DOSIMETRIA CLINICA

4.1 Distribución de dosis a profundidad.....	24
4.2 Porcentaje de dosis a profundidad.....	24
4.3 Razón tejido-aire (TAR).....	25
4.3.1 Efecto de la distancia de la fuente al punto irradiado en la TAR.....	26
4.4 Variación de la TAR con la energía, la profundidad y el tamaño del campo.....	26
4.5 Factor de dispersión pico (PSF).....	27
4.6 Curva de isodosos.....	28

## CAPITULO CINCO

### CALCULO DE LA RAPIDEZ DE DOSIS DE ACUERDO CON EL REPORTE TECNICO No. 277 DE LA OIEA

5.1 Sistema de medida de dosis.....	32
5.1.1 Características de la cámara de ionización.....	32
5.2 Electrómetro.....	34
5.3 Fantoma.....	34
5.4 Geometría del haz de radiación.....	35
5.4.1 Alineación y posición del haz.....	36
5.5 Determinación de la dosis absorbida en agua.....	39
5.5.1 Condiciones de referencia y factores de corrección.....	39
5.6 Determinación de la dosis absorbida en condiciones de referencia.....	43
5.7 Formulario para calcular la dosis absorbida en agua en las condiciones de referencia usando haces de fotones de <sup>60</sup> Co.....	44

## CAPITULO SEIS

### METODOS PARA LA OBTENCION DEL CAMPO CUADRADO EQUIVALENTE

6.1 El concepto de campos cuadrados equivalentes.....	49
6.2 Método del cuadrado equivalente.....	50
6.2.1 Método del área/perímetro.....	51
6.3 Método de Clarkson.....	52
6.4 Obtención del campo cuadrado equivalente a partir de la medida de la dosis.....	55

## CAPITULO SIETE

### DESARROLLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

7.1 Equipo utilizado.....	56
7.2 Fabricación de las protecciones de cerrobend.....	57
7.2.1 Divergencia de la protección.....	58
7.3 Montaje del equipo de dosimetría.....	60
7.4 Procedimiento para el cálculo de la rapidez de dosis.....	62
7.5 Aplicación en tratamiento de cáncer cervicouterino (CA CU).....	64
7.6 Aplicación en tratamiento de cáncer en cerebro o cabeza.....	65
7.7 Resultados.....	66
7.8 Conclusiones.....	74
Apéndice I.....	76
Apéndice II.....	77
Apéndice III.....	78
Referencias.....	79

## CAPITULO UNO

### TELETERAPIA

#### 1.1 INTRODUCCION

Los radionúclidos tales como el Radio-226, Cesio-137 y Cobalto-60 se han utilizado como fuentes de rayos  $\gamma$  para teleterapia<sup>1</sup>. Estos rayos  $\gamma$  son emitidos por los radionúclidos debido a que sufren una desintegración radiactiva; de todos los radionúclidos, el Cobalto-60 es el más utilizado para la teleterapia. La razón de esta selección sobre el Radio y el Cesio es que tiene la actividad específica más alta posible (Ci/g) y la más alta energía promedio de fotones. Estas características para los tres radionúclidos se comparan en la Tabla 1.1. Además de que el Radio presenta mayor autoabsorción y producirlo tiene un costo muy elevado comparado con el Cesio-137 y el Cobalto-60.

Tabla 1.1. CARACTERISTICAS DE LAS FUENTES USADAS EN TELETERAPIA

Radionúclido	Vida Media (Años)	Energía de de los rayos $\gamma$ MeV	Valor $\dot{F}$ <sup>2</sup> $\left(\frac{\text{Rm}^2}{\text{ch}}\right)$	Actividad específica alcanzada en la práctica (Ci/g)
Radio-226 Filtrado con 0.5 mm de platino	1622	0.83 (Prom)	0.825	~0.98
Cesio-137	30.0	0.66	0.326	~50
Cobalto-60	5.26	1.17, 1.33	1.30	~200

La terapia de radiación para enfermedades malignas y benignas es técnicamente difícil y potencialmente peligrosa: una de las obligaciones de los médicos radioterapeutas es optimizar el tratamiento, entregando la dosis de radiación adecuada al volumen indicado y minimizar la dosis de la estructura normal que no se requiere irradiar. Para alcanzar esta meta en el proceso del tratamiento se requiere de la simulación, planeación del tratamiento y colocación del paciente, así como del cálculo preciso de la dosis.

La necesidad principal de realizar esta tesis surgió de observar la gran incertidumbre que se tiene en todo el proceso de planeación para la terapia con radiación ionizante. Desde el momento en que el médico inicia la auscultación del paciente, se inicia la planeación médica y, de acuerdo con la Comisión Regulatoria Nuclear (CRN) para el programa de control de calidad en el tratamiento del cáncer, se establece que la planeación médica y la planeación física no deben diferir más del 3% en las medidas realizadas para la obtención del tamaño de la zona o volumen de tratamiento (volumen blanco<sup>3</sup> y volumen tumoral) y los cálculos óptimos de la dosimetría en la planeación física. Es un hecho que la colocación del paciente realizada por los técnicos radioterapeutas es donde se lleva la mayor parte de la incertidumbre, por la dificultad que se

1 Teleterapia es un término general aplicado a tratamientos con haces externos en los cuales las fuentes de radiación están a una gran distancia (100 cm) del paciente.

2 Constante de la rapidez de exposición ( $\dot{F}$ ). Para un alto valor de ( $\dot{F}$ ), alto será la rapidez de exposición en la salida del haz de radiación de la fuente utilizada en teleterapia.

3 El volumen blanco consiste del área donde se tiene el tumor demostrado y éste requiere ser irradiado a una dosis absorbida específica.

presenta al colocar al paciente exactamente en la misma posición y en las condiciones con las que se hizo la simulación. La CRN establece que la posición del paciente no debe diferir del 2% con respecto a la posición óptima. Una vez que se consiga no rebasar estos límites tendremos un tratamiento de excelente calidad.

En la práctica nos damos cuenta de que para alcanzar este propósito, se requiere que en la planeación física de aquellos tratamientos en los que es necesario proteger órganos que no requieren ser irradiados, se considere la reducción del campo debido a las protecciones ya que podría ser contraproducente.

Los campos<sup>4</sup> que se utilizan en teleterapia son rectangulares pero al momento de proteger aquellos órganos que no son materia de irradiación, estos campos toman una forma irregular y, además, son reducidos. Algunos médicos no tomando en cuenta esta situación, realizan los cálculos para los campos rectangulares abiertos, es decir, sin protecciones; otros dicen que, efectivamente, al colocar las protecciones se reduce el campo y el cálculo que realizan es ver cuanto se reduce en área para luego adaptarlo a un campo cuadrado equivalente<sup>5</sup>

Es por eso que el Departamento de Física del Instituto Nacional de Cancerología brindó todo el apoyo para realizar este proyecto, con la finalidad de encontrar la mejor opción del planteamiento antes mencionado y con la posibilidad de encontrar alternativas para garantizar una mejor calidad en la aplicación de haz de radiación en la región de interés en el paciente.

El objetivo principal de esta tesis consiste en determinar la dependencia de la irregularidad de los campos, para tratamientos personalizados, con la rapidez de dosis suministrada al paciente en la región de interés y encontrar en qué casos el comportamiento de la rapidez de dosis para ciertos tratamientos se puede generalizar. Para ello se realizaron mediciones de la rapidez de dosis del equipo de teleterapia de <sup>60</sup>Co (Theratron 1000) del Instituto Nacional de Cancerología con un equipo dosimétrico con la confiabilidad requerida.

En el capítulo uno se da una pequeña introducción a la teleterapia, así como, de las fuentes utilizadas para su aplicación y la problemática de la misma, en el capítulo dos se describen los conceptos básicos de la interacción de la radiación electromagnética con la materia, mencionando las cantidades que describen un haz de radiación. En el capítulo tres se definen los conceptos básicos que se utilizan en la dosimetría, como dosis y kerma con sus respectivas unidades, 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 describen los sistemas de medición de la radiación ionizante como lo es la cámara de ionización. En el capítulo cuatro se describen los conceptos que forman la base de la dosimetría clínica. En el capítulo cinco se hace mención del protocolo que se utilizó para la realización de las medidas de la rapidez de dosis. En el capítulo seis se muestra los métodos utilizados para la obtención del campo cuadrado equivalente. Finalmente en el capítulo siete se muestra el desarrollo experimental y los resultados que se obtuvieron a través de la dosimetría comparados con los resultados que se obtuvieron con los dos métodos frecuentemente encontrados en la literatura por reducción en área y por el método de Clarkson.

---

<sup>4</sup> El campo es el área formada por los colinadores en la salida del haz de radiación para un tratamiento determinado.

<sup>5</sup> Un campo cuadrado equivalente es un campo cuadrado formado de aproximar los valores del porcentaje de dosis obtenidos de un campo irregular.

## CAPITULO DOS

### INTERACCION DE LA RADIACION ELECTROMAGNETICA CON LA MATERIA

#### 2.1 RADIACION ELECTROMAGNETICA

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

- los rayos  $\gamma$ , que son radiaciones electromagnéticas que acompañan a las transiciones nucleares; cuando un núcleo está en un estado excitado, éste puede decaer rápidamente a su estado base a través de la emisión de uno o varios rayos  $\gamma$ , los cuales son fotones de radiación electromagnética como los rayos X o luz visible. Los rayos  $\gamma$  tienen energías típicas en el intervalo de 0.1 a 10 MeV, características de la diferencia de energía entre los estados nucleares, y sus correspondientes longitudes de onda entre 10<sup>4</sup> y 100 fm. Estas longitudes de onda son muy cortas en comparación con otros tipos de radiación electromagnética que normalmente encontramos; la luz visible, por ejemplo, tiene longitudes de onda de 10<sup>8</sup> veces más grandes que los rayos  $\gamma$ .
- la radiación de frenado o rayos X continuos, que son el resultado de la desaceleración de electrones libres u otras partículas cargadas;
- los rayos X característicos, que son emitidos en transiciones atómicas de electrones ligados a las capas K, L, M,..... en los átomos; y
- la radiación de aniquilación, que se produce cuando un electrón y un positrón se combinan.

La energía cuántica de cualquiera de estas radiaciones puede expresarse como  $E=h\nu$ , donde  $\nu$  es la frecuencia de la radiación y  $h$  es la constante de Planck. Las interacciones de estos fotones con la materia son independientes de su origen y dependientes únicamente de su energía. De aquí en adelante se usará el término fotón para referirse a cualquier radiación electromagnética de las mencionadas anteriormente, sin importar su origen.

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

Los procesos por los cuales los fotones interactúan con la materia son los siguientes:

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

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

La dispersión de Rayleigh es de poca importancia en este trabajo porque es una interacción elástica en la que el fotón es simplemente desviado un pequeño ángulo con poca pérdida de energía, ocurre a energías menores que 0.16 MeV, si el medio con el que interacciona la radiación es agua. La interacción fotonuclear sólo es importante arriba de unos cuantos MeV, en agua ocurre a energías mayores que 8 MeV. La probabilidad de ocurrencia del efecto fotoeléctrico, del efecto Compton, y la producción de pares depende de la energía del fotón incidente ( $E_\gamma = h\nu$ ), y del número atómico  $Z$  del medio irradiado con el que interacciona la radiación (ver Fig. 2.1).

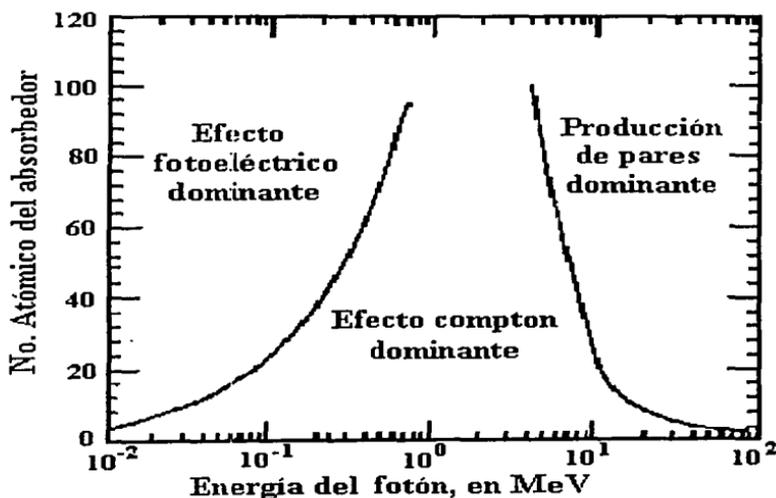


Figura 2.1 Importancia relativa de los tres procesos principales de interacción de rayos gamma con la materia. Las curvas muestran los valores de  $Z$  y de  $E$ , para los cuales la probabilidad del evento de los procesos contiguos son iguales. [EV55].

### 2.1.1 EFECTO FOTOELECTRICO

El efecto fotoeléctrico es un fenómeno en el que un fotón interactúa con un electrón atómico ligado al átomo y se lo arranca (Fig. 2.2). En este proceso toda la energía inicial  $h\nu$ , del fotón se transfiere al electrón atómico. La energía cinética del electrón expulsado (llamado fotoelectrón) es igual a  $h\nu - E$ , donde  $E$ , es la energía de amarre del electrón. Las interacciones de este tipo se pueden dar con electrones que se encuentran en las capas K, L, M o N. Después de que el electrón ha sido arrancado del átomo se crea una vacante en la capa, por lo que el átomo queda en un estado ionizado. La vacante puede ser ocupada por un electrón orbital externo con la emisión de rayos X característicos. Hay también la probabilidad de emisión de electrones Auger, los cuales son electrones producidos por un mecanismo alternativo, donde los átomos pueden disponer de toda o parte de la energía de amarre que no haya sido gastada por un rayo X característico, cediéndosela a uno o a varios electrones de órbitas más externas. Si no se ha emitido un rayo X característico, entonces toda la energía de amarre se dispone para el proceso Auger [FA94a].

Ya que la energía de amarre de la capa K para tejido suave es de alrededor de 0.5 keV, la energía de los fotones característicos producidos por absorbentes biológicos es muy baja y se puede considerar como localmente absorbida. Para energías de amarre altas y materiales con número atómico grande, los fotones característicos son de energía alta, y pueden depositar energías a grandes distancias comparadas con el alcance del fotoelectrón. En tales casos, la energía local absorbida se reduce por la energía emitida como radiación característica (también llamada radiación de fluorescencia), por lo que se considera como energía remotamente absorbida.

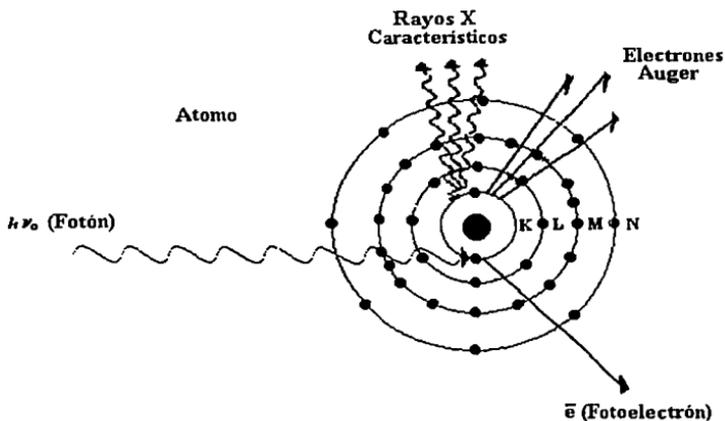


Figura 2.2 Ilustración del efecto fotoeléctrico.

La probabilidad de la absorción fotoeléctrica depende de la energía del fotón, como se ilustra en la Fig. 2.3, donde el coeficiente másico de atenuación fotoeléctrico es graficado como una función de la energía del fotón. Los datos se muestran para agua, que representa un número atómico bajo, similar al del tejido, y para plomo, representando un material con un número atómico alto. La gráfica representada para agua es una línea recta con una pendiente de aproximadamente -3, obteniendo la siguiente relación entre  $(\tau/\rho)$  y la energía del fotón:

$$\tau/\rho \propto 1/(h\nu)^3 \quad (2.1)$$

donde  $\tau$  es el coeficiente de atenuación para el efecto fotoeléctrico,  $\rho$  es la densidad del material absorbedor y  $h\nu$  es la energía de los rayos  $\gamma$  incidentes en el material.

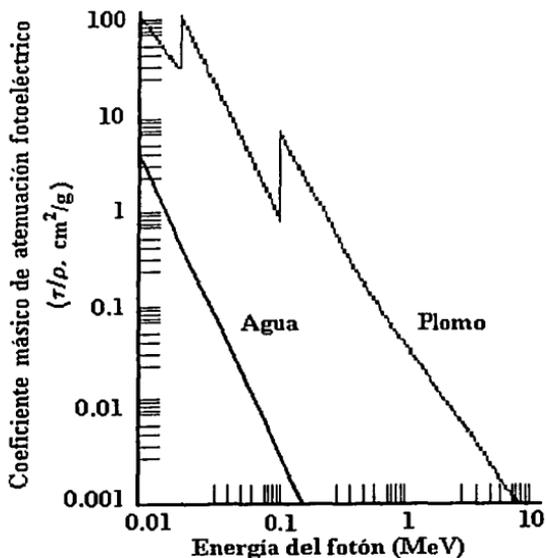


Figura 2.3 Coeficiente másico de atenuación fotoeléctrico  $(\tau/\rho)$  contra la energía del fotón, se muestran las curvas para el agua ( $Z_{\text{eff}} = 7.42$ ) y plomo ( $Z_{\text{eff}} = 8.2$ ) [GR57].

La gráfica para plomo tiene discontinuidades alrededor de los 15 y 88 keV, éstas son llamadas bordes de absorción y corresponden a las energías de amarre de las capas L y K, un fotón con energía menor que 15 keV no tiene la energía suficiente para expulsar un electrón de la capa L. Así, por debajo de 15 keV, la interacción está limitada a los electrones de la capa M o de las capas más externas. Cuando el fotón tiene una energía igual a la energía de amarre de la capa L, ocurre el efecto de resonancia y la probabilidad de la absorción fotoeléctrica llega a ser muy alta. Más allá de este punto, si se aumenta la energía del fotón, la probabilidad de la atenuación fotoeléctrica decrece aproximadamente como  $1/h\nu^3$  hasta la siguiente discontinuidad, el borde de absorción K. Para este punto en la gráfica, el fotón tiene 88 keV de energía, la cual es suficiente para expulsar al electrón de la capa K. Como se ve en la Fig. 2.3, la probabilidad de absorción en plomo para estas energías críticas aumenta dramáticamente por un factor de alrededor de 10.

Los bordes de absorción o discontinuidades para agua no se dibujan en la gráfica porque el borde de absorción K para agua ocurre para fotones de energías bajas (~0.5 keV).

Los datos de varios materiales nos indican que la atenuación fotoeléctrica depende fuertemente del número atómico del material absorbedor. La siguiente relación aproximada es:

$$\tau/\rho \propto Z^3 \quad (2.2)$$

Estas relaciones forman la base de muchas aplicaciones en diagnósticos radiológicos. La diferencia en Z de varios tejidos tales como hueso, músculo y grasa amplifica la diferencia en la absorción de rayos X, para los que el modo primario de interacción es el fotoeléctrico. En radiología terapéutica, los haces de energías bajas producidos por máquinas de ortovoltaje o superficial causan una alta absorción de energía innecesaria en hueso debido a la dependencia de  $Z^3$ . Combinando las dos relaciones (2.1) y (2.2) tenemos que:

$$\tau/\rho \propto Z^3 / (h\nu)^3 \quad (2.3)$$

La distribución angular de los electrones emitidos por el proceso fotoeléctrico depende de la energía ( $h\nu$ ) del fotón. Para fotones de baja energía, los fotoelectrones son emitidos con mayor probabilidad a ángulos cercanos a  $90^\circ$  con respecto a la dirección del fotón incidente. Conforme la energía del fotón aumenta, los fotoelectrones tienden a ser emitidos en la dirección del fotón incidente.

### 2.1.2 EFECTO COMPTON

En el efecto Compton el fotón interacciona con un electrón "libre". El término libre significa aquí que la energía de amarre del electrón es mucho menor que la energía del fotón incidente. El electrón recibe parte de la energía del fotón y es emitido a un ángulo  $\theta$  respecto de la trayectoria inicial del fotón (Fig. 2.4). El fotón con energía reducida es dispersado a un ángulo  $\phi$ . El efecto Compton puede analizarse en términos de una colisión entre 2 partículas, un fotón y un electrón. Aplicando las leyes de conservación de la energía y momento, uno puede llegar a las siguientes relaciones:

$$E = h\nu_0 \frac{\alpha(1 - \cos \phi)}{1 + \alpha(1 - \cos \phi)} \quad (2.4)$$

$$h\nu' = h\nu_0 \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \phi)} \quad (2.5)$$

$$\cos \theta = (1 + \alpha) \tan \frac{\phi}{2} \quad (2.6)$$

Donde  $h\nu_0$ ,  $h\nu'$  y  $E$  son las energías del fotón incidente, fotón dispersado y electrón, respectivamente, y  $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$ , donde  $m_0c^2$  es la energía de la masa en reposo del electrón, 0.511

MeV, si  $h\nu_0$  está expresado en MeV, entonces  $\alpha = \frac{h\nu_0}{0.511}$  [FA94b].

### $\bar{e}$ (Electrón Compton)

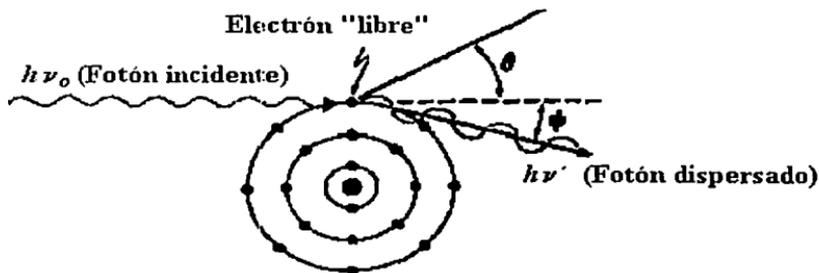


Figura 2.4 Diagrama ilustrativo del efecto Compton

#### 2.1.2.1 DEPENDENCIA DEL EFECTO COMPTON CON LA ENERGIA Y NUMERO ATOMICO

Ya se había mencionado antes que el efecto Compton es una interacción entre un fotón y un electrón libre y que este efecto ocurre cuando la energía del fotón incidente es grande comparada con la energía de amarre del electrón. Esto está en contraste con el efecto fotoeléctrico, el cual ocurre cuando la energía del fotón incidente es igual o ligeramente mayor que la energía de amarre del electrón, por lo que, cuando la energía del fotón aumenta hasta la energía de amarre del electrón K, el efecto fotoeléctrico decrece rápidamente con la energía y el efecto Compton llega a ser más importante. Sin embargo, como se ve en la Fig. 2.5, la probabilidad de que ocurra el efecto Compton también decrece cuando la energía del fotón aumenta.

Ya que la interacción Compton involucra esencialmente electrones libres en el material absorbedor, es casi independiente del número atómico  $Z$ , de donde el coeficiente másico de atenuación Compton ( $\sigma/\rho$ ) es independiente de  $Z$  y depende únicamente del número de electrones por gramo. Aunque el número de electrones por gramo decrece ligeramente pero sistemáticamente con el número atómico, algunos materiales, excepto el hidrógeno pueden considerarse como si tuvieran aproximadamente el mismo número de electrones por gramo (tabla 2.1), por lo cual  $\sigma/\rho$  es aproximadamente el mismo para todos los materiales, excepto el H.

Con base en lo anterior, si la energía del haz está en la región donde el efecto Compton es el modo más probable de interacción, aproximadamente la misma atenuación del haz ocurrirá en cualquier material de igual espesor másico<sup>1</sup>, expresado en  $\text{g}/\text{cm}^2$ . Por ejemplo, en el caso de un haz de rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  que interacciona por el efecto Compton, la atenuación por  $\text{g}/\text{cm}^2$  para hueso es aproximadamente la misma que para tejido suave. Sin embargo, 1 cm de hueso atenuará más que 1 cm de tejido suave, porque el hueso tiene una densidad electrónica<sup>2</sup> ( $\rho_e$ ), más alta. Si la densidad de hueso es de  $1.85 \text{ g}/\text{cm}^3$  y la del tejido suave de  $1 \text{ g}/\text{cm}^3$ , entonces la atenuación producida por 1 cm de hueso será equivalente a la producida por 1.65 cm de tejido suave:

$$(1\text{cm}) \left( \frac{\rho_e}{\rho_c} \right)_{\text{Hueso}} = (1\text{cm}) \times \frac{1.85 (\text{g}/\text{cm}^3) \times 3.00 \times 10^{23} (\text{electrones}/\text{g})}{1.00 (\text{g}/\text{cm}^3) \times 3.36 \times 10^{23} (\text{electrones}/\text{g})} = 1.65 \text{cm}$$

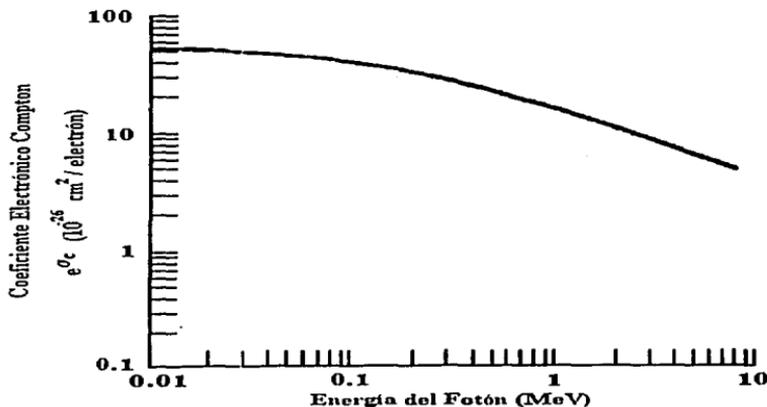


Figura 2.5 Esquema del coeficiente electrónico Compton,  $\sigma_e$ , contra la energía del fotón. El coeficiente másico ( $\sigma/\rho$ ) se obtiene multiplicando el coeficiente electrónico por el número de electrones por gramo para un material dado [HU69].

<sup>1</sup> Espesor másico es igual al espesor lineal multiplicado por la densidad, i.e.  $\text{cm} \times \text{g}/\text{cm}^3 = \text{g}/\text{cm}^2$

<sup>2</sup> Densidad electrónica se ha definido como el número de electrones por gramo o como el número de electrones por centímetro cúbico.

Tabla 2.1 Número de electrones por gramo de varios materiales

Material	Densidad (g/cm <sup>3</sup> )	Número Atómico	Número de Electrones Por Gramo
Hidrógeno	0.0000899	1	6.00x10 <sup>23</sup>
Carbón	2.25	6	3.01x10 <sup>23</sup>
Oxígeno	0.001429	8	3.01x10 <sup>23</sup>
Aluminio	2.7	13	2.90x10 <sup>23</sup>
Cobre	8.9	29	2.75x10 <sup>23</sup>
Plomo	11.3	82	2.38x10 <sup>23</sup>
<hr/>			
Número Atómico Efectivo			
Grasa	0.916	6.92	3.48x10 <sup>23</sup>
Músculo	1.00	7.42	3.36x10 <sup>23</sup>
Agua	1.00	7.42	3.34x10 <sup>23</sup>
Aire	0.001293	7.64	3.01x10 <sup>23</sup>
Hueso	1.85	13.8	3.00x10 <sup>23</sup>

Datos de Jolins HE, Cunningham JR. The physics of radiology 3rd ed. Springfield, IL: Charles C Thomas, 1969.

### 2.1.3 PRODUCCION DE PARES

Si la energía del fotón es mayor que 1.022 MeV, el fotón puede interactuar con la materia a través del mecanismo de producción de pares. En este proceso el fotón interactúa fuertemente con el campo electromagnético de un núcleo atómico y es absorbido creándose un par que consiste de un electrón negativo ( $e^-$ ) y un electrón positivo ( $e^+$ ), (Fig. 2.6). Ya que la energía de la masa en reposo del electrón es equivalente a 0.511 MeV, se requiere una energía mínima de 1.022 MeV para crear el par de electrones, por lo que la energía umbral para el proceso de producción de pares es 1.022 MeV. La energía del fotón por arriba de este umbral se transforma en energía cinética de estas partículas. La energía cinética total disponible para el par positrón-electrón está dada por  $(h\nu - 1.022)$  MeV. Las partículas tienden a ser emitidas hacia adelante en la dirección relativa al fotón incidente.

La distribución más probable de energía para cada partícula es la mitad de la energía cinética disponible, aunque cualquier distribución de energía es posible. Por ejemplo, en un caso extremo, es posible que una partícula pueda recibir toda la energía mientras la otra no reciba nada. El proceso de producción de pares es un ejemplo de un evento en el cual la energía se convierte en masa, como lo predice la ecuación de Einstein,  $E=mc^2$ . El proceso inverso, la conversión de masa en energía, ocurre cuando un positrón se combina con un electrón para producir dos fotones, llamados radiación de aniquilación.

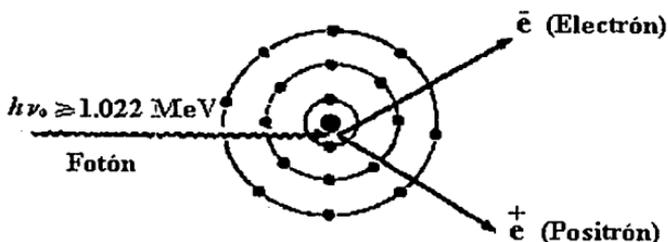


Figura 2.6 Diagrama ilustrativo del proceso de producción de pares.

#### 2.1.4 COEFICIENTE DE ATENUACION

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

El coeficiente lineal de atenuación es la probabilidad de que un fotón interactúe con el medio irradiado, por unidad de longitud ( $\mu$ , tiene unidades de  $\text{cm}^{-1}$ ). Los valores del coeficiente lineal de atenuación indican la rapidez a la cual los fotones interactúan con la materia conforme la van atravesando, y estos valores están relacionados inversamente con la distancia promedio que los fotones recorran antes de interactuar. En general el coeficiente de atenuación depende de la energía del fotón y la naturaleza del material. Ya que la atenuación producida por un espesor  $x$  depende del número de electrones en este espesor,  $\mu$  depende de la densidad del material. Por lo que, dividiendo  $\mu$  por  $\rho$ , el coeficiente resultante ( $\mu/\rho$ ) será independiente de la densidad; a  $\mu/\rho$  se le conoce como coeficiente másico de atenuación. Este es un coeficiente más fundamental que el coeficiente lineal, ya que la densidad se factorizó y esta dependencia con la naturaleza del material no involucra la densidad pero sí la composición atómica.

El coeficiente másico de atenuación tiene unidades de  $\text{cm}^2/\text{g}$  ya que  $\mu/\rho = \text{cm}^{-1}/\text{g}/\text{cm}^3$ . Cuando utilizamos  $\mu/\rho$  para el cálculo de la atenuación de un haz de fotones de la ecuación 2.7, el espesor se expresará como  $\rho x$  el cual tiene unidades de  $\text{g}/\text{cm}^2$ , ya que  $\mu x = (\mu/\rho)(\rho x)$  y  $\rho x = (\text{g}/\text{cm}^3)(\text{cm})$ .

$$I(x) = I_0 \exp \left[ - \left( \frac{\mu}{\rho} \right) \rho x \right] \quad (2.7)$$

Donde  $I(x)$  es la intensidad transmitida a través de un espesor  $x$  e  $I_0$  es la intensidad incidente en el absorbedor.

### 2.1.5 CAPA HEMIRREDUCTORA (CHR)

El término capa hemirreductora (CHR) se refiere al espesor de un absorbedor de composición específica requerido para atenuar la intensidad del haz a la mitad del valor original. Aunque la calidad de todos los haces puede estar descrita en términos de la CHR, la calidad del haz de los rayos  $\gamma$  está usualmente descrita en términos de su energía o de sus nucleidos de origen los cuales se conocen por su espectro de emisión. Por ejemplo, la calidad del haz de rayos gamma emitido de una fuente  $^{60}\text{Co}$  puede estar en términos de 1.17 y 1.33 MeV (con un promedio de 1.25 MeV) o simplemente como haz de  $^{60}\text{Co}$ . La capa hemirreductora está relacionada con el coeficiente lineal de atenuación por:

$$\text{CHR} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (2.8)$$

### 2.1.6 COEFICIENTE DE TRANSFERENCIA DE ENERGÍA

Cuando un fotón interacciona con los electrones en el material, una parte o toda la energía del fotón es convertida en energía cinética de los electrones. Si solamente una parte de la energía del fotón es cedida al electrón, el propio fotón es dispersado con una energía reducida. El fotón dispersado puede interactuar nuevamente con una transferencia parcial o total de energía a los electrones, por lo que un fotón puede experimentar una o múltiples interacciones en donde la energía perdida por el fotón es convertida en energía cinética de los electrones.

Si consideramos un haz de fotones que atraviesa un material, la fracción de la energía transferida por el fotón como energía cinética a partículas cargadas por unidad de espesor del absorbedor está dada por el coeficiente de transferencia de energía ( $\mu_{tr}$ ). Este coeficiente está relacionado con  $\mu$  como sigue:

$$\mu_{tr} = \frac{E_{tr}}{h\nu} \mu \quad (2.9)$$

Donde  $E_{tr}$  es la energía promedio transferida como energía cinética a partículas cargadas por interacción. El coeficiente másico de transferencia de energía está dado por  $\mu_{tr} \rho$ .

### 2.1.7 COEFICIENTE DE ABSORCIÓN DE ENERGÍA

Muchos de los electrones que se mueven a causa de los fotones perderán su energía por colisiones inelásticas (ionización y excitación) con electrones atómicos del material. Otros, dependiendo del número atómico del material, perderán energía por interacciones de frenado con

el núcleo. La energía de la radiación de frenado es radiada fuera del volumen local como rayos X y no se incluye en los cálculos de energía absorbida localmente.

El coeficiente de absorción de energía ( $\mu_{en}$ ) está definido como el producto del coeficiente de transferencia de energía ( $\mu_{tr}$ ) y  $(1-g)$  donde  $g$  es la fracción de la energía de partícula cargada secundaria que se pierde por radiación de frenado en el material.

$$\mu_{en} = \mu_{tr} (1 - g) \quad (2.10)$$

Como antes, el coeficiente másico de absorción de energía está dado por  $\mu_{en}/\rho$ .

Para interacciones que involucran tejido suave u otro material con una  $Z$  baja, donde los electrones pierden su energía principalmente por ionización debido a colisiones, la componente por radiación de frenado es despreciable, por lo que  $\mu_{en} = \mu_{tr}$ . Estos coeficientes pueden diferir apreciablemente cuando la energía cinética de las partículas secundarias es alta y el material atravesado tiene un número atómico alto.

El coeficiente de absorción de energía es una cantidad importante en radioterapia ya que permite la evaluación de la energía absorbida en el tejido, una cantidad de interés en la predicción de los efectos biológicos de la radiación.

## 2.2 PARTICULAS CARGADAS

Mientras los fotones interactúan con la materia por los procesos fotoeléctrico, Compton, o producción de pares, las partículas cargadas (electrones, protones, partículas  $\alpha$  y núcleos) interactúan principalmente a través de los campos eléctricos de éstas produciendo ionización y excitación. Es posible que ocurran colisiones radiativas en las que la partícula cargada interactúa por el proceso de radiación de frenado; este proceso es más importante para electrones que para partículas cargadas pesadas.

La partícula cargada interactúa o colisiona mediante fuerzas de Coulomb entre el campo eléctrico de la partícula que viaja y el campo eléctrico de los electrones orbitales y núcleos de los átomos de la materia. La colisión entre la partícula y los electrones atómicos provoca la ionización y excitación de los átomos. La colisión entre la partícula y el núcleo provoca la pérdida radiativa de energía o radiación de frenado. Las partículas cargadas pesadas sufren dispersión pero con muy poca pérdida de energía debido a que tiene una masa grande comparada con la masa de los electrones.

La razón de la pérdida de energía cinética por unidad de longitud que recorre la partícula ( $dE/dx$ ) es conocida como el poder de frenado ( $S$ ). La cantidad ( $S/\rho$ ) se le conoce como el poder másico de frenado, donde  $\rho$  es la densidad del medio, y usualmente tiene unidades de  $\text{MeV cm}^2/\text{g}$ .

### 2.2.1 PERDIDA DE ENERGIA DE LOS ELECTRONES

Los electrones, por su masa relativamente pequeña, sufren gran multiplicidad de dispersión y cambios en la dirección de movimiento, y pueden interactuar con el campo eléctrico del núcleo emitiéndose la energía perdida por los electrones en forma de radiación de frenado (bremsstrahlung).

El proceso de radiación de frenado es el resultado de la "colisión radiativa" (interacción) entre un electrón, con una gran velocidad, y un núcleo. El electrón mientras pasa cerca del núcleo puede ser deflectado de su trayectoria por la acción de las fuerzas de atracción coulombianas y el electrón pierde parte de su energía en forma de fotón, un fenómeno predicho por la teoría general de Maxwell de la radiación electromagnética, donde dice que la energía se propaga a través del espacio por campos electromagnéticos. El electrón, con este campo electromagnético asociado, cuando pasa en la vecindad del núcleo, sufre una deflexión y aceleración repentina, y como resultado parte de toda esta energía se propaga en el espacio como radiación electromagnética. El mecanismo de la radiación de frenado se ilustra en la Fig. 2.7

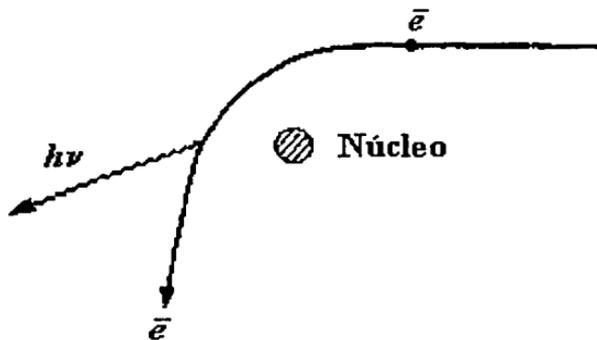


Figura 2 7 Ilustración del proceso de radiación de frenado.

## CAPITULO TRES

### DOSIMETRIA

#### 3.1 DOSIS

La cantidad de dosis absorbida ha sido definida para describir la cantidad de energía depositada en el medio, para cualquier tipo de radiación ionizante, incluyendo partículas cargadas y sin carga; de todas las energías, por unidad de masa. Una definición usual de dosis absorbida, o simplemente dosis, es el cociente  $d\epsilon/dm$ , donde  $d\epsilon$  es la energía media impartida por radiación ionizante en un material de masa  $dm$ . La unidad antigua de dosis es el *rad* (un acrónimo de dosis absorbida) y representa la absorción de 100 erg de energía por gramo del material absorbedor.

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g} = 10^{-2} \text{ J/kg}$$

La unidad en el SI para dosis absorbida es el gray (Gy) y está definido como:

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/Kg}$$

Por lo que la relación entre el *gray* y el *rad* es

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$$

o

$$1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$$

#### 3.2 EQUILIBRIO DE PARTICULA CARGADA

El equilibrio de partícula cargada en un volumen V existe si cada partícula cargada de un tipo dado que sale de V con una energía dada es reemplazada por una partícula idéntica de la misma energía que entra en V. En la fig. 3.1 se observa el electrón  $e_2$  que entra al volumen V con energía cinética T igual a la energía con la que sale el electrón  $e_1$  del mismo volumen. Si  $e_1$  emite un rayo X de frenado, con energía  $h\nu_1$ ,  $e_2$  emitirá otro con energía  $h\nu_2$ . Si este último fotón es absorbido dentro del volumen, produciendo un electrón secundario  $e'$ , no habrá otro electrón que penetre en el volumen que lo sustituya, rompiéndose el balance de entrada-salida que se necesita. Para que exista el equilibrio es necesario que el fotón  $h\nu_2$  salga del volumen sin tener una interacción. En términos de valores esperados, si existe equilibrio de partícula cargada, entonces el valor esperado de la energía que entra en un volumen V es igual al valor esperado de la energía que sale de V.

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

En particular, si las partículas cargadas son electrones se dice que ocurre equilibrio electrónico.

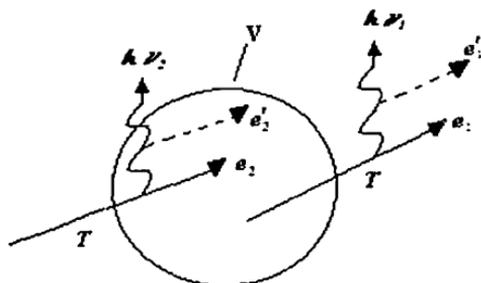


Figura 3.1 Concepto de equilibrio de partícula cargada, caso particular de equilibrio para electrones [AT86].

### 3.3 EXPOSICION

La exposición, es una medida de la ionización producida en aire por fotones. La ICRU [IN80a] define a la exposición ( $X$ ) como el cociente de  $dQ/dm$ , donde  $dQ$  es el valor absoluto de la carga total de iones de un signo producida en aire cuando todos los electrones (negatrones y positrones) liberados por fotones en aire de una masa  $dm$  son completamente detenidos.

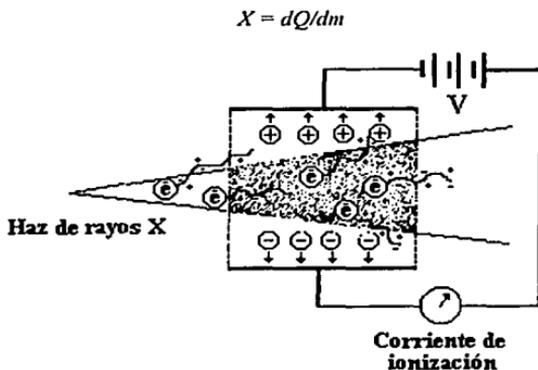


Figura 3.2 Diagrama que ilustra el equilibrio electrónico en una cámara de aire libre.

En el sistema internacional de unidades (SI), la unidad de exposición es el Coulomb por kilogramo (C/kg) pero la unidad especial es el roentgen (R)

$$1R = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C/kg aire}$$

La definición de exposición está ilustrada, en la Fig. 3.2. Un haz de rayos X atraviesa aire y pone en movimiento un conjunto de electrones por el efecto fotoeléctrico, efecto Compton o producción de pares. Estos electrones rápidos producen ionización a lo largo de su trayectoria. Debido al campo eléctrico producido por el voltaje aplicado a través de las placas colectoras de iones, la carga positiva se mueve hacia la placa negativa y la carga negativa se mueve hacia la placa positiva. Esto constituye una corriente. La carga colectada de cualquier signo puede medirse con un electrómetro.

De acuerdo con la definición de exposición, los electrones liberados por los fotones en un volumen específico (sombreado en la Fig. 3.2) deben depositar toda su energía por ionización en el aire encerrado por las placas (región de colección de iones) y la carga iónica total de cualquier signo se mediría. Sin embargo, algunos electrones producidos en el volumen específico depositan su energía fuera de la región de colección de iones y éstos no son medidos. Por otro lado, los electrones producidos fuera del volumen específico pueden entrar en la región de colección de iones y producir ionización. Si la carga perdida es compensada por la carga ganada, existe una condición de *equilibrio electrónico*. Este es el principio de la cámara de ionización en aire libre.

#### 3.4 RELACION ENTRE KERMA, EXPOSICION Y DOSIS ABSORBIDA

La cantidad kerma ( $K$ ) (energía cinética transferida a partículas cargadas) se define como "el cociente de  $dE_{tr}$  y  $dm$ , donde  $dE_{tr}$  es la suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas (electrones y positrones) liberadas por partículas no cargadas (fotones) en un material de masa  $dm$ " [IN80b].

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (3.1)$$

La unidad para el kerma es la misma que para la dosis, es decir, J/kg. El nombre en unidades del SI es el gray (Gy) y la unidad especial es el rad.

Para un haz de fotones que atraviesan un medio, el kerma en un punto es directamente proporcional a la fluencia de energía de fotones  $\Psi$  y está dado por:

$$K = \Psi \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (3.2)$$

donde  $\mu_{tr}/\rho$  es el coeficiente másico de transferencia de energía para el medio promediado sobre el espectro de fluencia de energía de los fotones.

$$\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) = \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) (1 - g) \quad (3.3)$$

donde  $\mu_{en}/\rho$  es el coeficiente másico de absorción de energía y  $\bar{g}$  es la fracción promedio de pérdida de energía de un electrón en el proceso radiativo. Por lo tanto,

$$K = \Psi \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) / (1 - \bar{g}) \quad (3.4)$$

Una mayor parte de la energía cinética de los electrones en materiales de bajo número atómico (aire, agua, tejido suave) es gastada por colisiones inelásticas (ionización y excitación) con los electrones del átomo. Solamente una parte pequeña se gasta en las colisiones radiativas con los núcleos atómicos (radiación de frenado).

El kerma puede dividirse en dos componentes:

$$K = K^{col} + K^{rad} \quad (3.5)$$

Donde  $K^{col}$  y  $K^{rad}$  son los componentes de colisión y radiativa del kerma, respectivamente. De las ecuaciones 3.4 y 3.5,

$$K^{col} = \Psi \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad (3.6)$$

y

$$K^{rad} = \Psi \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \left( \frac{g}{1-g} \right) \quad (3.7)$$

#### 3.4.1 EXPOSICION Y KERMA

Vimos que la exposición está definida como  $dQ/dm$  donde  $dQ$  es la carga total de iones de un mismo signo producida en aire cuando todos los electrones liberados por fotones en aire (seco) de masa  $dm$  son completamente detenidos en aire.

La exposición es la ionización equivalente al kerma de colisión en aire. Esto se puede calcular de  $K^{col}$  conociendo la carga de ionización producida por unidad de energía depositada por los fotones. La energía requerida para producir un par de iones en aire seco es casi constante para todas las energías de los electrones y tiene un valor de  $W = 33.97 \text{ eV / par de iones}$  [BO87]. Si  $e$  es la carga electrónica ( $=1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ ), entonces  $W/e$  es la energía promedio requerida para producir un par de iones por unidad de carga de ionización producida. Ya que  $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$ ,  $W/e = 33.97 \text{ J/C}$ . La exposición ( $X$ ) está dada por:

$$X = \left( K^{col} \right)_{air} \left( \frac{e}{W} \right) \quad (3.8)$$

de las ecuaciones 3.6 y 3.8,

$$X = \Psi_{air} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air} \left( \frac{e}{W} \right)_{air} \quad (3.9)$$

### 3.4.2 DOSIS ABSORBIDA Y KERMA

La relación entre dosis absorbida ( $D$ ) y el kerma de colisión  $K^{col}$  se ilustra en la fig. 3.3 cuando un haz de fotones entra a un medio. Mientras el kerma es máximo en la superficie y decrece con la profundidad, la dosis inicialmente se incrementa a un valor máximo y luego decrece a la misma razón que el kerma. Antes de que las dos curvas se encuentren, el incremento de los electrones es menor que el total, y

$$\beta = D / K^{col} < 1 \quad (3.10)$$

donde  $\beta$  es el cociente de la dosis absorbida en un punto dado y el kerma de colisión en el mismo punto.

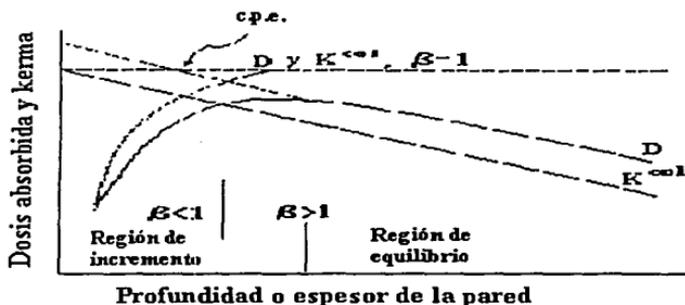


Figura 3.3 Relación entre la dosis absorbida  $D$  y el kerma de colisión ( $K^{col}$ ) para un haz de fotones de megavoltaje.  $\beta$  es la razón de dosis absorbida entre el kerma de colisión. El punto designado como c.p.e. es el centro de producción de electrones [LO81].

Debido al intervalo de incremento de los electrones, el equilibrio electrónico total no existe dentro de haces de fotones de megavoltajes. Sin embargo, conceptualmente el equilibrio electrónico existiría si se supusiera que la atenuación de los fotones fuera despreciable a través de la región de interés. Entonces,

$$\beta = D / K^{col} = 1 \quad (3.11)$$

Para profundidades más grandes que el alcance máximo de los electrones, hay una región de cuasi equilibrio, llamado equilibrio electrónico transitorio, en el cual

$$\beta = D / K^{col} > 1 \quad (3.12)$$

En la región de equilibrio transitorio,  $\beta$  es mayor que la unidad debido al efecto combinado de atenuación del haz de fotones y el movimiento predominante de los electrones. La relación entre la dosis absorbida y la fluencia de energía de fotones  $\Psi$  en el punto donde el equilibrio

electrónico transitorio existe está dada por:

$$D = \beta (\bar{\mu}_{en} / \rho) \Psi \quad (3.13)$$

Suponiendo que  $D_1$  es la dosis puntual en un material dentro de un haz de fotones, si se coloca otro material, entonces  $D_2$ , la dosis en el segundo material, se relaciona con  $D_1$  por:

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{(\beta \mu_{en} / \rho)_1 \Psi_1}{(\beta \mu_{en} / \rho)_2 \Psi_2} \quad (3.14)$$

El factor  $\beta$  se ha calculado para  $^{60}\text{Co}$  y otras energías de fotones en aire, agua, poliestireno, carbón y aluminio [LO81]. El resultado muestra que el valor de  $\beta$  depende de la energía, no del medio. Para  $^{60}\text{Co}$  se ha utilizado el valor de  $\beta=1.005$ .

### 3.4.3 CALCULO DE LA DOSIS ABSORBIDA A PARTIR DE LA EXPOSICION

La determinación de la dosis absorbida a partir de la exposición se realiza fácilmente bajo condiciones de equilibrio electrónico. Sin embargo, para energías en el intervalo de MeV, la fluencia de electrones que producen la dosis absorbida en un punto es característica de la fluencia de energía de los fotones a cierta distancia de la cascada electrónica. Consecuentemente, puede ser apreciable la atenuación de los fotones a esa distancia. El cálculo de la dosis absorbida a partir de la exposición cuando el equilibrio electrónico riguroso no existe es más difícil, ya que se requiere de las correcciones debido a la dependencia con la energía. Por lo tanto, este cálculo queda limitado prácticamente para fotones con energías mayores que las del  $^{60}\text{Co}$  donde la dependencia con la energía se considera nula.

En la presencia del equilibrio de partícula cargada (EPC), la dosis en un punto en cualquier medio es igual a la parte del kerma de colisión, i.e.,  $\beta=1$ . La dosis para aire ( $D_{\text{aire}}$ ) bajo estas condiciones está dada por (ver ecuación 3.8)

$$D_{\text{aire}} = (K^{\text{col}})_{\text{aire}} = X \frac{\bar{W}}{e} \quad (3.15)$$

insertando las unidades

$$D_{\text{aire}}(\text{J/kg}) = X(\text{R}) \cdot 2.58 \times 10^{-4}(\text{C/kg}) \cdot 33.97(\text{J/C}) = 0.876 \times 10^{-2}((\text{J/kg})/\text{R})X(\text{R})$$

Ya que  $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J/kg}$

$$D_{\text{aire}}(\text{rad}) = 0.876(\text{rad/R}) X(\text{R}) \quad (3.16)$$

Por ejemplo, de la ecuación 3.16 se ve que el factor de conversión de roentgen a rad para aire, bajo las condiciones de equilibrio electrónico, es 0.876.

### 3.5 CÁMARA DE IONIZACIÓN EN AIRE LIBRE

La cámara de ionización en aire libre o estándar es un instrumento empleado en las medidas de exposición como se acordó en su definición. Generalmente, se utiliza como un estándar primario para la calibración de instrumentos secundarios designados para un campo usual. La instalación de la cámara de aire libre está por lo tanto confinada a algunos de los laboratorios estándares nacionales.

Una cámara de aire libre está representada esquemáticamente en la Fig. 3.4. Un haz de rayos X, originado desde un punto focal S, está definido por un diafragma  $D_1$ , y pasa centralmente entre un par de placas paralelas. Un alto voltaje (un campo del orden de 100 V/cm) es aplicado entre las placas para coleccionar los iones producidos en el aire entre ellas. La carga es medida para una longitud L definida por las líneas de fuerzas limitada por el borde de la placa de colección (C), más la mitad del espacio entre el electrodo de colección y el de resguardo (G). Las líneas de fuerza son rectas y perpendiculares al colector debido a los alambres y a las placas de resguardo.

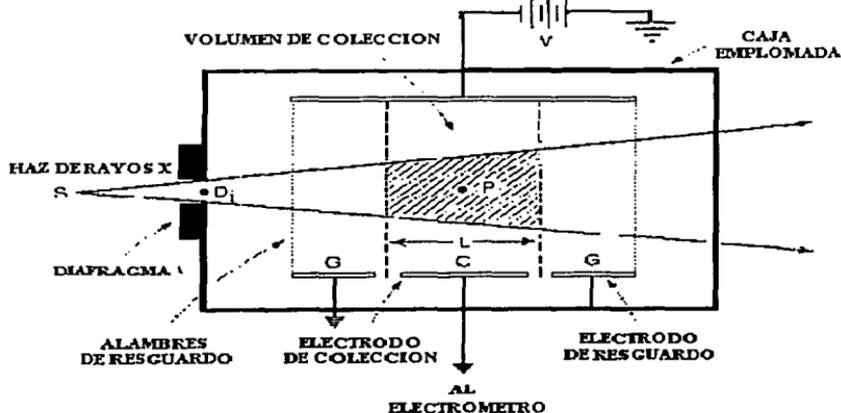


Figura 3.4 Diagrama esquemático de una cámara de aire libre.

Los electrones producidos por el haz de fotones en el volumen específico (sombreado en la Fig. 3.4) deben depositar toda su energía por ionización en aire entre las placas. Así mismo es necesario que la distancia entre el haz y las placas sea mayor que el alcance de los electrones liberados por el fotón incidente. Además, para que el equilibrio electrónico exista, la intensidad del haz (fluencia de fotones por unidad de tiempo) debe mantenerse constante a través de la longitud del volumen específico, y la separación entre el diafragma y la región colectora de iones debe exceder el alcance del electrón en aire.

Si  $\Delta Q$  es la carga colectada medida en coulomb y  $\rho$  es la densidad ( $\text{kg/m}^3$ ) de aire, entonces la exposición  $X_p$  en el centro del volumen específico (punto P) es:

$$X_p = \frac{\Delta Q}{\rho A_p L} \frac{1}{2.58 \times 10^{-4}} R \quad (3.17)$$

donde  $A_p$  es el área de sección transversal (en metros cuadrados) del haz en el punto  $P$  y  $L$  es la longitud en dirección del haz del volumen del colector (en metros). En la práctica, es más conveniente establecer la exposición ( $X$ ) en la posición del diafragma. Suponiendo que  $f_1$  y  $f_2$  son las distancias de la fuente de rayos X al diafragma y al punto  $P$ , respectivamente, ya que las intensidades en los puntos  $P$  y  $D$ , están relacionadas por el factor de la ley del inverso cuadrado ( $f_1 / f_2$ )<sup>2</sup>, el cual también relaciona el área del haz en el diafragma y en el punto  $P$ , la exposición  $X_D$  en  $D$ , está dada por:

$$X_p = \frac{\Delta Q}{\rho A_n L} \frac{1}{2.58 \times 10^{-4}} R \quad (3.18)$$

donde  $A_n$  es el área de la apertura del diafragma.

Una medida segura con la cámara de ionización de aire libre requiere considerable cuidado. Algunas correcciones que usualmente se deben considerar son:

- a) corrección por atenuación en aire.
- b) corrección por recombinación de iones.
- c) corrección por el efecto de temperatura y presión.
- d) corrección por ionización producida por fotones dispersados.

Hay limitaciones en la diseño de una cámara de aire libre para las medidas de exposición para haces de rayos X de alta energía. Conforme la energía del fotón aumenta, el alcance de los electrones liberados en el aire crece rápidamente. Es necesario aumentar la separación de las placas para mantener el equilibrio electrónico. Una separación grande, sin embargo, crea problemas de un campo eléctrico no uniforme y una gran recombinación de iones. Aunque la separación de las placas puede reducirse utilizando aire a altas presiones, el problema se mantendrá debido a la atenuación en el aire, dispersión del fotón, y reducción en la eficiencia de la colección de iones. Debido a estos problemas, hay un límite superior en la energía del fotón a partir del cual la exposición no podrá ser medida de manera precisa. Este límite ocurre alrededor de 3 MeV de energía del haz de radiación.

### 3.6 TEORIA DE CAVIDADES (RELACION DE BRAGG-GRAY)

La determinación de la dosis absorbida a partir de la exposición está sujeta a algunas limitaciones principales. Por ejemplo, no puede hacerse para fotones con energía por encima de 3 MeV y en casos donde el equilibrio electrónico no se lleva a cabo. Además, la exposición está definida únicamente para rayos X y rayos  $\gamma$  y por esta razón los métodos para el cálculo de dosis a partir de la exposición no son válidos para partículas cargadas. La teoría de cavidades de Bragg Gray, por otro lado, se puede utilizar sin tales restricciones para calcular la dosis directamente con las medidas de la exposición realizadas con la cámara de ionización.

De acuerdo con la teoría de Bragg-Gray, la ionización producida en una cavidad llena de gas localizada en un medio está relacionada con la energía absorbida en ese medio. Cuando la cavidad es lo suficientemente pequeña como para que su introducción dentro del medio no altere el número o distribución de electrones que existirían en el medio si no se introdujera la cavidad, entonces la siguiente relación de Bragg Gray se satisface:

$$D_{med} = J_g \cdot \frac{W}{c} \cdot (S/\rho)_g^{med} \quad (3.19)$$

Donde  $D_{med}$  es la dosis absorbida en el medio (en la ausencia de la cavidad),  $J_g$  es la carga de un signo producida por ionización por unidad de masa del gas de la cavidad, y  $(S/\rho)_g^{med}$  es la razón media pesada entre el poder de frenado másico del medio y del gas para los electrones que atraviesan la cavidad. El producto de  $J_g(W/c)$  es la energía absorbida por unidad de masa de gas en la cavidad.

## CAPITULO CUATRO

### DOSIMETRIA CLINICA

#### 4.1 DISTRIBUCION DE DOSIS A PROFUNDIDAD

Conforme el haz penetra en un medio, la dosis absorbida varía con la profundidad. Esta variación depende de condiciones como: la energía del haz, la profundidad, el tamaño del campo de radiación, la distancia de la fuente al punto de interés, y el sistema de colimación del haz.

Un paso esencial en la dosimetría es establecer la variación de la dosis a profundidad a lo largo del eje central del haz. Existe un gran número de cantidades, que se han definido para estos propósitos, algunas de estas son el porcentaje de dosis a profundidad [HO78], la razón tejido-aire [JO53, JOS8b, CU65, GU66], la razón tejido-fantoma [KA65, SA68, HO70], y la razón tejido-máximo [HO70, KH80]. Estas cantidades son usualmente derivadas de medidas hechas en fantasmas de agua utilizando cámaras de ionización pequeñas. Aunque otros sistemas de dosimetría tales como los dosímetros termoluminiscentes (TLD), diodos y películas son utilizados, las cámaras de ionización son preferidas por su mayor precisión y porque su dependencia con la energía es mínima.

#### 4.2 PORCENTAJE DE DOSIS A PROFUNDIDAD

Una manera de caracterizar la distribución de dosis en el eje central es normalizarla a cada profundidad con respecto de la dosis a una profundidad de referencia. La cantidad *porcentaje de dosis a profundidad* puede definirse como un cociente, expresado como un porcentaje, de la dosis absorbida para cualquier profundidad  $d$  entre la dosis absorbida para una profundidad de referencia fija  $d_o$ , a lo largo del eje central del haz (Fig. 4.1). El porcentaje de dosis ( $P$ ) a una profundidad  $d$  es:

$$P = \frac{D_d}{D_{d_o}} 100 \quad (4.1)$$

Para rayos X de alrededor de 400 kV<sub>p</sub> y rayos X de baja energía, la profundidad de referencia es usualmente la superficie  $d_o = 0$ . Para altas energías, la profundidad de referencia se toma como la posición del *punto de dosis absorbida máxima* ( $d_o = d_m$ ). En la práctica clínica, el punto de dosis absorbida máxima en el eje central es algunas veces llamado la dosis máxima, dosis entregada, o simplemente la  $D_{max}$ .

$$D_{max} = \frac{D_d}{P} 100 \quad (4.2)$$

por lo que el porcentaje de dosis se ve afectado por la energía del haz, el tamaño de campo del haz de radiación, la distancia de la fuente a la superficie y la distribución de dosis en el eje central.

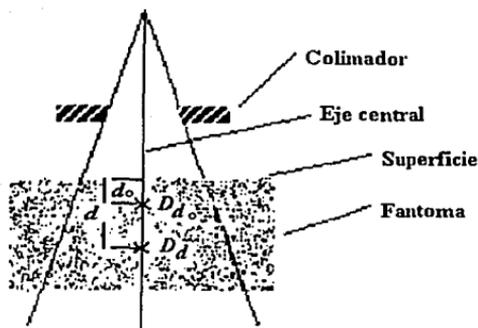


Figura 4.1 Porcentaje de dosis a profundidad  $(D_d/D_{d_0})100$ , donde  $d$  es cualquier profundidad y  $d_0$  es la referencia a la profundidad de dosis máxima.

### 4.3 RAZON TEJIDO-AIRE

La razón tejido-aire (TAR) fue introducida por Johns et al. [JO53] en 1953 y fue originalmente llamada la "razón tumor-aire". En aquel tiempo, esta cantidad fue específicamente prevista para realizar cálculos en teleterapia de rotación, donde la fuente de radiación se mueve en un círculo alrededor del eje de rotación el cual usualmente está localizado en el tumor. Aunque la distancia fuente-superficie (DFS) puede variar dependiendo de la forma del contorno de la superficie, la distancia de la fuente al eje del campo se mantiene constante. Ya que el porcentaje de dosis a profundidad depende de la DFS, se le debe aplicar al porcentaje de dosis a profundidad una corrección para ajustar esta variación, procedimiento que es engorroso de aplicar rutinariamente en la práctica clínica. Una cantidad más simple es la TAR que ha sido definida para eliminar la dependencia con la DFS y para facilitar los cálculos, no solamente para teleterapia de rotación, sino también para técnicas isocéntricas<sup>1</sup> estacionarias así como para campos irregulares.

La razón tejido-aire está definida como la razón de la dosis ( $D_d$ ) en un punto dado del fantoma y la dosis en espacio libre ( $D_p$ ) para el mismo punto. Esto está ilustrado en la Fig. 4.2 para una calidad de haz dada, la TAR depende de la profundidad  $d$  y del tamaño de campo  $r_d$  a esa profundidad:

$$TAR(d, r_d) = \frac{D_d}{D_p} \quad (4.3)$$

<sup>1</sup> La técnica isocéntrica es aquella donde el haz puede ser colocado en diferentes direcciones pero el punto de intersección del eje del colimador y el eje de rotación del gantry siempre es el mismo.

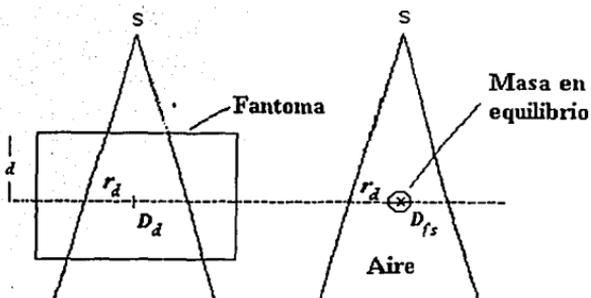


Figura 4.2 Ilustración de la definición de razón tejido-aire TAR ( $d, r_d$ )= $D_d/D_{fs}$

#### 4.3.1 EFECTO DE LA DISTANCIA DE LA FUENTE AL PUNTO IRRADIADO EN LA TAR

Una de las propiedades más importantes de la TAR es que se considera independiente de la distancia del punto de interés a la fuente, debido a que se cuenta con una aproximación usualmente válida con una precisión del 2% sobre el intervalo de distancias usadas clínicamente.

Ya que la TAR es la razón de las dosis  $D_d$  y  $D_{fs}$  para el mismo punto, la dependencia de la fluencia de fotones con la distancia deja de ser importante. Por lo tanto, la TAR representa modificaciones de la dosis para un mismo punto, únicamente debido a la atenuación y dispersión del haz en el fantoma, comparadas con respecto a la dosis para el mismo punto en el minifantoma (o fantoma de equilibrio) puesto en aire libre. Ya que el haz primario se atenúa exponencialmente con la profundidad, la TAR para el haz primario es únicamente una función de la profundidad, no de la SSD. El caso de la componente dispersada, sin embargo, no es tan obvio, no obstante Johns et al. [JO58a], han mostrado que la contribución de la componente de dispersión a la dosis en profundidad es casi independiente de la divergencia del haz y depende únicamente de la profundidad y el tamaño de campo a esa profundidad. Por lo tanto consideraremos que la razón tejido-aire, la cual involucra la componente primaria y la componente de dispersión del haz en la dosis a profundidad, es independiente de la distancia a la fuente.

#### 4.4 VARIACION DE LA TAR CON LA ENERGIA, LA PROFUNDIDAD Y EL TAMAÑO DE CAMPO

La razón tejido-aire varía con la energía, profundidad y tamaño de campo de manera muy parecida a la variación del porcentaje de dosis en profundidad. Para haces de megavoltajes, la razón tejido-aire es máxima en la región de incremento que se encuentra a la profundidad de máxima dosis ( $d_m$ ) y decrece con la profundidad más o menos exponencialmente. Para un haz angosto o un tamaño de campo de  $0 \times 0^2$ , en donde la contribución por dispersión a la dosis es despreciable, la TAR, a distancias mayores que  $d_m$  varía de manera aproximadamente exponencial con la profundidad.

<sup>2</sup> Un campo de  $0 \times 0$  es un campo hipotético en donde la dosis en profundidad es esencialmente debida a los fotones primarios. haz puntual

$$TAR(d, 0) = e^{-\mu(d-d_0)} \quad d > d_0 \quad (4.4)$$

Donde  $\bar{\mu}$  es el coeficiente de atenuación promedio del haz para un fantoma dado. Conforme el tamaño de campo va aumentando, la componente de dispersión en la dosis aumenta y la variación de la TAR con la profundidad llega a ser más compleja. Sin embargo, para haces de megavoltaje, para los cuales la dispersión es mínima y en la dirección del eje central del haz, la variación de la TAR con la profundidad puede ser aproximada por una función exponencial, utilizando un coeficiente de atenuación efectivo ( $\mu_{ef}$ ) para un tamaño de campo dado.

#### 4.5 FACTOR DE DISPERSION PICO (PSF)

El factor de dispersión pico o "peak scatter factor" (definido en [BJ17] para fotones con energías mayores que 400 keV,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$ ) es simplemente la razón tejido-aire a la profundidad de máxima dosis en el eje central del haz. Esto puede definirse como la razón de dosis en el eje central a la profundidad de máxima dosis con respecto a la dosis en el mismo punto en el espacio libre. Matemáticamente se escribe:

$$PSF = \frac{D_{max}}{D_f} \quad (4.5)$$

o

$$PSF = TAR(d_m, r_{dm}) \quad (4.6)$$

Donde  $r_{dm}$  es el tamaño de campo a la profundidad  $d_m$  de la máxima dosis.

El factor de dispersión, como la razón de tejido-aire, es independiente de la distancia a la fuente y depende únicamente de la calidad del haz y del tamaño de campo. La Fig. 4.3 muestra los factores de dispersión para varias calidades de haces y áreas de campo. El PSF aumenta con el tamaño de campo hasta un valor máximo, el cual ocurre para haces que tienen una capa hemirreductora entre 0.6 y 0.8 mm de Cu, y luego disminuye como función de la capa hemirreductora. Para haces de ortovoltaje con una filtración usual, el factor de dispersión puede ser 1.5 más alto para ciertos tamaños de campo. La dosis cerca de la superficie es alrededor de un 50% mayor que la dosis en espacio libre o, en términos de exposición, aumenta un 50% la exposición en la piel comparada con la exposición en aire.

Para los haces de  $^{60}\text{Co}$  y energías más altas, el factor de dispersión es mucho más pequeño. Por ejemplo, el PSF para un campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para  $^{60}\text{Co}$  es 1.036. Esto significa que la  $D_{max}$  será de 3.6% más grande que la dosis en el espacio libre. Este aumento en la dosis es el resultado de la radiación dispersada que llega al punto  $d_m$ , fundamentalmente de lugares con tejido en exceso. Conforme la energía del haz aumenta, la dispersión se reduce aún más y por lo tanto también el factor de dispersión. Arriba de los 8 MV, la dispersión a la profundidad de  $D_{max}$  llega a ser despreciable y el factor de dispersión se aproxima al mínimo valor de la unidad.

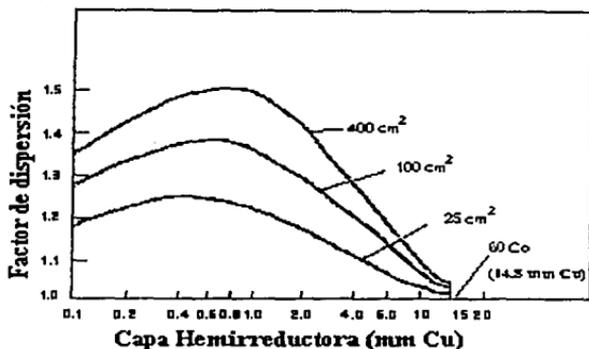


Figura 4.3 Variación de los factores de dispersión con la calidad de haz (capa hemirreductora). Estos datos son para campos circulares. Datos de la Asociación de Físicos de Hospital.

#### 4.6 CURVA DE ISODOSIS

La distribución de la dosis a profundidad en el eje central por sí misma no es suficiente para caracterizar el haz de radiación, el cual produce una distribución de dosis en un volumen tridimensional. Por lo que, para representar las variaciones volumétricas o planares en la dosis absorbida, las distribuciones se dibujan por medio de *curvas de isodosis*, las cuales son líneas que pasan a través de puntos de igual dosis. Las curvas usualmente son dibujadas para intervalos regulares de dosis absorbida y expresadas como un porcentaje de dosis con respecto a un punto de referencia. Las curvas de isodosis representan niveles de dosis absorbida de la misma manera que se utilizan las isotermas para el calor e isóbaras para la presión.

La gráfica de isodosis para un haz dado consiste de una familia de curvas de isodosis usualmente dibujadas para incrementos iguales de porcentaje de dosis a profundidad, representando la variación en la dosis como una función de la profundidad y la distancia transversal desde el eje central. Los valores de la dosis a profundidad de las curvas están normalizados con respecto al punto de máxima dosis en el eje central o para una distancia fija a lo largo del eje central en el medio irradiado. Las curvas de isodosis normalizadas con respecto a la dosis máxima se aplican cuando un medio es irradiado a una distancia fuente-superficie constante (SSD) independientemente de la dirección del haz. Las curvas de isodosis normalizadas a una cierta profundidad más allá de la profundidad de dosis máxima, correspondiendo al eje de rotación de una unidad de terapia isocéntrica, se usan en terapia de rotación y en tratamientos isocéntricos estacionarios. La Fig. 4.4 muestra ambos tipos de curvas de isodosis para haces de rayos  $\gamma$  de <sup>60</sup>Co, donde SAD es la distancia de la fuente al plano perpendicular al eje central del haz.

El examen de las curvas de isodosis revela algunas propiedades generales de la distribución de dosis de los rayos y .

1. La dosis a cualquier profundidad es mayor en el eje central del haz y decrece gradualmente hacia las orillas del haz.
2. Cerca de los bordes del haz, la razón de dosis decrece rápidamente como una función de la distancia lateral del eje del haz, depende del tamaño de la fuente, la distancia fuente-superficie y la distancia de la fuente al diafragma.
3. Cerca del borde del haz (región de penumbra<sup>3</sup>), la caída de la rapidez de dosis es causada no solamente por la penumbra geométrica sino también por la dispersión del lado reducido, por lo que, la penumbra geométrica no es la mejor medida de la agudeza del haz cerca de los bordes. En lugar de ello, se puede utilizar el término de penumbra física. El ancho de la penumbra física se define como la distancia lateral entre dos curvas de isodosis específicas a una profundidad específica ( e. g., la distancia lateral entre el 80% y el 20% de las líneas de isodosis a la profundidad de  $D_{max}$ ).
4. Fuera de los límites geométricos del haz y de la penumbra, la variación de la dosis es el resultado de la componente de dispersión del campo y de la fuga y dispersión en el sistema de colimación. Más allá de la zona de colimación, la distribución de la dosis es gobernada por la dispersión lateral en el medio y la fuga en el cabezal de la máquina (muchas veces llamado *protección terapéutica o protección de la fuente*).

La Fig. 4.5 muestra la variación de la dosis conocida como el *perfil del haz* a través del campo a una profundidad específica. El tamaño del campo se define como la distancia lateral al 50% de la dosis máxima a una profundidad de referencia.

Otro camino para describir la variación de la dosis a través del campo, es dibujar curvas de isodosis en un plano perpendicular al eje central del haz (Fig. 4.6) las cuales se utilizan para la planeación del tratamiento en el que los tamaños de campo se determinan con base en una curva de isodosis (e. g., 90%) que cubra adecuadamente el volumen del blanco<sup>4</sup>. Para alinear el haz se hace coincidir el campo de luz con el 50% de líneas de isodosis del haz de radiación proyectado en un plano perpendicular al eje del haz y al estándar SSD o SAD.

<sup>3</sup> Penumbra es la región que comprende los bordes de un campo formado por una haz de radiación, en los cuales la rapidez de dosis cambia rápidamente como función de la distancia desde el eje del haz.

<sup>4</sup> El volumen blanco consiste en aquellos tumores demostrados, si existen, y cualquier otro tejido con presumible tumor. Este es el volumen que requiere ser irradiado con una dosis absorbida específica.

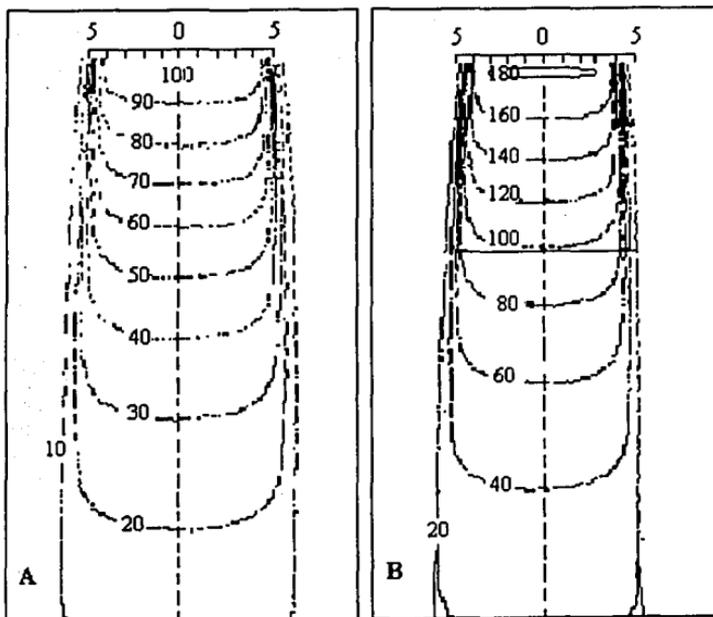


Figura 4.4 Ejemplo de una curva de isodosis. A, del tipo SSD, haz de rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ , SSD = 80 cm, tamaño de campo =  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  en la superficie. B, del tipo SAD, haz de  $^{60}\text{Co}$ , SAD = 100 cm, profundidad del isocentro = 10 cm, tamaño de campo al isocentro =  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Datos del Hospital de la Universidad de Minnesota. Unidad de  $^{60}\text{Co}$ , tamaño de la fuente = 2 cm.

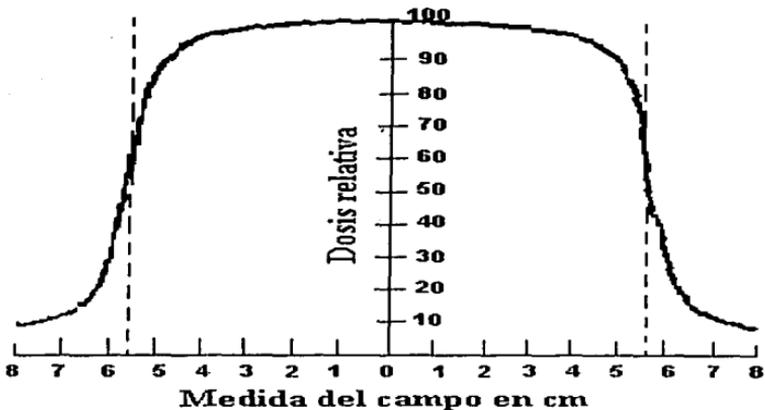


Figura 4.5 Perfil de la dosis a profundidad mostrando la variación de la dosis en un campo. Haz de rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ , SSD = 80 cm, profundidad = 10 cm, tamaño de campo en la superficie =  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Las líneas punteadas indican el contorno del campo geométrico a la profundidad de 10 cm.

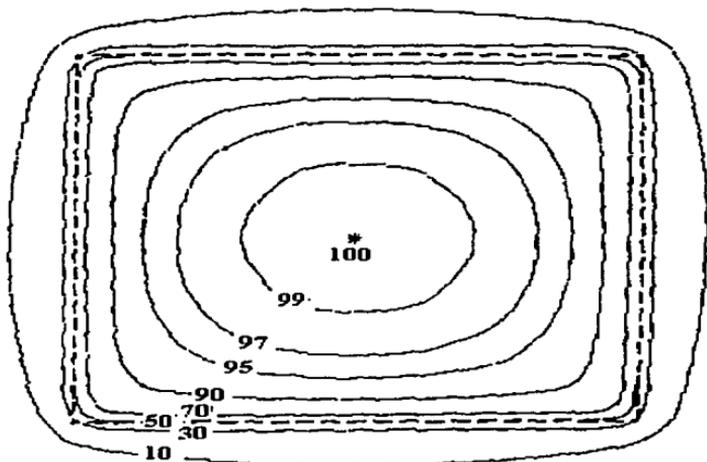


Figura 4.6 Sección transversal de la distribución de isodosis en un plano perpendicular al eje central del haz. Los valores de isodosis están normalizados al 100% al centro del campo.

## CAPITULO CINCO

### **CALCULO DE LA RAPIDEZ DE DOSIS DE ACUERDO CON EL REPORTE TECNICO No. 277 DEL OIEA**

#### **5.1 SISTEMA DE MEDIDA DE DOSIS**

El sistema dosimétrico utilizado en este trabajo consiste generalmente de un electrómetro (a menudo calibrado por separado en función de la carga o de la corriente por unidad de escala) y de una o más cámaras de ionización, cada una usada con diferente finalidad.

##### **5.1.1 CARACTERISTICAS DE LA CAMARA DE IONIZACION**

Es conveniente usar una cámara cilíndrica (del tipo dedal) para medidas de la calidad del haz de radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$ , a la cual se le ha de añadir un capuchón para que exista equilibrio electrónico. El espesor de la pared junto con el del capuchón debe ser de  $0.4 \text{ g/cm}^2$  a  $0.6 \text{ g/cm}^2$ , ya que es resistente y sencillo de usar en un fantoma de agua. El volumen de la cámara debe ser aproximadamente de  $0.1 \text{ cm}^3$  a  $1 \text{ cm}^3$ . Este intervalo de tamaños es un compromiso entre la necesidad de sensibilidad suficiente y la capacidad de medir la dosis en un punto. Estos requisitos se cumplen en cámaras cilíndricas con diámetros internos que preferiblemente no rebasen los 7 mm y tengan una longitud interna de 25 mm como máximo. Durante su uso la cámara debe estar alineada de tal manera que la fluencia de energía sobre su sección recta sea uniforme. Consecuentemente la longitud de la cámara debería establecer el valor mínimo del campo en el cual se pueden hacer las medidas con ella.

La fabricación de la cámara debe ser tan homogénea como sea posible, pero se reconoce que, por razones técnicas, lo más probable es que el electrodo central sea de un material diferente al de las paredes y, por supuesto, la elección de todos estos materiales juega un papel muy importante para asegurar que la respuesta con la energía sea uniforme. No es necesario que la pared de la cámara y el del capuchón de equilibrio electrónico sean del mismo material, pero es esencial que se conozca la composición de ambos.

Es también necesario que la cavidad de aire no esté cerrada herméticamente. El diseño debe ser tal que se produzca rápidamente un equilibrio con la condición de presión exterior. En la tabla 5.1 se muestran algunas características importantes de cámaras de ionización utilizadas para dosimetría clínica.

TABLA 5.1 CAMARAS DE IONIZACION USADAS PARA DOSIMETRIA CLINICA (CARACTERISTICAS)

	Longitud Interna (mm)	Radio Interno (mm)	Material Pared	$t_{\text{pared}}$ $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$	Material Capuchón	$t_{\text{cap}}$ $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$
CAPINTEC 0.07 cm <sup>3</sup> PR-05P mini-cámara	6.0	2.0	C-552	0.210	Poliestireno	0.568
CAPINTEC 0.14 cm <sup>3</sup> PR-05 mini-cámara	12.0	2.0	C-552	0.210	Poliestireno	0.568
CAPINTEC 0.65 cm <sup>3</sup> PR-06C tipo Farmer	22.0	3.2	C-552	0.050	C-552	0.924
CAPINTEC 0.65 cm <sup>3</sup> PR-06C tipo Farmer	22.0	3.2	C-552	0.050	Poliestireno	0.539
CAPINTEC 0.65 cm <sup>3</sup> PR-06C tipo Farmer	22.0	3.2	C-552	0.050	PMMA	0.547
CAPINTEC 0.60 m <sup>3</sup> (del AAPM)	23.8	3.25	Grafito	0.046	PMMA	0.625
EXRADIN 0.5 cm <sup>3</sup> Al (caperuza 2 mm)	9.7	4.7	C-552	0.182	C-552	0.356
EXRADIN 0.5 cm <sup>3</sup> Al (caperuza 4 mm)	9.7	4.7	C-552	0.182	C-552	0.712
EXRADIN 0.5 cm <sup>3</sup> T2	9.7	4.7	A-150	0.115	A-150	0.450
EXRADIN 0.05 cm <sup>3</sup> T1 Shonka min	7.2	2.0	A-150	0.117	A-150	0.450
FZS 0.4 cm <sup>3</sup> TKO1 impermeable	12.0	3.5	Delrin	0.071	Delrin	0.430
FAR WEST TECH 0.1 cm <sup>3</sup> IC-18	9.5	2.3	A-150	0.183	A-150	0.386
NE 0.20 cm <sup>3</sup> 2515	7.0	2.95	Tufnol	0.074	PMMA	0.543
NE 0.20 cm <sup>3</sup> 2515/3	7.0	3.15	Grafito	0.0655	PMMA	0.543
NE 0.20 cm <sup>3</sup> 2577	8.3	3.15	Grafito	0.0655	Delrin	0.5515
NE 0.60 cm <sup>3</sup> Farmer 2505 '54-'59 <sup>a</sup>	24.0	2.95	Tufnol	0.075	PMMA	0.415
NE 0.60 cm <sup>3</sup> Farmer 2505 '59-'67 <sup>a</sup>	24.0	2.95	Tufnol	0.075	PMMA	0.545
NE 0.60 cm <sup>3</sup> Farmer 2505/A '67-'74 <sup>a</sup>	24.0	2.95	Nylon 66	0.063	PMMA	0.545

## 5.2 ELECTROMETRO

La carga (o corriente) inducida en una cámara de ionización es muy pequeña y ha de medirse con un instrumento de medida de carga muy sensible llamado electrómetro. Tales instrumentos son delicados y hay que manejarlos con cuidado. Idealmente el electrómetro debe tener una lectura digital y debe tener una resolución de cuatro dígitos o 0.1% de la lectura. El cambio en la respuesta debido a la falta de estabilidad no debe exceder  $\pm 0.5\%$  por año. El electrómetro y la cámara de ionización se pueden calibrar por separado. Sin embargo en algunos casos el electrómetro es parte integral del sistema de dosimetría y la cámara de ionización y el electrómetro han de calibrarse como una unidad.

## 5.3 FANTOMA

Se recomienda el agua (por la semejanza con el tejido humano) como medio de referencia para medidas de dosis absorbidas para haces de fotones. Fantasmas de plástico en forma de láminas tales como poliestireno, acrílicos y "agua sólida" se pueden usar como fantasmas sólidos, pero la determinación de la dosis se debe referir siempre a agua. No obstante, hay que tener mucho cuidado con los fantasmas de plástico no-conductor (especialmente si éstos están hechos de bloques sólidos) ya que varias investigaciones han demostrado que se puede producir acumulación de carga, especialmente con haces de electrones [GA84, AN86b]. Esto produce un campo eléctrico muy grande alrededor de la cámara que dirigirá el flujo de electrones hacia la cavidad, produciéndose una señal amplificada. Este efecto puede causar un error de varias unidades por ciento; por consiguiente, las medidas para la determinación de la dosis, al menos con haces de electrones, deben siempre hacerse en agua o en plásticos conductores.

Las dimensiones del fantoma deben ser tales que para el campo mayor que se vaya a emplear, haya un margen de 5 cm en los cuatro lados a la profundidad de medida. También tiene que haber un margen de 5 cm tras la máxima profundidad a medir, ver la Fig. 5.1.

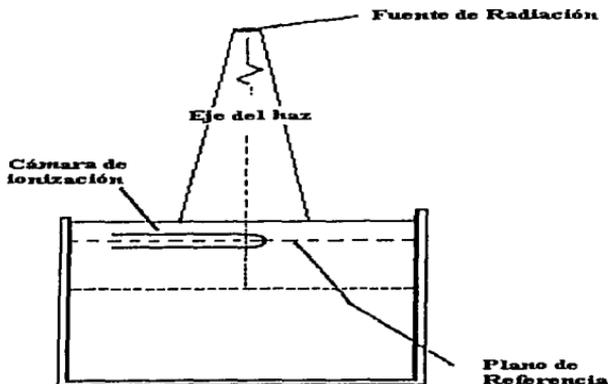


Figura 5.1 Fantoma de agua de referencia para la determinación de dosis absorbida. Se muestra el uso de una cámara de ionización de tipo dedal para la determinación de dosis absorbida a la profundidad de referencia en el fantoma.

#### 5.4 GEOMETRIA DEL HAZ DE RADIACION

Las posiciones de todos los componentes del conjunto experimental han de ser conocidas, se han de poder describir y han de ser reproducibles. Están incluidos el haz y el sistema de colimación, el fantoma y la posición del dosímetro dentro del fantoma. Los parámetros relevantes se muestran en la Fig. 5.2

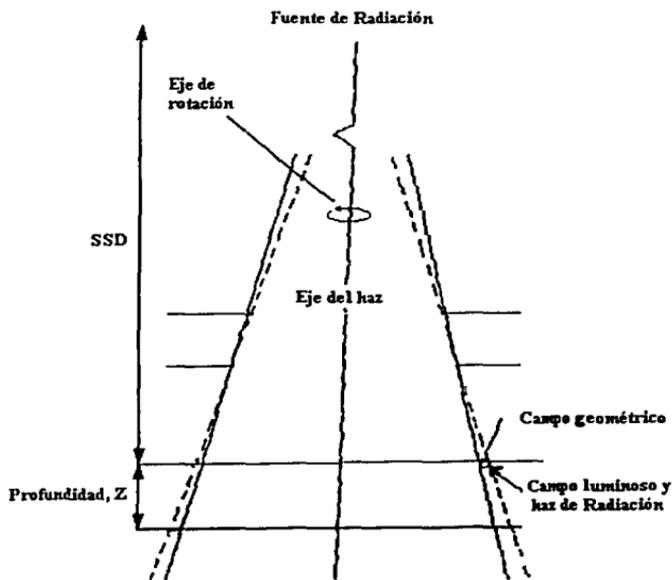


Figura 5.2 Geometría del haz. El eje de rotación del colimador, el eje geométrico del haz y el eje del haz de radiación coinciden en la figura aunque en la práctica pueden existir pequeñas diferencias. También pueden discrepar el campo geométrico y el campo luminoso. El haz de radiación debe coincidir con el haz luminoso.

### 5.4.1 ALINEACION Y POSICION DEL HAZ

Antes de determinar la dosis absorbida, hay que comprobar la alineación de los diferentes ejes del haz. Hay que considerar cuatro ejes que son:

1. El eje de rotación del colimador, o el eje alrededor del cual gira el colimador (Fig. 5.3). Este es el eje mecánico básico al que los otros se refieren.

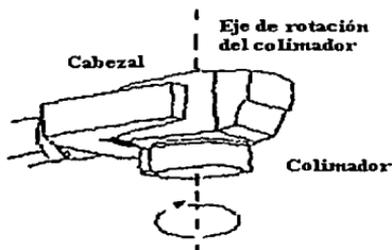


Figura 5.3 Definición del eje de rotación del colimador

2. El eje geométrico del haz: ésta es la línea que pasa por el centro efectivo de la fuente y el centro de los colimadores que limita el haz final.
3. El eje del haz de radiación: ésta es la línea que pasa por el centro de la fuente y el centro de gravedad del área en el plano de referencia<sup>1</sup> en la que la dosis absorbida sobrepasa el 50% de la dosis máxima absorbida en ese plano. (Generalmente el centro de gravedad coincide con el punto de intersección  $P_i$  definido por  $AP_i = BP_i$  y  $CP_i = DP_i$  para un campo rectangular como en la Fig. 5.4)
4. El eje del haz luminoso: Este se define como la línea desde el foco de la fuente de luz y el centro de gravedad del área en la que la intensidad luminosa sobrepasa el 50% de la intensidad máxima de luz en la superficie del fantoma (el centro de gravedad coincide, generalmente, con el punto de intersección  $P'_i$  definido por  $AP'_i = BP'_i$  y  $CP'_i = DP'_i$  para un campo rectangular como el de la Fig. 5.4).

<sup>1</sup> El plano de referencia es perpendicular al eje de radiación del haz a la profundidad de referencia.

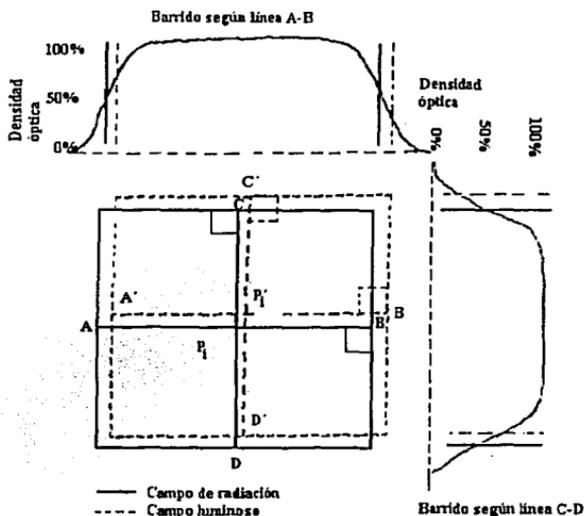


Figura 5.4 Simetría del campo y alineación del haz luminoso con el haz de radiación. Se coloca una película radiográfica perpendicular al eje central del haz de radiación con los bordes del campo luminoso marcados con un metal a presión y se expone. Se debe anotar la rotación angular del colimador para cada irradiación y relacionarla con la orientación de la película. Se recomienda colocar material (lucita) encima de la placa para proporcionar equilibrio electrónico. Los bordes del haz se localizan, a partir de medidas densitométricas de la película radiográfica irradiada barriendo el campo, allí donde la densidad óptica es el 50% de la del centro del campo; los bordes del campo luminoso están marcados (De la Ref. [NA81]).

La alineación de estos ejes se puede verificar por los siguientes procedimientos:

1. Eje del colimador: la fig. 5.5 muestra un dispositivo sencillo de alineación que se puede fijar al colimador del equipo. El centro de este dispositivo se ha de conocer con exactitud y ha de haber un puntero de proyección. Al girar el colimador sobre su eje, el punto debe describir un círculo de diámetro  $\leq 2$  mm a la SSD normal. El eje de este círculo es el centro del colimador. El centro efectivo de la fuente de radiación debe hallarse en el eje del colimador. Se puede verificar su posición cuando se comprueba el eje de radiación.

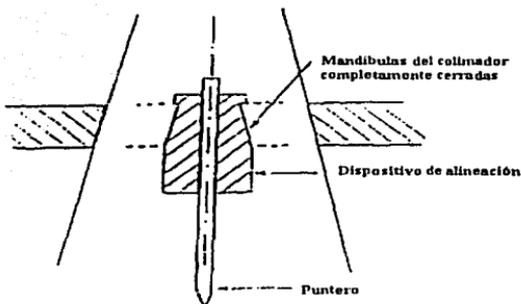


Figura 5.5 Dispositivo de alineación usado para la determinación del eje (de rotación) del colimador.

- El eje del haz de radiación se puede verificar usando una cámara de ionización en un fantoma de agua o usando placas radiográficas entre las láminas de un fantoma de plástico y obteniendo perfiles de dosis a ángulos perpendiculares entre sí como se muestra en la fig. 5.4. Debe llevarse a cabo una investigación especial para averiguar si, para las calidades del haz en uso, el perfil de dosis absorbida relativa, medido en un fantoma de agua, puede ser aproximado por las curvas de densidad relativa de la película usando un fantoma de plástico. Los perfiles deben ser barridos para determinar en cada perfil los puntos a 50%<sup>2</sup> y el punto equidistante entre ellos (punto central). La posición de estos puntos centrales define el centro del haz de radiación para la orientación del colimador dada. Debe entonces girarse el colimador 180° y repetir el proceso. Si estos puntos centrales están localizados dentro de un diámetro de 2 mm a la SSD normal, se puede deducir que la fuente está en el eje de rotación del colimador y también el eje de radiación.
- La forma más fácil de verificar la coincidencia del haz luminoso con el de radiación es utilizando película radiográfica. La película deberá ser colocada de acuerdo con el procedimiento descrito en el punto 2. Se puede indicar el haz luminoso en la placa a base de colocar indicadores de plomo en los lugares adecuados; alternativamente se puede usar un bolígrafo para marcar el haz luminoso directamente a través de la envoltura de la placa. La inspección de las diferencias entre la imagen del haz de radiación al nivel (dosis) del 50% y las marcas del haz luminoso determinará si el campo luminoso y el campo de radiación son simétricos y si la simetría se mantiene girando el colimador. La tolerancia entre el campo luminoso y el campo de radiación no debe exceder los 2 mm por lado de los campos. Este proceso ha de repetirse para las orientaciones 0°, 90°, 180° y 270° del brazo de la unidad de tratamiento.

<sup>2</sup> En algunas unidades de radioterapia el haz de radiación se define al 80% o 90% nivel de isodosis. Se puede utilizar este criterio, pero entonces debe ser usado uniformemente para todo el equipo del departamento.

## 5.5 DETERMINACION DE LA DOSIS ABSORBIDA EN AGUA

### 5.5.1 CONDICIONES DE REFERENCIA Y FACTORES DE CORRECCION

El factor de calibración de una cámara de ionización es el cociente entre el valor verdadero de la magnitud a medir y el valor indicado en las condiciones de referencia. Se describe la condición de referencia como un conjunto de magnitudes de influencia para las cuales el factor de calibración es válido sin necesidad de factores de corrección. Las magnitudes de influencia se definen como magnitudes que no son el objeto de la medida, pero que influyen en la magnitud que se está midiendo. Pueden ser de naturaleza diferente, por ejemplo, temperatura, humedad y tensión de red; pueden proceder del dosímetro (p. e. envejecimiento, corriente de fuga, calentamiento) o pueden ser magnitudes relacionadas con el campo de radiación (por ejemplo: la calidad de la radiación, la rapidez de dosis, el tamaño del campo y la profundidad en un fantoma). Al calibrar un dosímetro se mantienen tantas magnitudes de influencia en las condiciones de referencia como sea posible, sin embargo, hay que corregir generalmente por ciertas magnitudes como temperatura, presión, humedad, rapidez de dosis y efecto de polaridad, para generar la "influencia" correspondiente a las condiciones de referencia. Las Tablas 5.2 y 5.3 recomiendan condiciones de referencia para ambos, la calibración de las cámaras de ionización y la medida de la dosis absorbida, con respecto al campo de radiación.

- Efecto de calentamiento: Antes de hacer medidas con una cámara de ionización, se debe esperar un tiempo suficiente para que la cámara alcance equilibrio térmico.
- Corriente de fuga: La corriente de fuga debe ser insignificante comparada con la corriente obtenida en las medidas de interés. Se debe notar que las fugas pueden ser mucho mayores durante una irradiación que las fugas sin irradiación [BO66, MA81].
- Efecto de la polaridad: Se debe examinar el efecto de polaridad de la cámara, especialmente para cámaras plano-paralelas y el valor debe hallarse dentro de los límites establecidos en la Tabla 5.4. Este efecto puede ser grande para electrones de baja energía. El valor promedio de las corrientes (o cargas) medidas con ambas polaridades del voltaje de la cámara se considera la mejor aproximación de la corriente de ionización verdadera. Sin embargo, en situaciones prácticas, se usa generalmente solo una polaridad, ya que la corrección, cuando se emplean las cámaras recomendadas aquí, debe ser pequeña.
- Presión y temperatura: Con cámaras de ionización abiertas al aire la masa de aire en el volumen de la cámara de ionización durante la medida puede ser diferente de la masa de aire presente en la calibración, por lo tanto, el factor de corrección que hay que aplicar a la corriente medida es:

$$\Phi_{TP} = \frac{P_o(273.2 + T)}{P(273.2 + T_o)} \quad (5.1)$$

donde  $P$  y  $T$  son la presión y temperatura del aire durante la medida y  $P_o$  y  $T_o$  son los valores de referencia (generalmente 101.3 kPa y 20 °C) indicados en el certificado de calibración.

TABLA 5.2 CONDICIONES DE REFERENCIA DE LA GEOMETRÍA DE IRRADIACIÓN PARA LA CALIBRACIÓN DE UNA CÁMARA DE IONIZACIÓN "EN EL SENO DEL AIRE"

Haz de radiación	Calidad de radiación	Distancia desde la fuente al centro de la cavidad de la cámara	Tamaño del campo en cm x cm
Rayos X de Energía baja (10 kV a 100 kV)	0.03 mm Al < HVL ≤ 2 mm Al	Distancia usual de tratamiento (calibración)	3 x 3
Rayos X de Energía media (100 kV a 300 kV)	2 mm Al < HVL < 3 mm Cu	Distancia usual de tratamiento (calibración)	10 x 10
Radiación Gamma de <sup>60</sup> Co	$\bar{h\nu} = 1.25 \text{ MeV}$	1 m (a),(b)	10 x 10

- a) Es preferible generalmente calibrar la cámara de ionización junto con un maniquí.  
 b) Debe usarse un capuchón de equilibrio electrónico.

TABLA 5.3 CONDICIONES DE REFERENCIA DE LA GEOMETRIA DE IRRADIACION PARA MEDIDAS DE DOSIS ABSORBIDA USANDO UNA CAMARA DE IONIZACION EN UN FANTOMA.

Haz de radiación	Calidad del haz	Profundidad de Referencia en el fantoma en cm <sup>a</sup>	Punto efectivo de medida de la cámara de ionización	SSD	Tamaño de campo en cm x cm
Rayos X de baja energía	0.03 mm Al < VII. ≤ 2 mm Al	Superficie	Superficie frontal de la cámara de ionización plano-paralela	Distancia usual de tratamiento	3 x 3
Rayos X de Energía media	2 mm Al < HVL ≤ 3 mm Cu	5	Centro de la cámara cilíndrica	"	10 x 10
Rayos gamma de <sup>137</sup> Cs		5	0.35r <sup>b</sup>	"	10 x 10
Rayos gamma de <sup>60</sup> Co		5	0.5r <sup>b</sup>	"	10 x 10
Rayos X de Alta energía	$TPR_{10}^{20} \leq 0.70$	5	0.75r <sup>b</sup>	"	10 x 10
	$TPR_{10}^{20} > 0.70$	10	0.75r <sup>b</sup>	"	10 x 10
Electrones	$E_0/MeV < 5$	R <sub>100</sub>	0.5r <sup>b</sup>	"	10 x 10 <sup>e</sup>
	$5 \leq E_0/MeV < 10$	R <sub>100</sub> o 1 <sup>d</sup>	0.5r <sup>b</sup>	"	10 x 10 <sup>e</sup>
	$10 \leq E_0/MeV < 20$	R <sub>100</sub> o 2 <sup>d</sup>	0.5r <sup>b</sup>	"	10 x 10 <sup>e</sup>
	$20 \leq E_0/MeV < 50$	R <sub>100</sub> o 3 <sup>d</sup>	0.5r <sup>b</sup>	"	15 x 15 <sup>e</sup>

a Profundidad de P<sub>ref</sub>

b La distancia Z<sub>Pref</sub> para rayos γ de <sup>60</sup>Co es de 0.5r.

c Los tamaños del campo para medidas de alcance son diferentes

d Siempre se debe elegir la profundidad mayor.

$TPR_{10}^{20} = \frac{D_{10}}{D_{20}}$  Razón de dosis a 20 cm y 10 cm de profundidad.

TABLA 5.4 RECOMENDACIONES PARA EL DISEÑO DE CAMARAS DE IONIZACION

Calidad del haz	Rayos X de baja energía $\leq 100$ keV	Rayos X de energía media $\geq 100$ keV	Rayos $\gamma$ , $^{137}\text{Cs}$ Rayos $\gamma$ , $^{60}\text{Co}$	Rayos X de alta energía 6.6 MeV	Electrones $E_u < 5$ MeV	Electrones $5$ MeV $< E_u < 10$ MeV	Electrones $E_u > 10$ MeV
Forma de la cámara	Plano-paralela	Cilíndrica	Cilíndrica	Cilíndrica	Plano-paralela	Plano-paralela <sup>a)</sup> o Cilíndrica	Cilíndrica
Dimensión de la cámara (ventana frontal o pared)	Membrana delgada	$< 0.1$ g·cm <sup>2</sup> preferiblemente $\approx 0.05$ g·cm <sup>2</sup>	$< 0.1$ g·cm <sup>2</sup> preferiblemente $\approx 0.05$ g·cm <sup>2</sup>	$< 0.1$ g·cm <sup>2</sup> preferiblemente $\approx 0.05$ g·cm <sup>2</sup>	$< 1$ mm <sup>b)</sup>	$< 0.1$ g·cm <sup>2</sup> preferiblemente $\approx 0.05$ g·cm <sup>2</sup>	$< 0.1$ g·cm <sup>2</sup> preferiblemente $\approx 0.05$ g·cm <sup>2</sup>
Electrodo colector	Diámetro $\leq 20$ mm	Diámetro $\leq 2$ mm	Diámetro $\leq 2$ mm	Diámetro $\leq 2$ mm	Diámetro $\leq 20$ mm	Diámetro $\leq 2$ mm	Diámetro $\leq 2$ mm
Anchura anillo de guarda	$> 3$ mm				$> 3$ mm		
Diámetro de la cavidad		$\leq 7$ mm	$\leq 7$ mm	$\leq 7$ mm		$\leq 4$ mm	$\leq 7$ mm
Material			d)	d)		d)	d)
Respuesta, límite de variación (M/K <sub>aire</sub> )	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$					
Capuchón + pared			$0.4 - 0.6$ g·cm <sup>-2</sup> preferiblemente $\sim 0.45$ g·cm <sup>-2</sup>				
Efecto de polaridad	<sup>b)</sup> $< 1\%$	$< 0.2\%$	$< 0.2\%$	$< 0.2\%$	$< 1\%$	$< 0.2\%$	$< 0.2\%$

a) La cámara plano-paralela se debe diseñar como para  $E_u < 5$  MeV

b) Definido como la diferencia de respuesta en tanto por ciento al hacer dos irradiaciones idénticas de la cámara con y sin cambio de polaridad (hay que dar tiempo para que la cámara se estabilice).

c) Sería deseable tener una ventana frontal lo más delgada posible. Sin embargo, si se usa grafito en la ventana, no es práctico reducir su espesor por debajo de aproximadamente 1mm (0.17 g·cm<sup>-2</sup>), porque si no la cámara sería muy frágil.

d) Preferiblemente por un material único de bajo número atómico en la pared, las ventanas y el electrodo central

- **Humedad:** La humedad del aire tiene poca influencia en la carga producida en la cavidad de la cámara excepto cuando se usan materiales higroscópicos tales como el plástico A-150 o el nylon [MU86] para la pared de la cámara. Si el factor de calibración está referido a una humedad relativa del 50%, entonces no se necesitan correcciones en el intervalo de humedades relativas del 20% al 70% para temperaturas entre 15°C y 25°C. Por otra parte, si el factor de calibración está referido a aire seco y las medidas se hacen a una humedad relativa del 20% al 70% en un intervalo de temperaturas de 15°C a 25°C, un factor de corrección de  $k_h = 0.997$  es adecuado para radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$  [CO77].
- **Recombinación:** La ineficiencia del equipo para coleccionar la carga en el volumen de la cavidad debida a recombinación de iones requiere el uso de un factor de corrección. El efecto depende de la geometría de la cámara, el voltaje de colección aplicado y la rapidez de producción de carga por la radiación.

### 5.6 DETERMINACION DE LA DOSIS ABSORBIDA EN CONDICIONES DE REFERENCIA

La geometría de irradiación es la mostrada en la Fig. 5.1. Los parámetros geométricos deben verificarse de acuerdo con la geometría del haz de radiación y la cámara de ionización se irradia dentro del fantoma con agua sin capuchón de equilibrio electrónico.

La cámara debe disponer de un factor en unidades de dosis absorbida en el aire de la cavidad,  $N_D$ , conocido:

$$N_D = N_K(1 - g)k_{att}k_m \quad (5.2)$$

donde  $g = 0.003$  para rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ . Valores de  $k_{att}$  y  $k_m$  se pueden encontrar en la Tabla 5.5 para cámaras de ionización comerciales. Los valores de  $k_m$  en esta tabla no incluyen correcciones adicionales para aquellas cámaras que tienen el electrodo central de un material diferente de la pared, pero la falta de datos para todas las cámaras comerciales hace esta corrección incierta. Las correcciones para cámaras "tipo Farmer" son pequeñas (alrededor de 0.8%). También es posible determinar experimentalmente  $N_D$  por el procedimiento dado por la NACP [NO81].

Se debe determinar la dosis absorbida usando las condiciones de referencia mostradas en la Tabla 5.3. Las correcciones de la lectura del electrómetro,  $M_L$ , se deben llevar a cabo (por ejemplo por recombinación, polaridad, temperatura y presión).

**5.7 FORMULARIO PARA CALCULAR LA DOSIS ABSORBIDA EN AGUA EN LAS CONDICIONES DE REFERENCIA USANDO HIACES DE FOTONES DE  $^{60}\text{Co}$**

Nombre: Usuario

Fecha:

1. Unidad de teleterapia: (Theratron 1000 [ $^{60}\text{Co}$ ])

Energía nominal: 1.25 MeV

Profundidad en agua del punto efectivo de la cámara: 5 cm.

Tamaño de campo:  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  a SSD = 80 cm

Rapidez nominal de dosis del equipo: unidades cGy / min

2. Cámara de ionización

Modelo y número de serie: PTW FREIBURGH 1002-0812

Radio interno : 2.75 mm

Material de la pared y espesor: PMMA, 0.06545 g/cm<sup>2</sup>

Factor, en unidades de dosis absorbida en el aire de la cámara:

$N_D = 2.496 \times 10^{10}$  cGy / C, dado a  $P_o = 760$  mmHg,  $T_o = 22^\circ\text{C}$

Voltaje de polarización: + 400 V

3. Corrección de la lectura del electrómetro

Presión,  $P = 586$  mmHg

Temperatura,  $T = 18^\circ\text{C}$

$$\Phi_{TP} = \frac{P_o (273.2 + T)}{P (273.2 + T_o)} = 1.019$$

Corrección humedad,  $P_h = 1.000$

$P_s = 1.000$

4. Rapidez de dosis absorbida en agua

Calidad del haz,  $TPR_{10}^{20}$  ( $D_{20} / D_{10}$ ) para  $10 \times 10 \text{ cm}^2$

Razón de poderes de frenado agua / aire (Tabla 5.6),  $S_{air}^{ref} = 1.133$

Factor por perturbación<sup>1</sup>,  $P_U = 0.992$

$D_w (p_{eff}) = M_U N_D S_{air}^{ref} P_U = 77.65 \times 10^{-2}$  Gy / min

<sup>1</sup> El factor de perturbación es la fracción de ionización debida a electrones generados en la pared de la cámara (fig. 5.7) y se obtiene de la siguiente ecuación:

Razón de poderes de frenado pared / aire (Tabla 5.7)  $S_{ref}^{ref} = 1.002$

Razón de los coeficientes de absorción de energía Agua / Pared (Tabla 5.8)  $(\bar{\mu}_{en} / \rho)_{wall}^{ref} = 1.113$

Fracción de ionización por electrones generados en agua,  $(1-y) = 0.47$

Razón de poderes de frenado agua / aire (Tabla 5.6),  $S_{air}^{ref} = 1.133$

$$P_U = \frac{\alpha S_{air}^{ref} (\bar{\mu}_{en} / \rho)_{wall}^{ref} + (1-\alpha) S_{air}^{ref}}{S_{air}^{ref}} = 0.992$$

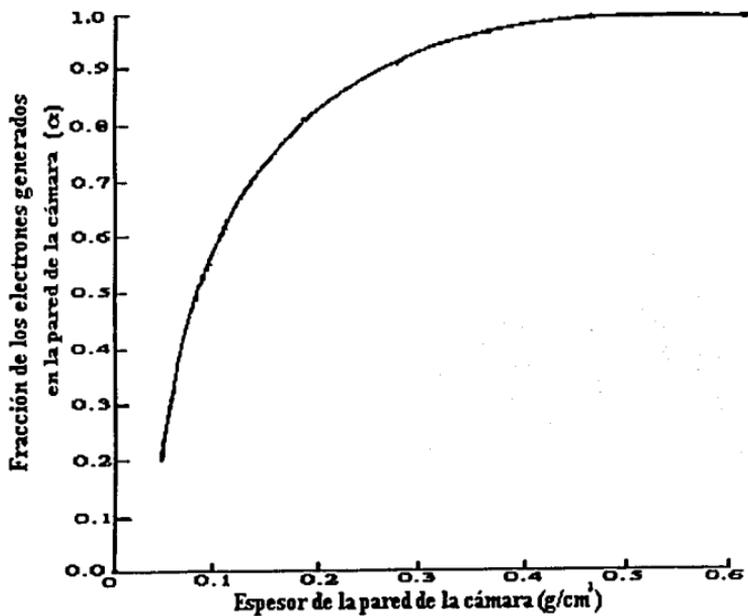


Figura 5.7 La fracción  $\alpha$  de ionización debida a los electrones generados en la pared de la cámara como función del espesor de la pared, para rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ . [LE83].

TABLA 5.5 VALORES DE  $k_m$  y  $k_{att}$  Y DEL PRODUCTO  $k_m k_{att}$  PARA ALGUNAS DE LAS CAMARAS DE IONIZACION DE LA TABLA 5.1

Los valores de  $k_m$  fueron calculados por Andreo et al. [AN86a] usando la ecuación 5.1. No están incluidas las correcciones por la no equivalencia a aire del electrodo central;  $k_m$  se calculó a partir de datos de Nath y Schulz [NT81].

	$k_m$	$k_{att}$	$k_m k_{att}$
CAPINTEC 0.07 cm <sup>3</sup> PR-05P min-cámara	1.002	0.988	0.990
CAPINTEC 0.14 cm <sup>3</sup> PR-05 minicámara	1.002	0.989	0.991
CAPINTEC 0.65 cm <sup>3</sup> PR-06C tipo farmer (AE cap)	1.006	0.984	0.990
CAPINTEC 0.65 cm <sup>3</sup> PR-06C tipo farmer (cap. Poliestireno)	0.987	0.990	0.977
CAPINTEC 0.65 cm <sup>3</sup> PR-06C tipo farmer (cap. PMMA)	0.993	0.990	0.983
CAPINTEC 0.60 cm <sup>3</sup> (AAPM)	0.989	0.989	0.978
EXRADIN 0.5 cm <sup>3</sup> Al (cap. 2 mm)	1.006	0.985	0.991
EXRADIN 0.5 cm <sup>3</sup> Al (cap. 4 mm)	1.006	0.976	0.981

$$k_m = \alpha S_{wall}^{air} (\mu_{en}/\rho)_{air}^{wall} + (1-\alpha) S_{wall}^{vac} (\mu_{en}/\rho)_{vac}^{wall} \quad (5.1)$$

donde  $\alpha$  es la fracción de ionización debida a los electrones generados en la pared de la cámara como función del espesor de la pared, ver fig. 5.7.

TABLA 5.6 COCIENTE DE PODERES DE FRENADO ENTRE AGUA Y AIRE  $S_{wall}^{air}$  A LAS PROFUNDIDADES DE REFERENCIA COMO FUNCION DE LA CALIDAD DEL HAZ DE FOTONES [AN86b].

Calidad del haz			Profundidad de referencia
$TPR_{10}^{2x}$	$D_{20}/D_{10}^*$	$S_{wall}^{air}$ (cm)	
0.50	0.44	1.135	5
0.53	0.47	1.134	5
0.56	0.49	1.132	5
0.59	0.52	1.130	5
0.62	0.54	1.127	5
0.65	0.56	1.123	5
0.68	0.58	1.119	5
0.70	0.60	1.116	5
0.72	0.61	1.111	10
0.74	0.63	1.105	10
0.76	0.65	1.099	10
0.78	0.66	1.090	10
0.80	0.68	1.080	10
0.82	0.69	1.069	10
0.84	0.71	1.059	10
C <sub>x</sub> -137		1.136	5
Co-60		1.133	5

\* SSD = 100 cm; obtenido de  $TPR_{10}^{2x}$  por ajuste de datos experimentales

TABLA 5.7 VALORES  $S_{\text{aire}}^{\text{prev}}$  COMO FUNCION DE LA CALIDAD DEL HAZ DE FOTONES, TEORIA DE SPENCER-ATTIX ( $\Delta = 10$  keV) [AN86b].

Calidad del haz $TPR_{10}^{20}$ en agua	$D_{20}/D_{10}^*$	A-150	C-552	Delrin	Grafito	Nylon	PMMA	Poliestireno
0.50	0.44	1.147	0.997	1.083	1.008	1.148	1.105	1.114
0.53	0.47	1.145	0.997	1.082	1.007	1.146	1.104	1.113
0.56	0.49	1.142	0.995	1.080	1.003	1.143	1.102	1.110
0.59	0.52	1.138	0.992	1.077	1.000	1.139	1.099	1.107
0.62	0.54	1.135	0.990	1.074	0.996	1.135	1.096	1.101
0.65	0.56	1.130	0.986	1.070	0.992	1.130	1.091	1.100
0.68	0.58	1.124	0.983	1.065	0.987	1.125	1.087	1.095
0.70	0.60	1.121	0.980	1.062	0.984	1.121	1.084	1.092
0.72	0.61	1.115	0.976	1.057	0.979	1.115	1.079	1.087
0.74	0.63	1.108	0.970	1.051	0.973	1.108	1.073	1.080
0.76	0.65	1.101	0.964	1.044	0.967	1.100	1.066	1.074
0.78	0.66	1.091	0.956	1.035	0.959	1.090	1.057	1.065
0.80	0.68	1.080	0.948	1.026	0.950	1.080	1.047	1.055
0.82	0.69	1.069	0.938	1.015	0.941	1.068	1.037	1.044
0.84	0.71	1.058	0.929	1.005	0.932	1.057	1.027	1.034
$^{137}\text{Cs}$	1.149	0.999	1.085	1.011	1.150	1.107	1.116	
$^{60}\text{Co}$	1.142	0.995	1.080	1.002	1.142	1.102	1.110	

\* SSD = 100 cm Obtenido a partir de  $TPR_{10}^{20}$  por ajuste de datos experimentales.

TABLA 5.8 VALORES  $(\mu_{en}/\rho)_{SSD}^{100}$  COMO FUNCION DE LA CALIDAD DEL HAZ DE FOTONES [CU86].

Calidad del haz $TPR_{10}^{20}$ en agua	$D_{20}/D_{10}^*$	A-150	C-552	Delrin	Grafito	Nylon	PMMA	Poliestireno
0.53	0.47	1.011	1.110	1.043	1.114	1.015	1.031	1.035
0.56	0.49	1.011	1.110	1.043	1.113	1.015	1.030	1.034
0.59	0.52	1.012	1.110	1.042	1.113	1.015	1.030	1.034
0.62	0.54	1.012	1.110	1.042	1.113	1.015	1.031	1.035
0.65	0.56	1.013	1.110	1.043	1.114	1.016	1.031	1.036
0.68	0.58	1.015	1.109	1.043	1.115	1.018	1.032	1.038
0.70	0.60	1.016	1.108	1.043	1.115	1.019	1.033	1.040
0.72	0.61	1.019	1.107	1.043	1.117	1.021	1.035	1.042
0.74	0.63	1.023	1.105	1.044	1.119	1.026	1.038	1.048
0.76	0.65	1.028	1.103	1.045	1.121	1.030	1.041	1.053
0.78	0.66	1.035	1.100	1.046	1.125	1.037	1.045	1.061
0.80	0.68	1.043	1.096	1.048	1.130	1.045	1.051	1.071
0.82	0.69	1.051	1.093	1.049	1.134	1.054	1.056	1.081
0.84	0.71	1.059	1.089	1.051	1.139	1.062	1.062	1.090
$^{137}\text{Cs}$		1.010	1.111	1.042	1.111	1.013	1.029	1.032
$^{60}\text{Co}$		1.011	1.110	1.042	1.113	1.015	1.030	1.034

\* SSD = 100 cm Obtenido a partir de  $TPR_{10}^{20}$  por ajuste de datos experimentales.

## CAPITULO SEIS

### METODOS PARA LA OBTENCION DEL CAMPO CUADRADO EQUIVALENTE

#### 6.1 EL CONCEPTO DE CAMPOS CUADRADOS EQUIVALENTES

En un campo muy pequeño (el cual hemos representado como un campo de  $0 \times 0$ ), la dosis se debe únicamente a la radiación primaria. Conforme el tamaño de campo aumenta, la radiación dispersa producida por la interacción de los fotones con el medio causa un aumento en la dosis absorbida. La cantidad de radiación dispersa es mayor a lo largo de la profundidad que en  $D_{max}$ , causando que el porcentaje de dosis a profundidad aumente conforme se aumenta el tamaño del campo. Ya que los fotones de mayor energía tienen una dispersión predominante en la misma dirección en la que penetra en el medio, el porcentaje de dosis a profundidad aumenta cuando aumenta el área como se muestra en la fig. 6.1.

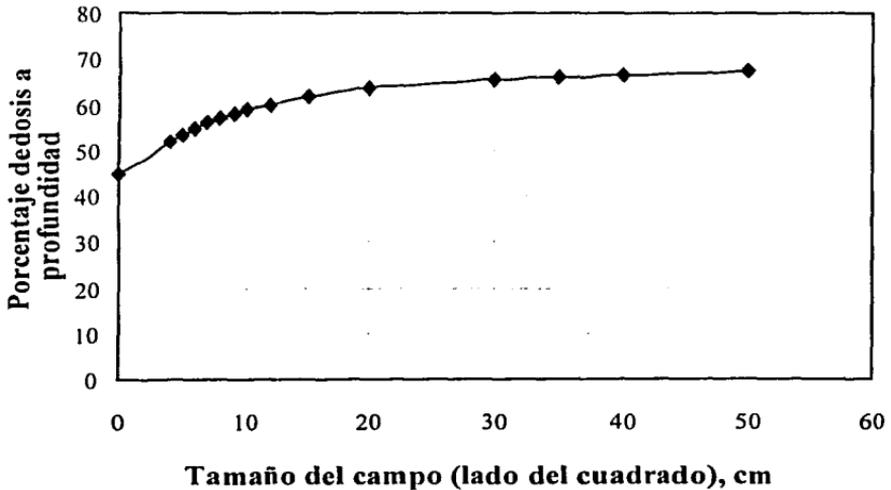


Figura 6.1. Porcentaje de dosis a profundidad como función del tamaño del campo (10 cm de profundidad) para haces de fotones de rayos y de cobalto 60. La distancia fuente superficie para el haz de fotones de rayos y de cobalto 60 es de 100 cm.

## 6.2. METODO DEL CUADRADO EQUIVALENTE

No sólo el área en centímetros cuadrados del campo afecta al porcentaje de dosis a profundidad sino también la forma del campo. Por ejemplo, en los dos campos que se muestran en la fig. 6.2 el área total es la misma. Sin embargo, el porcentaje de dosis a profundidad en el campo B es más pequeño que en el campo A porque es menos probable que la radiación dispersa de la parte más distante del campo B alcance su centro que la radiación dispersa del campo A, donde se ve que el área es simétrica alrededor del punto de medida.

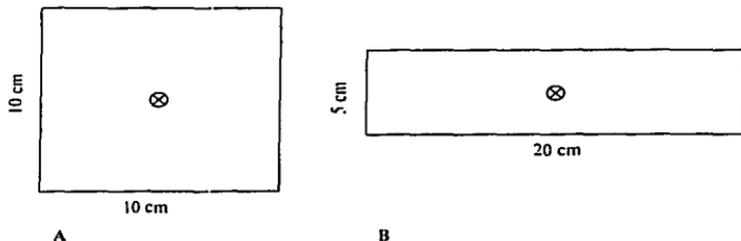


Figura 6.2. El área en A y B es la misma, pero el campo en B tiene menos contribución a la dosis que en A, en el punto de medida (x), por la forma alargada, debido a que llega menos radiación dispersa al punto x.

Se ha mostrado que los valores del porcentaje de dosis para campos rectangulares se pueden aproximar por el método cuadrado equivalente [BA51], [DA50], [DA61], [JO49]. Usando la tabla 6.1 un campo de  $6 \times 20 \text{ cm}^2$  es equivalente a un campo de  $9 \times 9 \text{ cm}^2$ . Por lo tanto, el porcentaje de dosis de un campo de  $9 \times 9 \text{ cm}^2$  podría utilizarse para realizar los cálculos de dosis en lugar de un campo de  $6 \times 20 \text{ cm}^2$ .

Tabla 6.1 Cuadrados equivalentes de campos rectangulares

Lado cm	CORTO																													
	LARGO	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	22	24	26	28	30				
1	1.0																													
2	1.4 2.0																													
3	1.6 2.4 3.0																													
4	1.7 2.7 3.4 4.0																													
5	1.8 3.0 3.8 4.5 5.0																													
6	1.9 3.1 4.1 4.8 5.5 6.0																													
7	2.0 3.3 4.3 5.1 5.8 6.5 7.0																													
8	2.1 3.4 4.5 5.4 6.2 6.9 7.5 8.0																													
9	2.1 3.5 4.6 5.6 6.5 7.2 7.9 8.5 9.0																													
10	2.2 3.6 4.8 5.8 6.7 7.5 8.2 8.9 9.5 10.0																													
11	2.2 3.7 4.9 5.9 6.9 7.8 8.6 9.3 9.9 10.5 11.0																													
12	2.2 3.7 5.0 6.1 7.1 8.0 8.8 9.6 10.3 10.9 11.5 12.0																													
13	2.2 3.8 5.1 6.2 7.2 8.2 9.1 9.9 10.6 11.3 11.9 12.5 13.0																													
14	2.3 3.8 5.1 6.3 7.4 8.4 9.3 10.1 10.9 11.6 12.3 12.9 13.5 14.0																													
15	2.3 3.9 5.2 6.4 7.5 8.5 9.5 10.3 11.2 11.9 12.6 13.3 13.9 14.5 15.0																													
16	2.3 3.9 5.2 6.5 7.6 8.6 9.6 10.5 11.4 12.2 13.0 13.7 14.3 14.9 15.5 16.0																													
17	2.3 3.9 5.3 6.5 7.7 8.8 9.8 10.7 11.6 12.4 13.2 14.0 14.7 15.3 15.9 16.5 17.0																													
18	2.3 4.0 5.3 6.6 7.8 8.9 9.9 10.8 11.8 12.7 13.5 14.3 15.0 15.7 16.3 16.9 17.5 18.0																													
19	2.3 4.0 5.4 6.6 7.8 8.9 10.0 11.0 11.9 12.8 13.7 14.5 15.3 16.0 16.7 17.3 17.9 18.5 19.0																													
20	2.3 4.0 5.4 6.7 7.9 9.0 10.1 11.1 12.1 13.0 13.9 14.7 15.5 16.3 17.0 17.7 18.3 18.9 19.5 20.0																													
22	2.3 4.0 5.5 6.8 8.0 9.1 10.3 11.3 12.3 13.3 14.2 15.1 16.0 16.8 17.6 18.3 19.0 19.7 20.3 20.9 22.0																													
24	2.4 4.1 5.5 6.8 8.1 9.2 10.4 11.5 12.5 13.5 14.5 15.4 16.3 17.2 18.0 18.8 19.6 20.3 21.0 21.7 22.9 24.0																													
26	2.4 4.1 5.5 6.9 8.1 9.3 10.5 11.6 12.6 13.7 14.7 15.7 16.6 17.5 18.4 19.2 20.1 20.9 21.6 22.4 23.7 24.9 25.0																													
29	2.4 4.1 5.6 6.9 8.2 9.4 10.5 11.7 12.8 13.8 14.8 15.9 16.8 17.8 18.7 19.6 20.5 21.3 22.1 22.9 24.4 25.7 27.0 28.0																													
30	2.4 4.1 5.6 6.9 8.2 9.4 10.6 11.7 12.8 13.9 15.0 16.0 17.0 18.0 18.9 19.9 20.8 21.7 22.5 23.3 24.9 26.4 27.7 29.0 30.0																													

Fuente: Cohen M, Jones A. Green D (eds): Central axis depth dose data for use in radiotherapy. Br J Radiol (suppl 11), page 99, 1972. Copyright 1972 by the British Institute of Radiology, London, England.

6.2.1 METODO DEL AREA/PERIMETRO

Otro método, desarrollado por Sterling [ST64], es igualar un campo rectangular con un campo cuadrado si ambos tienen el mismo cociente área/perímetro (A/P).

Ya que el área (A) del campo rectangular es  $ab$  y su perímetro (P) es  $2a + 2b$ , entonces, tenemos que:

$$A/P = \frac{a \times b}{2(a + b)} \tag{6.1}$$

donde  $a$  es el ancho y  $b$  es el largo del campo. Si consideramos por ejemplo un campo de  $6 \times 20$  cm:

$$A/P = \frac{6 \times 20}{2(6 + 20)} \tag{6.2}$$

entonces:

$$\frac{120}{52} = 2.3$$

Para encontrar el  $A/P$  para un campo cuadrado, donde  $a=b$ , tenemos que:

$$A/P = \frac{a^2}{4a} = \frac{a}{4} \quad (6.3)$$

En un campo cuadrado de lado 9 cm, por ejemplo,

$$A/P = \frac{9}{4} = 2.25$$

Encontrando que  $A/P$ , para un campo de  $6 \times 20 \text{ cm}^2$  y para un campo cuadrado de  $9 \times 9 \text{ cm}^2$  son aproximadamente iguales, por lo que los datos tabulados para un campo de  $9 \times 9 \text{ cm}^2$  (campo equivalente) puede utilizarse para encontrar los valores para un campo de  $6 \times 20 \text{ cm}^2$ .

Aunque este método es ampliamente usado en la práctica médica, se debe tener precaución al aplicarlo porque esta relación de área entre perímetro sólo se cumple para ciertas formas de los campos.

### 6.3 METODO DE CLARKSON

Debido a que en radioterapia es muy común encontrar campos formados irregularmente<sup>1</sup> cuando la estructura sensible a la radiación es protegida del haz primario o cuando los campos se extienden a lo largo del contorno del cuerpo del paciente con forma irregular, y como los datos (porcentaje de dosis en profundidad, razón aire-tejido o razón tejido-máximo) se encuentran normalmente para campos rectangulares, es necesario recurrir a métodos para utilizar estos datos para el caso general de campos con forma irregular. El método más general en esta aplicación fue el originalmente propuesto por Clarkson [CL41] y después desarrollado por Cunningham [JH69, CU72]. El método de Clarkson se basa en el principio de que la componente de dispersión de la dosis en profundidad, la cual depende del tamaño del campo y la forma, se puede calcular separadamente de la componente primaria la cual es independiente del tamaño de campo y de la forma. La razón aire dispersión (SAR)<sup>2</sup>, se utiliza para calcular la dosis debido a la contribución de la componente dispersa; por lo que, si queremos encontrar la SAR para un campo irregular se requiere de los datos de la SAR tabulados para campos circulares y para cierta profundidad, es por eso que el campo se deberá dividir en  $n$  sectores trazados desde el punto donde se quiere calcular la SAR hasta el borde o el límite del campo como se ve en la fig. 6.3. Se medirá cada sector y para cierta profundidad se buscará la SAR en las tablas, ver tabla 6.2. Se entiende que cada sector representa un campo circular de radio igual a la longitud del sector, es por eso que ya encontrado, la SAR correspondiente se tiene que dividir entre el número de sectores ( $n$ ), que corresponde a la SAR de un solo sector para luego sumar la de todos los sectores. Una vez calculada la SAR total del campo irregular podemos buscar en la misma tabla a qué radio corresponde para luego calcular el campo cuadrado equivalente de la siguiente manera:

$$\text{Area}_{\text{cuadrado}} = L \times L = L^2 \quad (6.4)$$

$$\text{Area}_{\text{circular}} = \pi r^2 \Rightarrow L^2 = \pi r^2 \Rightarrow L = \sqrt{\pi} r \quad (6.5)$$

1 Un campo irregular es cualquier campo diferente a un campo rectangular, cuadrado o circular.

2 La SAR se define como la razón de la dosis dispersa para un punto dado en el fantoma entre la dosis en espacio libre para el mismo punto.

Se realizaron cálculos con el método de Clarkson para el tratamiento de Ca Cu para diferentes tamaños de campo que se obtuvieron al reducirlo cubriendo gradualmente las cuatro esquinas de un campo abierto dado y para la simulación del tratamiento craneal se realizaron cálculos para los diferentes tamaños de campo obtenidos de cubrir gradualmente la esquina inferior derecha.

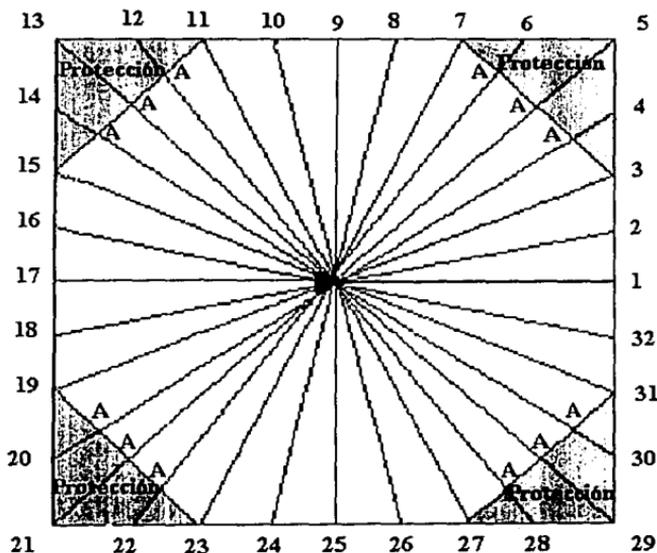


Figura 6.3 El campo de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  para un tratamiento de cáncer cervicouterino se divide en 32 sectores desde el punto P de interés.

Tabla 6.2 Tabla de la SAR a la profundidad de 5 cm. Interpolando la SAR promedio tenemos que corresponde a un radio de 10.75 cm por lo que el campo cuadrado equivalente será de:

$$L = \sqrt{\pi} * r = \sqrt{\pi} * 10.75 = 19; \text{ es decir el campo cuadrado equivalente es de } 19 \times 19 \text{ cm}^2.$$

Radio No.	Longitud (cm)	SAR fraccional	Radio No.	Longitud (cm)	SAR fraccional
1	10	0.2060	17	10	0.2060
2	10.2	0.2076	18	10.2	0.2076
3	10.8	0.2107	19	10.8	0.2107
4(A)	11.3	0.2138	20(A)	11.3	0.2138
5(A)	11.1	0.2126	21(A)	11.1	0.2126
6(A)	11.3	0.2138	22(A)	11.3	0.2138
7	10.9	0.2117	23	10.9	0.2117
8	10.2	0.2076	24	10.2	0.2076
9	10	0.2060	25	10	0.2060
10	10.2	0.2076	26	10.2	0.2076
11	10.9	0.2117	27	10.9	0.2117
12(A)	11.3	0.2138	28(A)	11.3	0.2138
13(A)	11.1	0.2126	29(A)	11.1	0.2126
14(A)	11.3	0.2138	30(A)	11.3	0.2138
15	10.8	0.2107	31	10.8	0.2107
16	10.2	0.2076	32	10.2	0.2076
<b>SAR</b>		<b>TOTAL PROMEDIO = 0.2105</b>			

#### 6.4 OBTENCION DEL CAMPO CUADRADO EQUIVALENTE A PARTIR DE LA MEDIDA DE LA DOSIS

Debido a que no es posible hacer medidas de la rapidez de dosis para cada campo que se va a utilizar en los tratamientos, se hacen trimestralmente medidas únicamente para campos cuadrados entre  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  y  $36 \times 36 \text{ cm}^2$ .

Para determinar el campo cuadrado equivalente de campos rectangulares o irregulares, se hace una medida de la rapidez de la dosis, bajo las mismas condiciones en las que se hicieron las medidas para los campos cuadrados, y los valores obtenidos se comparan con los de los campos cuadrados. El tamaño del campo cuadrado equivalente es el que tiene el mismo valor de la rapidez de la dosis.

Si los valores de la rapidez de la dosis están entre los obtenidos para los campos cuadrados, se hace una interpolación para obtener el tamaño de campo cuadrado equivalente.

Como en el sistema de tratamiento sólo se pueden usar campos cuadrados es decir con los lados iguales, entonces al hacer el cálculo del campo cuadrado equivalente, si se obtiene un tamaño de campo con lados de longitud con número fraccional, el valor se redondea al número entero mayor más cercano si la fracción es  $\geq 0.5 \text{ cm}$  y al menor más cercano si es  $< 0.5 \text{ cm}$ . Por ejemplo, si el campo cuadrado equivalente es de  $17.7 \times 17.7 \text{ cm}^2$  entonces se usa un campo cuadrado de  $18 \times 18 \text{ cm}^2$ , si es de  $17.4 \times 17.4 \text{ cm}^2$  se considera uno de  $17 \times 17 \text{ cm}^2$ .

## CAPITULO SIETE

### ***DESARROLLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS***

#### ***7.1 EQUIPO UTILIZADO***

- 1 SALA DE TELETERAPIA CON UNA UNIDAD DE  $^{60}\text{Co}$  (Theratron 1000)
- 2 SISTEMA DOSIMÉTRICO MARCA PTW
  - Fantoma de acrílico cúbico con un sistema de barrido mecánico para las cámara de ionización en los tres ejes (x, y, z)
  - Dos cámaras de ionización cilíndricas Freiburg M31002-0812 y M31002-0814 con sus factores de corrección correspondientes (ver apéndice I).
  - Electrómetro Freiburg D75115.
  - Computadora con el software "Mephysto" instalado.
- 3 AGUA BIDESESTILADA
- 4 PROTECCIONES PERSONALIZADAS (ver apéndice II)
- 5 TERMOMETRO
- 6 BAROMETRO

## 7.2 FABRICACION DE LAS PROTECCIONES DE CERROBEND

El procedimiento para la fabricación de los bloques de cerrobend (ver apéndice III) empieza con un simulador radiográfico o una película en la cual el radioterapeuta dibuja los bordes del campo de tratamiento indicando las áreas que deben ser protegidas. Las películas entonces se utilizan para construir las cavidades divergentes en un bloque de Styrofoam que son utilizadas para hacer los bloques de cerrobend. La fig. 7.1 muestra un corte en Styrofoam con un equipo que consiste de un alambre calentado eléctricamente y que pivotea alrededor de un punto simulando la fuente de radiación. La película, el bloque de Styrofoam y el cortador se ajustan de tal forma que se obtiene la geometría del tratamiento real (misma distancia de la fuente a la película y de la fuente a la protección). En la parte final del alambre se traza el contorno de las protecciones sobre la película.

Si se necesita hacer bloques "positivos" tal como los bloques de pulmón (ver fig. 7.2 a), las cavidades se cortan en el Styrofoam con el segmento caliente del alambre y subsecuentemente se llena con el cerrobend fundido. Si se desea un bloque "negativo" tales como áreas centrales abiertas y áreas periféricas bloqueadas (ver fig. 7.2 b), se hace primero un corte interno por fuera del campo abierto después un corte rectangular externo para definir el campo colimado con 1-2 cm de margen. Las tres piezas de Styrofoam hechas se colocan en una charola de lucita y alineadas relativamente en el eje central. La pieza intermedia, corresponde al área que debe ser protegida, se le quita la parte central y se llena la cavidad con el cerrobend.

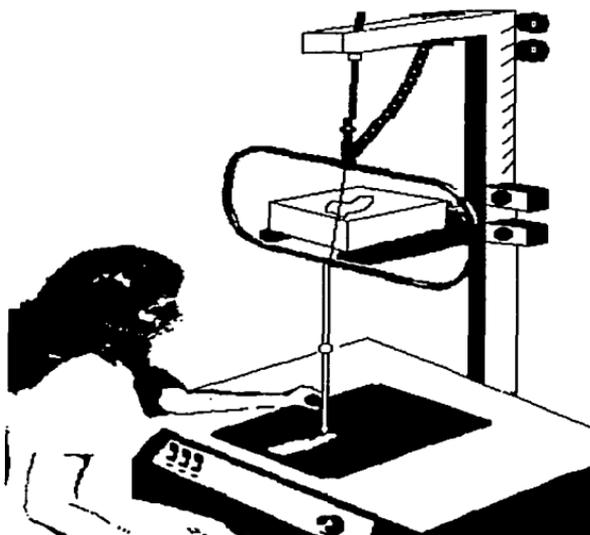


Figura 7.1 Fotografía del cortador del bloque de Styrofoam

Es importante que el cerrobend se vacíe suavemente para prevenir la formación de burbujas de aire. El bloque de Styrofoam debe presentar firmeza, esto se logra apretándolo con una cinta de pegamento en la parte de abajo para evitar filtración del líquido metálico. Las paredes interiores de la cavidad pueden ser rociadas con silicón para liberar fácilmente las piezas de Styrofoam del bloque. Los bloques pueden ser montados en charolas de lucita, las cuales son premarcadas con el cruce del eje central.

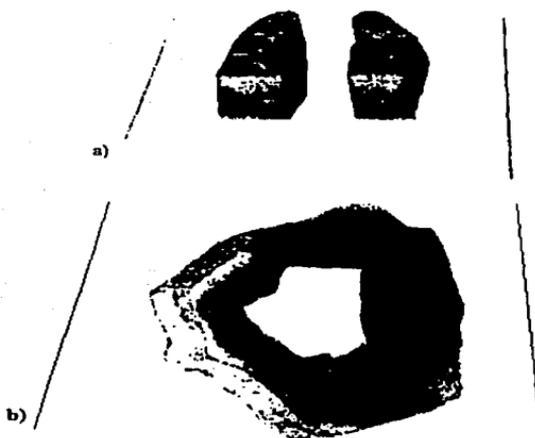


Figura 7.2 a) Bloque de cerrobend para protección de pulmones. b) bloque comúnmente usado para cabeza y cuello.

### 7.2.1 DIVERGENCIA DE LA PROTECCION

Idealmente, los bloques son moldeados de tal forma que sigan la divergencia geométrica del haz, ver fig 7.3. Esto minimiza la penumbra de transmisión del bloque (transmisión parcial del haz en las orillas del bloque). La divergencia de los bloques ofrece una ventaja para haces con grandes penumbras geométricas. Por ejemplo, en el caso de  $^{60}\text{Co}$ , la agudeza de los límites marcados por el haz en la orilla del bloque no es significativamente mejorada por el uso de bloques divergentes. Además, para algunas situaciones clínicas no es crítico o valioso el tiempo requerido para la fabricación de los bloques divergentes, los cuales ya han sido invariablemente diseñados para un conjunto de tratamientos dados. Por lo tanto, para muchas situaciones se mantienen almacenados bloques de cortes rectos de varias formas y dimensiones.

La divergencia de los bloques es muy conveniente para haces con puntos focales pequeños, ya que el lado de éstos sigue la divergencia del haz y se pueden reducir las dimensiones laterales en el diseño

de las protecciones para distancias pequeñas de la fuente al bloque sin incrementar la penumbra de transmisión del bloque.



Figura 7.3 Muestra la divergencia de las protecciones debido a que siguen la divergencia geométrica del haz.

### 7.3 MONTAJE DEL EQUIPO DE DOSIMETRÍA

Uno de los recursos importantes de la tecnología en el sistema dosimétrico es el equipo de dosimetría marca PTW que se utilizó. Consta de un fantoma de acrílico cúbico con un sistema mecánico de ejes instalado en el interior para el barrido de la cámara de ionización en los tres ejes (x, y, z); dos cámaras de ionización cilíndricas PTW Freiburg M31002-0812 y M31002-0814, una de ellas se coloca en el centro del campo y sirve para obtener la lectura de la carga colectada que nos proporcionará la rapidez de dosis para cada campo, la otra sirve como referencia únicamente para la obtención del perfil del campo. y se coloca en el borde interior del campo; un controlador del sistema mecánico de barrido, que permite manejar el movimiento de la cámara de ionización desde afuera de la sala del equipo de teleterapia y está conectado a una computadora que, mediante el software "Mephisto", mostrará las curvas de perfil para cada campo durante el barrido de la cámara de ionización y, por último, para la visualización de la lectura de la carga colectada debido a la exposición de la cámara dentro del campo de radiación, el equipo dosimétrico consta de un electrómetro PTW Freiburg D75115.

Los pasos a seguir para el montaje del equipo de dosimetría son los siguientes:

- El fantoma se coloca debajo del cabezal de tal forma que quede centrado con el campo luminoso (de preferencia el campo debe ser grande buscando que el borde del campo luminoso esté alineado con la orilla de la base del fantoma), el centrado se logra fácilmente porque en la base del fantoma tiene marcadas dos líneas perpendiculares cuya intersección coincide con el centro del fantoma y éste debe a su vez coincidir con el cruce de la sombra de los alambres (ver fig. 7.4) que proyecta en el campo luminoso.

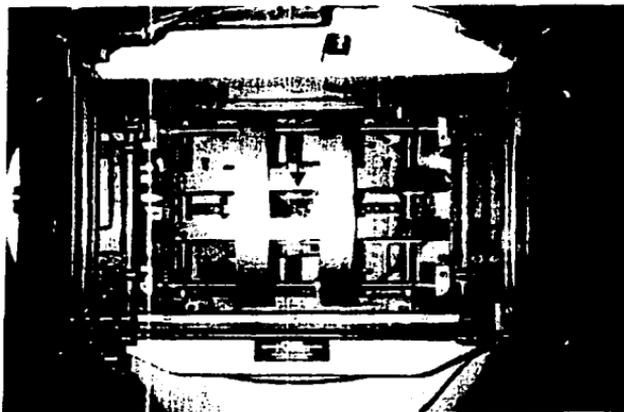


Figura 7.4 Se muestran los alambres que el haz luminoso proyecta sobre la superficie e indican el centro del campo.

- El fantoma se llena con agua bidestilada, por comodidad primero se hace el llenado a la mitad del fantoma para que al momento de subirlo a la altura deseada sea menor el esfuerzo, se nivela para que el plano que forma la superficie del agua sea paralelo al plano formado por el campo, luego se levanta el fantoma y se coloca la superficie del agua a la distancia de tratamiento (80 cm para el equipo Theratron 1000 [ $^{60}\text{Co}$ ]).
- Se coloca la cámara de ionización horizontalmente en el sistema de barrido y se lleva a la superficie del agua centrada en el campo luminoso, esta localización es relativamente fácil debido a que la punta del capuchón de la cámara tiene un punto central negro pintado y cuenta con una línea a la mitad, que indica el centro geométrico de la cámara (ver fig 7.5); esto nos permite colocarla perfectamente alineada, además de que contamos con la ayuda necesaria del sistema alineado de láseres, el cual se encuentra centrado y a la distancia de tratamiento.

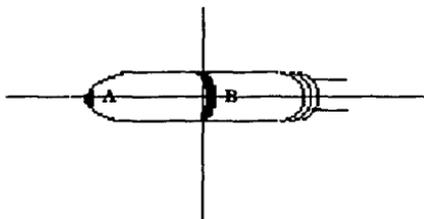


Figura 7.5 Cámara cilíndrica que indica A) el punto negro en la punta del capuchón de la cámara B) línea negra a la mitad de la cámara. Ambos nos muestran el centro geométrico de la cámara.

- La cámara de ionización ya, centrada en el campo, se coloca a 56.65 mm ~ 56.7 mm de profundidad; esto proviene del protocolo en la dosimetría para equipos de  $^{60}\text{Co}$  (Reporte Técnico No. 277 de la OIEA, capítulo 5). Esta distancia se escoge debido a que:
  - 50 mm es la profundidad a la que se recomienda obtener la dosimetría para un campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .
  - 5 mm es la profundidad para que exista equilibrio electrónico en la cámara dentro del agua.
  - 1.65 mm es el punto efectivo de la cámara que se determina como el 60 % del radio interno de la cámara, es decir  $0.6 \times (2.75 \text{ mm}) = 1.65 \text{ mm}$ .
- Se realizan las conexiones, una de las cámaras al electrómetro y la otra al controlador de barrido, por medio de cables largos que nos permiten maniobrar afuera del recinto de la unidad de teleterapia.
- Se realizan unas primeras mediciones hasta verificar que el electrómetro y la cámara de ionización estén estables.

- Antes de realizar las mediciones es importante colocar el termómetro dentro del fantoma, medir la temperatura inicial y la temperatura después de cada irradiación, al mismo tiempo se toma la medida de la presión del búnker.
- Una vez montado el equipo se empieza a realizar la dosimetría clínica, ver fig. 7.6.



Figura 7.6 Equipo PTW montado.

#### **7.4 PROCEDIMIENTO PARA EL CALCULO DE LA RAPIDEZ DE DOSIS**

Antes de hacer las primeras mediciones con los campos para cada tratamiento a estudiar se realizó la dosimetría del equipo de teleterapia (Theratron 1000 [ $^{60}\text{Co}$ ]) del Instituto Nacional de Cancerología, para los campos cuadrados desde el  $5 \times 5 \text{cm}^2$  hasta el  $36 \times 36 \text{cm}^2$ ; esto tiene dos finalidades: verificar que obtengamos datos de la rapidez de dosis que no difieran significativamente de los datos que semestralmente se obtienen, considerando el tiempo transcurrido desde la última dosimetría y comparar los datos de la rapidez de dosis para un campo cuadrado abierto (sin protecciones) y el campo irregular (con protecciones) determinado por el tipo de tratamiento.

Para el cálculo de la rapidez de dosis en un campo determinado, para las técnicas ISOCENTRICA y PDP, se requiere de todos los factores de corrección antes mencionados y de la lectura promedio que se obtuvo del electrómetro, como se muestra en las siguientes ecuaciones:

## TECNICA ISOCENTRICA

$$\dot{D} = \frac{\Phi_{TP} \cdot \bar{L}_{Ccampo} \cdot N_p \cdot S_{aire}^{exp} \cdot P_e}{(t + \tau) \cdot (TMR)} \quad (7.1)$$

## TECNICA PDP

$$\dot{D} = \frac{\Phi_{TP} \cdot \bar{L}_{Ccampo} \cdot N_p \cdot S_{aire}^{exp} \cdot P_u}{(t + \tau) \cdot (PDP)} \quad (7.2)$$

Donde  $\Phi_{TP}$  es el factor que corrige los efectos de presión y temperatura y está dado por la ecuación 5.1.  $\bar{L}_{Ccampo}$  [nC] es la lectura del electrómetro proveniente de la carga colectada en la cámara de ionización,  $N_p$  [cGy/C] es el factor de calibración de la cámara de ionización en unidades de dosis absorbida por unidad de carga en el aire de la cavidad,  $P_e$  es el factor de corrección que tiene en cuenta la no equivalencia al agua de la cámara de ionización (i. e. material de la pared de la cámara y cavidad del aire).  $S_{aire}^{exp}$  es la razón de poderes de frenado entre agua y aire,  $t$  [min] es el tiempo de exposición a la radiación y  $\tau$  es el tiempo de tránsito de la fuente, factor de corrección que depende del tiempo que se tarde la fuente en colocarse en la posición exacta de irradiación, y está dado por:

$$\tau = \frac{t(M_n - M)}{nM - M_n} \quad (7.3)$$

Donde  $t$  es el tiempo de exposición a la radiación,  $M_n$  [nC] es la lectura acumulada del electrómetro de  $n$  veces el tiempo ( $t/n$ ),  $M$  [nC] es la lectura del electrómetro a un tiempo  $t$  de exposición.

**TMR** (razón máximo tejido), es el cociente de la dosis en un punto específico en tejido y la dosis en el mismo punto cuando éste se coloca a la profundidad de máxima dosis.

**PDP** (porcentaje de dosis a profundidad), es el cociente de la dosis absorbida en un punto a una cierta profundidad entre la dosis absorbida en un punto de referencia. Normalmente el punto de referencia es el punto en donde se encuentra la dosis máxima.

## 7.5 APLICACION EN TRATAMIENTO DE CANCER CERVICOUTERINO (CA CU)

Para una aplicación en el tratamiento de Ca Cu se utilizan dos campos cuadrados: uno en posición anteroposterior (AP) y otro en posteroanterior (PA), con una técnica isocéntrica y lo que se procura proteger son las cabezas del fémur, colon e intestinos. Por lo que para un campo típico cuadrado de  $18 \times 18 \text{ cm}^2$  se coloca en cada esquina protecciones, como se ve en la fig. 7.7. Primero se hicieron mediciones a campo abierto; es decir, sin protecciones, después para un porcentaje pequeño de área protegida y luego aumentándolo hasta obtener un poco más del área protegida usual en el tratamiento.

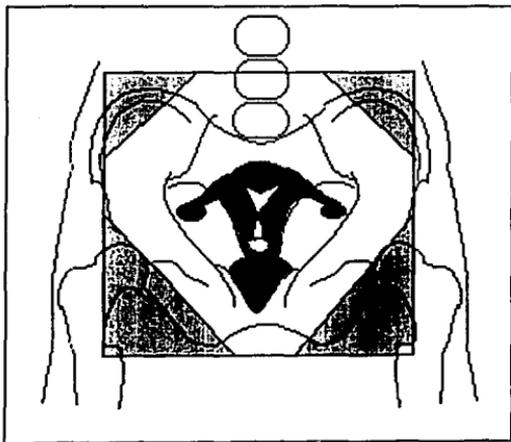


Figura 7.7 Área protegida de un campo en un tratamiento de ca cu.

## 7.6 APLICACION EN TRATAMIENTO DE CANCER EN CEREBRO O CABEZA

Para una aplicación en el tratamiento craneal se utilizan campos rectangulares que cubren toda la cabeza, con una técnica PDP y lo que se procura proteger son los ojos, las glándulas lagrimales, el nervio óptico, el pómulo y el nervio auditivo, por lo que para los siguientes campos de  $18 \times 18 \text{ cm}^2$ ,  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  y  $22 \times 22 \text{ cm}^2$  se colocaron cuatro distintas protecciones en cada campo, como se muestra en la fig. 7.8 a. Para cada campo se hizo la dosimetría a campo abierto. Para determinar si existe una dependencia con la forma de la protección se simuló un tratamiento craneal con los mismos campos, colocando protecciones rectangulares en una esquina y cubriendo diferentes áreas ver fig. 7.8 b.

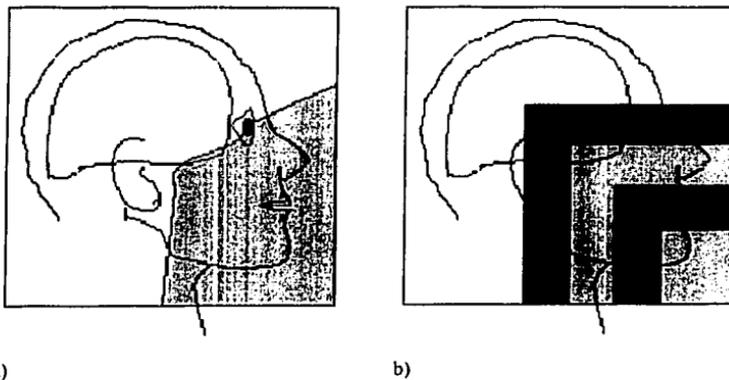


Figura 7.8 Área protegida en un tratamiento de cerebro a) Protecciones personalizadas b) Protecciones rectangulares

## 7.7 RESULTADOS

### CANCER CERVICO UTERINO CAMPO DE 18X18 cm<sup>2</sup>

En la figura 7.9 se muestra la dependencia de la rapidez de dosis con el porcentaje de área protegida: se observa que la rapidez de dosis varía en un 0.01% cuando se protege 5.4%, cuando se protege un 11.3% la rapidez de dosis varía 0.09%, cuando se protege 22.9% la rapidez de dosis varía 0.56% y cuando se protege 36.6% la rapidez de dosis varía 1.13%. Esta representación de los datos obtenidos durante la dosimetría nos da una idea del comportamiento gradual de la rapidez de dosis al aumentar uniformemente el área protegida en las cuatro esquinas del campo.

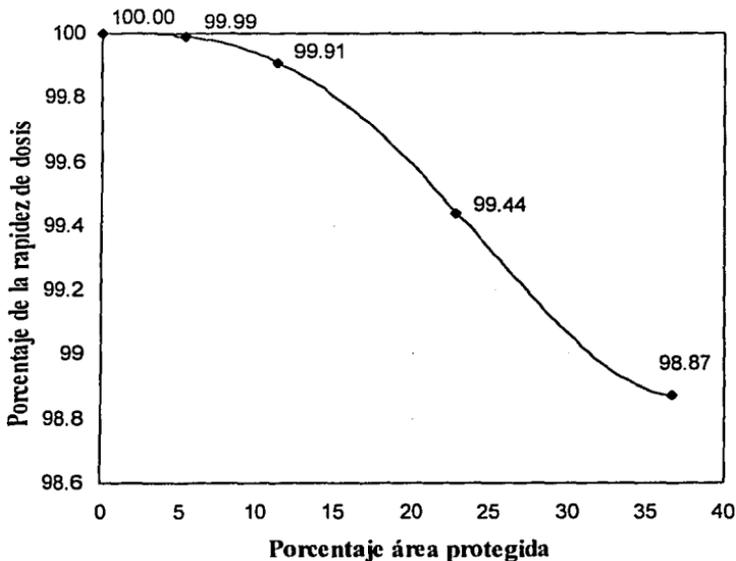


Figura 7.9 Rapidez de dosis como función del área protegida en el tratamiento de Ca Cu.

En la tabla 7.1 se muestran los tamaños de campo cuadrados equivalentes obtenidos a partir de la reducción por área, el método de Clarkson y las medidas de dosis.

En la tabla 7.2 se muestran los tamaños de campo cuadrados cuya rapidez de dosis se debe utilizar para determinar el tiempo de exposición del paciente durante el tratamiento, obtenidos por los métodos mencionados.

Tabla 7.1 Cuadrados equivalentes de los tres métodos empleados para los diferentes porcentajes de área protegida en el tratamiento de Ca Cu.

% área cubierta	Tamaño de campo reducido por área (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido usando el método de Clarkson (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido por dosimetría (cm <sup>2</sup> )
0 %	18x18	18x18	18x18
5 %	17.5x17.5	17.3x17.3	17.9x17.9
11 %	16.9x16.9	16.9x16.9	17.8x17.8
23 %	15.8x15.8	15.8x15.8	16.9x16.9
37 %	14.3x14.3	14.1x14.1	15.7x15.7

Tabla 7.2 Campos cuadrados utilizados para determinar el tiempo de exposición.

% área cubierta	Tamaño de campo reducido por área (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido usando el método de Clarkson (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido por dosimetría (cm <sup>2</sup> )
0 %	18x18	18x18	18x18
5 %	18x18	17x17	18x18
11 %	17x17	17x17	18x18
23 %	16x16	16x16	17x17
37 %	14x14	14x14	16x16

Se observa que cuando se usa el método de reducción de áreas, que es el que utilizan los médicos, para un área cubierta del 5 % el tamaño del campo es igual que el obtenido a partir de las medidas de la dosis, sin embargo, al aumentar el área protegida el campo obtenido por reducción de áreas es menor que el obtenido a partir de las medidas de dosis.

Cuando se usa el método de Clarkson, los tamaños de campo obtenidos son siempre menores que los calculados por medidas de la dosis. Dado que a partir del tamaño de campo se utiliza la rapidez de dosis medida para dicho campo, el método más confiable en la determinación del tamaño del campo cuadrado equivalente es el de la medida de la rapidez de dosis, de donde se tiene en este caso, que el método de reducción por áreas sólo puede ser aplicado para un área cubierta pequeña (menor o igual que 5.4%) y que el método de Clarkson no es apropiado para obtener el tamaño de campo equivalente.

Por otro lado, de las medidas de la dosis, podemos concluir que para áreas cubiertas menores o iguales que el 11% no se debe hacer una corrección del tamaño del campo.

**SIMULACION DEL TRATAMIENTO EN CEREBRO**  
**CAMPO DE 18X18 cm<sup>2</sup>**

En la figura 7.10 se muestra la dependencia de la rapidez de dosis con el porcentaje de área protegida. Se observa que la rapidez de dosis varía un 0.1% cuando se protege 7.9% del campo, cuando se protege un 11.11% hay una diferencia del 0.3% , cuando se protege un 14% existe una diferencia del 0.5%, cuando se protege 20.2% hay una diferencia del 1.3% y cuando se protege el 23.7% se tiene una diferencia del 3.6%. Esta representación de los datos obtenidos durante la dosimetría nos da una idea del decremento gradual de la rapidez de dosis al aumentar uniformemente el área protegida de la esquina inferior derecha del campo.

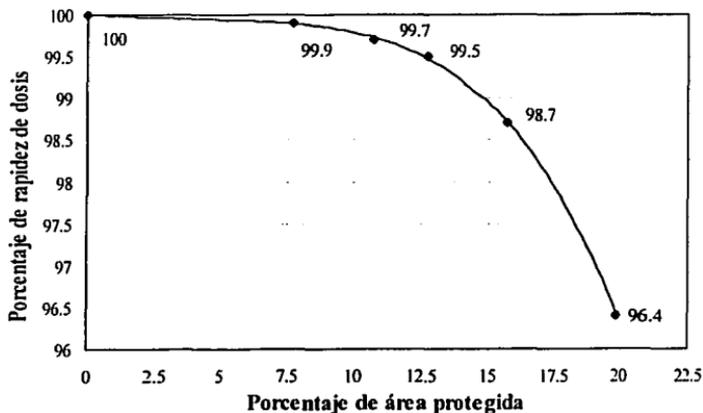


Figura 7.10 Rapidez de dosis como función del área protegida en la simulación del tratamiento en cerebro.

En la tabla 7.3 se muestran los tamaños de campo cuadrados equivalentes obtenidos a partir de la reducción por área, el método de Clarkson y las medidas de dosis.

En la tabla 7.4 se muestran los tamaños de campo cuadrados cuya rapidez de dosis se debe utilizar para determinar el tiempo de exposición del paciente durante el tratamiento, obtenidos por los métodos mencionados.

Tabla 7.3 Cuadrados equivalentes de los tres métodos empleados para los diferentes porcentajes de área protegida en la simulación del tratamiento en cerebro.

% área cubierta	Tamaño de campo reducido por área (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido usando el método de Clarkson (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido por dosimetría (cm <sup>2</sup> )
0 %	18x18	18x18	18x18
8 %	17.3x17.3	16.8x16.8	17.8x17.8
11 %	17x17	15.1x15.1	17.5x17.5
13 %	16.8x16.8	14.6x14.6	17.1x17.1
16 %	16.5x16.5	13.6x13.6	15.8x15.8
20 %	16.1x16.1	11.6x11.6	12.3x12.3

Tabla 7.4 Campos cuadrados utilizados para determinar el tiempo de exposición.

% área cubierta	Tamaño de campo reducido por área (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido usando el método de Clarkson (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido por dosimetría (cm <sup>2</sup> )
0 %	18x18	18x18	18x18
8 %	17x17	17x17	18x18
11 %	17x17	15x15	18x18
13 %	17x17	15x15	17x17
16 %	17x17	14x14	16x16
20 %	16x16	12x12	12x12

Se observa que cuando se usan el método por reducción en área y el Clarkson, al proteger del 8% en adelante ya se tiene una reducción del tamaño del campo cuadrado equivalente, en tanto que para el de la medida de la dosis se observa que no hay una reducción del tamaño de campo cuadrado equivalente hasta el 13% del área cubierta obteniendo nuevamente de esta manera, como en el tratamiento de Ca Cu, que no se debe hacer la corrección del tamaño del campo cuando se protege hasta un 11% porque el uso de la dosis para un tamaño pequeño nos conduciría a tiempos de exposiciones mayores.

Cuando se utiliza el método de Clarkson se obtiene una mayor diferencia en los tamaños de campo para los obtenidos por reducción por área, comparados con los obtenidos por la medida de la dosis, ya que cuando se protege del 11% en adelante se tiene una corrección del tamaño del campo en tres unidades más, es decir de un campo de  $18 \times 18 \text{ cm}^2$  se reduce a uno de  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ . Cuando se protege el 20% el método de Clarkson se iguala con la de la medida de la dosis a un tamaño de campo de  $12 \times 12 \text{ cm}^2$ . De la tabla 7.4 se observa que el método de Clarkson funciona mejor para áreas protegidas grandes siempre y cuando la protección no se aproxime al centro del campo. Esto implica que en el método de Clarkson, la radiación dispersa que llega al punto de interés es mayor que la medida de la dosis conforme se va aumentando el área protegida.

**TRATAMIENTO PERSONALIZADO EN CEREBRO**  
**CAMPO DE 18X18 cm<sup>2</sup>**

En la figura 7.11 observamos la dependencia de la rapidez de dosis con el porcentaje de área protegida para un tratamiento en cerebro, se observa que para un 19% de área protegida se tiene un decremento del 2.1% en la rapidez de dosis, cuando se protege el 22% existe una diferencia del 2.4%. Hasta el momento, el comportamiento de la figura nos indica que va disminuyendo gradualmente en forma lineal, pero cuando se protege el 23% existe una diferencia del 5.3% y cuando se protege el 26% se tiene una diferencia del 7.9%; esto es, existe una caída pronunciada de la rapidez de la dosis en intervalos pequeños de porcentaje de área protegida.

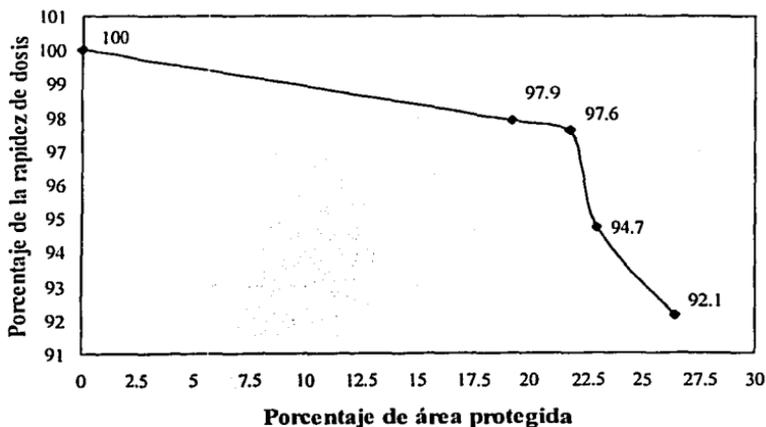


Figura 7.11 Rapidez de la dosis como función del área protegida en el tratamiento personalizado en cerebro.

En la tabla 7.5 se muestran los tamaños de campo cuadrados equivalentes obtenidos a partir de la reducción por área, el método de Clarkson y las medidas de dosis.

En la tabla 7.6 se muestran los tamaños de campo cuadrados cuya rapidez de dosis se debe utilizar para determinar el tiempo de exposición del paciente durante el tratamiento, obtenidos por los métodos mencionados.

Tabla 7.5 Cuadrados equivalentes de los tres métodos empleados para los diferentes porcentajes de área protegida en el tratamiento en cerebro con protecciones personalizadas.

% área cubierta	Tamaño de campo reducido por área (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido usando el método de Clarkson (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido por dosimetría (cm <sup>2</sup> )
0%	18x18	18x18	18x18
19%	16.2x16.2	12.1x12.1	16.4x16.4
22%	15.9x15.9	11.8x11.8	15.9x15.9
23%	15.8x15.8	10.8x10.8	11.6x11.6
26%	15.4x15.4	9.8x9.8	8.5x8.5

Tabla 7.6 Campos cuadrados utilizados para determinar el tiempo de exposición.

% área cubierta	Tamaño de campo reducido por área (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido usando el método de Clarkson (cm <sup>2</sup> )	Tamaño de campo reducido por dosimetría (cm <sup>2</sup> )
0%	18x18	18x18	18x18
19%	16x16	12x12	16x16
22%	16x16	12x12	16x16
23%	16x16	11x11	12x12
26%	15x15	10x10	9x9

Se observa que el tamaño de campo cuadrado equivalente reducido por área se reduce a un  $16 \times 16 \text{ cm}^2$  cuando se protege el 19%, situación que se presenta en el cálculo de la dosimetría. El método de Clarkson disminuye el campo en 4 cm por lado con respecto de los obtenidos en los otros dos métodos, es decir, a un tamaño de campo de  $12 \times 12 \text{ cm}^2$ . El método por reducción en área se conserva igual que el obtenido por dosimetría hasta cuando se protege el 22%, pero cuando se protege el 23% se tiene una mayor reducción del tamaño del campo obtenido por dosimetría que por el método de Clarkson, en donde éste se mantiene en un tamaño de campo de  $16 \times 16 \text{ cm}^2$ , y cuando se protege el 26% el reducido por área disminuye en uno, es decir  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  y en el obtenido por dosimetría se reduce a un  $9 \times 9 \text{ cm}^2$ . Traducido en dosis de tratamiento, con el método por reducción en área se le daría al paciente o al punto de tratamiento una dosis mayor que la dosis planeada convirtiéndose en un riesgo para el paciente; De esta manera se concluye que el método por reducción por área es aceptable cuando se protege en un 22%, para este tipo de protección personalizada; después de proteger el 22% del área no se recomienda hacer la corrección del tamaño del campo cuadrado equivalente. El método de Clarkson es inadecuado para este tipo de tratamiento.

## 7.8 CONCLUSIONES

El objetivo principal de esta tesis se originó debido a la gran incertidumbre que se tiene para realizar los cálculos de la distribución de la dosis para los distintos tratamientos contra el cáncer. En la actualidad no se cuenta con ningún método teórico-práctico y confiable para realizar los cálculos en un tiempo óptimo ya que existen instituciones con una gran carga de trabajo donde el tiempo juega un papel importante para el proceso de estos tratamientos. Se requiere que todo el personal involucrado en el procedimiento tenga las herramientas y métodos sencillos para determinar el tamaño de campo cuadrado equivalente cuando se utilizan campos irregulares. Para ello es necesario que tanto el médico, que es el encargado de que el tratamiento sea el adecuado, como el personal del departamento de física estén de acuerdo en que el método a seguir es el correcto. Debido a esto, en la tesis se compara el método utilizado por los médicos (reducción en área) con medidas de la rapidez de dosis, para los campos irregulares, para determinar el intervalo de validez del método de reducción por área, si existe, y/o proponer el tamaño de campo adecuado, para diferentes tratamientos y tamaños de área protegida, obtenido a través de las medidas de dosimetría, con la subsecuente mejora del tratamiento en beneficio del paciente.

Además se hicieron cálculos con el método de Clarkson que es usado en algunos programas de planeación utilizados en hospitales.

Se determinó que para el tratamiento de Ca Cu y la simulación de tratamiento de cáncer en cerebro la rapidez de dosis decrece uniformemente como función del área protegida debido a la uniformidad en el aumento del área protegida. No sucede lo mismo para el tratamiento de cáncer en cerebro con protecciones personalizadas ya que la rapidez de dosis tiene un comportamiento impredecible cuando se protege más del 20%; esto se debe a la forma de la protección y a que la región protegida está más próxima al centro del campo, que es donde se hace la medida, disminuyendo la zona cercana al punto de medida en la que se produce radiación dispersa que puede alcanzar dicho punto. Se encontró que los tamaños de campo cuadrado equivalentes calculados por el método por reducción en área utilizado por algunos médicos y el método de Clarkson que utilizan muchos de los programas de cómputo no corresponden a los tamaños de campo obtenidos por la dosimetría.

De las medidas de la dosis se concluye que la rapidez de dosis depende del tamaño de campo, el porcentaje de área protegida y de su forma, así como de la posición de la protección dentro del campo.

Dado lo anterior, el método de reducción por área es inadecuado, para grandes porcentajes de área y/o protecciones personalizadas, ya que los tamaños de campo obtenidos sólo dependen del porcentaje de área protegida y no del tamaño, forma y posición de las protecciones.

Para el método de Clarkson el tamaño de campo si depende del porcentaje de área protegida, de la forma y de la posición, sin embargo en general disminuye más rápidamente que el obtenido por dosimetría, teniéndose entonces que tampoco es un método adecuado para obtener el tamaño de campo.

Se recomienda que para tratamientos de Ca Cu con porcentaje de área protegida mayor que el 11% y tratamientos con protecciones personalizadas el tamaño de campo equivalente sea obtenido a partir de medidas de la dosis.

Indudablemente los métodos teóricos utilizados en este trabajo no son tan buenos candidatos para los cálculos de la rapidez de dosis en tratamientos en los que, debido a la necesidad de proteger, se tienen campos irregulares cuya rapidez de dosis se debe calcular por el método de campos cuadrados equivalentes. Es por eso que propongo realizar estudios con nuevos métodos como lo es el de Montecarlo y recomiendo realizar un estudio completo de estas medidas en diferentes fantomas como son los fantomas antropomórficos de acrílico para obtener conclusiones firmes y comparar con otras instituciones, hospitales que realicen estos estudios con equipos de  $^{60}\text{Co}$ , ya que la mayoría de los nuevos programas en planeación no contemplan cálculos para estos equipos, sólo para aceleradores lineales. Esto nos conduciría a la realización de un protocolo para la reducción de campo cuadrado equivalente para los diferentes tratamientos, equipos de  $^{60}\text{Co}$  y aceleradores lineales, con el fin de realizar un ágil, óptimo y certero procedimiento en la planeación de estos tratamientos para aquellos hospitales que no cuenten con una base de datos y equipo para manipular esta información.

## APENDICE I

Para el cálculo de la rapidez dosis se deben considerar una serie de parámetros y factores de corrección los cuales son necesarios para un buen cálculo al momento en que la cámara de ionización se encuentre en operación; esencialmente son parámetros que dependen de la estructura de la cámara tales como: material con la que está construida, condiciones de presión y de temperatura a la que fue calibrada, dimensiones de la cámara, etc. Dichos parámetros y factores de corrección se presentan a continuación:

CAMARA DE IONIZACION PTW FREIBURGH M31002-0812

Radio interno = 2.75mm

Espesor de la pared (PMMA) = 0.06545 g/cm<sup>2</sup>

$k_w, k_{m1} = 0.974$

$N_1 = 2.924 \times 10^{10}$  R/C

$S_{\text{aire}}^{\text{exp}} = 1.133$

$S_{\text{aire}}^{\text{mat}} = 1.030$

$P_w = 1.0014$  (PMMA)

$W/e = 33.97$  J/C

$g = 0.003$

$P_o = 760$  mmHg

$T_o = 22$  °C

$N_1 = N_1(W/e)/(1-g) = 2.924 \times 10^{10} \text{ R/C} (33.97 \text{ J/C}) (2.58 \times 10^{-4} \text{ C/kgR}) (1-0.003)$

$N_1 = 2.27 \times 10^8$  Gy/C

$N_D = N_1(1-g)(k_w, k_{m1}) = 2.57 \times 10^{10} \text{ cGy/C} (1-0.003)(0.974)$

$N_D = 2.496 \times 10^{10}$  cGy/C

Donde:

- $k_w$  Factor que tiene en cuenta la no equivalencia al aire entre la pared de la cámara de ionización y el material o materiales del capuchón de equilibrio electrónico.
- $k_{m1}$  Factor que tiene en cuenta la atenuación (absorción y dispersión) en las paredes de una cámara de ionización irradiada a efectos de calibración.
- $N_1$  Factor de calibración de una cámara de ionización en unidades de exposición.
- $S_{\text{aire}}^{\text{exp}}$  Razón de poderes de frenado entre el agua y el aire.
- $S_{\text{aire}}^{\text{mat}}$  Razón de poderes de frenado entre el material de la pared y el aire.
- $P_w$  Factor de corrección que tiene en cuenta la no equivalencia al agua de la cámara de ionización (i.e. material de la pared de la cámara y cavidad del aire).
- $W/e$  Energía media gastada en aire por par de iones formados y por unidad de carga del electrón.
- $g$  Fracción de la energía de las partículas cargadas secundarias que se pierden en forma de radiación de frenado.
- $P_o$  Presión atmosférica de referencia a la que fue calibrada la cámara de ionización.
- $T_o$  Temperatura de referencia de la cavidad de aire de la cámara a la que fue calibrada la cámara de ionización.
- $N_1$  Factor de calibración de la cámara de ionización en unidades de kerma en aire.
- $N_D$  Factor de calibración de la cámara en unidades de dosis absorbida en el aire de la cavidad.

## APENDICE II

Las protecciones personalizadas generalmente son hechas de plomo. El espesor del plomo requerido para tener una adecuada protección del área dependerá de la calidad del haz y la transmisión a través del bloque. Una transmisión del haz primario del 5% a través del bloque se considera aceptable para la mayoría de las situaciones clínicas. Si  $n$  es el número de las capas hemirreductoras, se obtiene esta transmisión de la siguiente manera:

$$\frac{1}{2^n} = 0.05 \quad (1)$$

donde

$$n = \frac{\log 20}{\log 2} = 4.32 \quad (2)$$

Por lo que para un espesor de plomo entre 4.5 y 5.0 capas hemirreductoras daría menos del 5% de la transmisión del haz primario y es por lo tanto recomendado para la protección clínica.

Las protecciones contra la radiación primaria para haces a superficie y de ortovoltajes se fabrican fácilmente con láminas delgadas de plomo que pueden colocarse o moldearse en la superficie de la piel. Conforme la energía del haz aumenta hacia el intervalo de megavoltaje, el espesor de plomo requerido para la protección aumenta sustancialmente y estos bloques de plomo son colocados por encima del paciente dentro del haz de radiación en una charola de plástico transparente (acrilico). La Tabla 1 da el espesor de la protección de plomo recomendado para varias calidades de haz.

Aunque el haz primario de transmisión puede reducirse considerablemente usando bloques con grandes espesores, la reducción en dosis en la región protegida puede no ser tan significativa debido a la predominancia de la radiación dispersada de las áreas abiertas próximas al campo.

**Tabla 1. Espesores mínimos recomendados de las protecciones de plomo\***

Calidad del haz	Espesor de plomo requerido
CHR 1.0 mm Al	0.2 mm
CHR 2.0 mm Al	0.3 mm
CHR 3.0 mm Al	0.4 mm
CHR 1.0 mm Al	1.0 mm
CHR 3.0 mm Al	2.0 mm
CHR 4.0 mm Al	2.5 mm
$^{137}\text{Cs}$	3.0 mm
$^{60}\text{Co}$	5.0 mm
4 MV	6.0 mm
6 MV	6.5 mm
10 MV	7.0 mm
25 MV	7.0 mm

\* Estos valores aproximados proporcionan : 5% de la transmisión primaria

### APENDICE III

Aunque se ha empleado un gran número de sistemas para moldear el campo y proteger las zonas que no se desean irradiar, el introducido por Powers et al. [PO73] es muy común utilizarlo en radioterapia. Este sistema utiliza una aleación con un punto de fusión bajo, metal de Lipowitz (comúnmente llamado Cerrobend), el cual tiene una densidad de  $9.4 \text{ g/cm}^3$  a  $20^\circ\text{C}$  (~83% de la densidad de plomo). Este material consiste de 50.0% de bismuto, 26.7% de plomo, 13.3% de estaño, y 10.0% de cadmio [PO73]. La ventaja principal del cerrobend sobre el plomo es que funde alrededor de los  $70^\circ\text{C}$  (comparado con  $327^\circ\text{C}$  del plomo) y por lo tanto, puede ser fácil de moldear en cualquier forma.

El mínimo espesor del bloque de cerrobend requerido para una buena protección puede calcularse de la Tabla 1 apéndice II usando la razón de densidad relativa al plomo (es decir, multiplicando el espesor del plomo por 1.21). En el intervalo de MeV para haces de fotones, el espesor más utilizado es de 7.5 cm, que es el equivalente a 6 cm de plomo puro.

## REFERENCIAS

- [AN86a] Andreo, P., Nahum, A.E., Brahme, A., Chamber dependent wall correction factors in dosimetry. *Phys. Med. Biol.* 31 (1986) 1189.
- [AN86b] Anthony, K., Blundatt, H., Paliwal, R., Attix, F.H., Charge storage in electron irradiated phantom materials. *Med. Phys.* 11 (1986) 99.
- [AT86] Attix, F. H. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. John Wiley and Sons, 1986.
- [BA51] Batho HF., Theimer O, Theimer R: A conderation of equivalent circle method of calculating depth doses for rectangular x-ray fields. *J Can. Assoc. Radiol.* 7/1956.
- [BJ17] British Journal of Radiology supplement No. 17. (1983) Central axis depth dose data for use in radiotherapy. British Institute of Radiology London.
- [BO66] Boag, J.W., (1966) "Ionization chambers" , in: *Radiation Dosimetry* (Attix, F.H., Roesch, W.C., Eds), Academic Press, New York 1.
- [BO87] Boutillon M. Perroche-Roux AM. Re-evaluation of the W value for electrons in dry air. *Phys Med Biol* 32 (1987) 213.
- [CL41] Clarkson JR, A note on depth doses in field of irregular shape. *Br. J Radiol* 14 (1941) 265.
- [CO77] COMITE CONSULTATIF POUR LES ETALONS DE MESURE DES RAYONNEMENTS IONISANTS (Section 1), correction d'humidité, Recommendation CCEMRI R(1)-30, Bureau International des Poids et Mesures, Sevres (1977).
- [CU65] Cunningham JR, Johns HE, Gupta SK. An examination of the definition and the magnitude of back-scatter factor for cobalt 60 gamma rays. *Br J Radiol* 38 (1965) 637.
- [CU72] Cunningham JR, Scatter-air ratios. *Phys Med Biol* 17 (1972) 42.
- [CU86] Cunningham, JR, (1986).
- [DA50] Day MJ, A note on the calculation of dose in x-ray fields. *Br J Radiol* 23 (1950) 368.
- [DA61] Day MJ, The equivalent field method for axial dose determination in rectangular fields. *Br J Radiol Suppl* 10 (1961) 77.
- [EV55] Evans, R.D. *The Atomic Nucleus*, Mc. Graw-Hill, 1955.
- [FA94a] Faiz M. Khan, Ph. D. *The Physics of Radiation Therapy*. Second Edition, Pag. 79 (1994).
- [FA94b] Faiz M. Khan, Ph. D. *The Physics of Radiation Therapy*. Second Edition, Pag. 82 (1994).
- [GA84] Galbraith, D.M., Rawlison, J.A., Munro, P., Dose errors due to charge storage in electron irradiated plastic phantoms, *Med. Phys.* 11 (1984) 197.
- [GR57] Grodstein GW. (1957) Coeficientes de atenuación para rayos X de 10 a 100 MeV. Publicación No. 583. Washington, DC: U. S. Bureau of Standards.
- [GU66] Gupta SK, Cunningham JR. Measurement of tissue-air ratios and scatter functions for large field sizes for cobalt 60 gamma radiation. *Br J Radiol* 39 (1966) 7.
- [HO70] Holt JG, Laughlin JS, Moroney JP. Extension of concept of tissue-air ratios (TAR) to high energy x-ray beams. *Radiology* 96 (1970) 437.
- [HO78] Hospital Physicists' Association. Central axis depth dose data for use in radiotherapy. *Br J Radiol suppl* (1978) 11.
- [HU69] Hubbell JH. (1969) Photon cross sections, attenuation coeficients, and energy absorption coeficients from 10 keV to 100 GeV. Report NSRDS-NBS29, Washington, DC: U.S. National Bureau of Standards.
- [IN80a] ICRU International Commission of Radiological Units and Measurements (1980). DC: Radiation quantities and units. Washington, Report No. 33.

- [IN80b] ICRU International Commission Units and Measurements (1980). DC: Radiation quantities and units. Washington, Report No. 33.
- [JH69] Johns HE, Cunningham JR. The physics of radiology. 3<sup>rd</sup> ed. Springfield, IL: Charles C Thomas, 1969.
- [JO49] Jones DEA, A note on back-scatter and depth doses for elongated rectangular X-ray fields. *Br J Radiol* 22 (1949) 342.
- [JO53] Johns HE, Whitmore GF, Watson TA, Umberg FH. A system of dosimetry for rotation therapy with typical rotation distributions. *J Can Assn Radiol* 4 (1953) 1.
- [JO58a] Johns HE, Bruce WR, Reid WB. The dependence of depth dose on focal skin distance. *Br J Radiol* 31 (1958) 254.
- [JO58b] Johns HE. Physical aspects of rotation therapy. *Am J Roentgenol* 79 (1958) 373.
- [KA65] Karzmark Cj, Dewbert A, Loevinger R. Tissue-Phantom ratios-an aid to treatment planning. *Br J Radiol* 38 (1965) 158.
- [KH80] Khan FM, Secchand W, Lee J, Williamson JF. Revision of tissue-maximum ratio and scatter-maximum ratio concepts for cobalt 60 and higher energy x-ray beams. *Med Phys* 7 (1980) 230.
- [LE83] Lempert, G.D., Nath, R., Schultz, R. J., Fraction of ionization from electrons arising in the wall of an ionization chamber, *Med. Phys.* 10 (1983) 1.
- [LO81] Loevinger R. A formalism for calculation of absorbed to a medium from photon and electron beams. *Med Phys* 8 (1981)1.
- [MA81] Mattsson, L.O., Johansson, K.A., Svensson, The Calibration and use of plane-parallel ionization chambers for the determination of absorbed dose in electron beams, *Acta Radiol., Oncol.* 20 (1981) 385.
- [MU86] Munheer, B.J., Variation of response to radiation of a nylon-walled ionization chamber induced by humidity changes, *Med. Phys.* 11 (1986) 625.
- [NA81] Nath, R., Schulz, R.J., Calculated response and wall correction factors for ionization chambers exposed to Co-60 gamma rays, *Med. Phys.* 8 (1981) 85.
- [NO81] NORDIC ASSOCIATION OF CLINICAL PHYSICS, Electron Beams with mean energies at the phantom surface below 15 MeV. *Acta Radiol., Oncol.* 20 (1981) 403.
- [NT81] Nath, R., Schlz, R.J., Calculated response and wall correction factors for ionization chambers exposed to Co-60 gamma rays, *Med. Phys.* 8 (1981)85.
- [PO73] Powers WE, Kinze JJ, Demidecki AJ, Bradfield JS, Feldman A, A new system of field Shaping for external-beam radiation therapy. *Radiology* 108 (1973) 407.
- [SA68] Saunders JE, Price RH, Horsley RJ. Central axis depth doses for a constant source-tumor distance. *Br J Radiol* 41 (1968) 464.
- [ST64] Sterling TD, Perry H, Katz L, Derivation of a mathematical expression for the percentage depth dose surface of cobalt-60 beams and visualization of multiple field dose distributions. *Br J Radiol* 37 (1964) 544.