

24. 55



Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

**"DOSIMETRIA DE ELECTRONES DE UN ACELERADOR LINEAL
PARA USO MEDICO EN IRRADIACION A CUERPO TOTAL"**

**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**

ARMANDO TORRES CALDERON

MEXICO, D. F.

NOV. 1987



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

INDICE.

	Pág.
RESUMEN	1
INTRODUCCION	2
CAPITULO I	
INTERACCION DE ELECTRONES CON MATERIA.	
1.1) Procesos básicos de interacción de electrones con materia..	3
1.2) Energía perdida por los electrones.....	3
1.2.1) Pérdida de energía por colisión	3
1.2.2) Pérdida de energía por radiación	7
1.3) Poder de frenado.....	9
1.4) Transferencia lineal de energía	9
1.5) Alcance de los electrones	10
CAPITULO II	
DETERMINACION DE LA DOSIS ABSORBIDA EN TEJIDO POR MEDIO DE UNA CÁMARA DE IONIZACION.	
2.1) Cantidades que describen una haz de radiación.....	13
2.2) Transferencia de energía	14
2.3) Dosis absorbida.....	17
2.4) Teoría de Bragg-Grey	17
2.5) Determinación de la dosis absorbida usando una cámara de ionización absoluta	21
2.6) Factores de corrección por el tamaño finito de la cámara de ionización	22
2.7) Efectos de presión y temperatura.....	24

	Pág.
2.8) Exposición	25
2.9) Cámara de ionización estandar	25
2.10) Cámaras de ionización prácticas	29
2.11) Determinación de la dosis absorbida en un fantoma usando una cámara de ionización calibrada para exposición.....	31
2.12) Uso de una cámara de ionización con un factor de calibración en Co-60 para determinar la dosis absorbida en energías y arriba de 3 MeV.....	33
2.13) Dosimetría para haces de electrones	35

CAPITULO III

PROTOCOLO PARA LA CALIBRACION DE UN HAZ DE ELECTRONES EN RADIODTERAPIA

3.1) Funcionamiento de la cámara de ionización para dosimetría de electrones	39
3.1.1) Corrección por condiciones ambientales	41
3.1.2) Corrección por recombinación de iones	43
3.1.3) Efectos de polaridad	41
3.2.1) Calibración de la cámara de electrones	42
3.2.2) Procedimiento de calibración	42
3.3.1) Medidas en el haz de electrones	43
3.3.2) Curva de ionización en profundidad	44
3.3.3) Correcciones a las medidas	47
3.4) Determinación de la energía de los electrones	47
3.4.1) Energía media de los electrones incidentes	49
3.4.2) Energía media de los electrones dentro del fantoma	48
3.5) El factor de conversión C_0	49
3.6) Determinación de la dosis absorbida en agua	49
3.6.1) Calibración de dosis en el monitor,.....	50
3.7) Resumen de los pasos a seguir para calibrar la dosis en el monitor del acelerador	51

	Pág.
CAPITULO IV.	
ACELERADOR LINEAL .	
4.1) Descripción general	53
4.2) Principios de operación	53
4.3) Cabezal	56
CAPITULO V.	
PARTE EXPERIMENTAL	59
CAPITULO VI.	
RESULTADOS	76
CONCLUSIONES	31
APENDICE 1	33
APENDICE 2	34
APENDICE 3	39
BIBLIOGRAFIA	32

RESUMEN

Se ha encontrado que haces de electrones de algunos MeV de energía son útiles para tratar lesiones superficiales cuya profundidad se encuentra a pocos centímetros de la superficie del cuerpo.

La ventaja de los electrones radica principalmente en su rápida disminución de dosis conforme penetran en el tejido, principalmente al final del alcance de los mismos. La disminución de dosis cerca del alcance máximo de los electrones es particularmente grande para electrones de menos de 10 MeV de energía.

Otra de las ventajas de los haces de electrones de baja energía es la poca contaminación por rayos X que se obtiene.

Los haces de electrones han sido usados para diferentes lesiones malignas de la piel, en particular la micosis fungoidea (1) ha respondido bien a este tipo de tratamientos. Frecuentemente son irradiadas grandes superficies de la piel y en algunos casos se involucra toda la superficie del cuerpo.

En este trabajo se realiza la calibración de un acelerador lineal de electrones de 4 MeV de energía para la irradiación en pacientes a cuerpo total.

INTRODUCCION.

La Radioterapia persigue la anulaci3n de tumores malignos, por medio de la acci3n de radiaciones que pueden destruir directamente las c3lulas cancerosas o anular su capacidad de reproducci3n, esterilizando el tumor. El efecto depende en gran parte de la dosis aplicada. El problema biol3gico y t3cnico que se plantea radica en conseguir estos efectos sin dañar el tejido sano pr3ximo al tumor ni el estado general del organismo.

En principio, las c3lulas malignas son m3s sensibles frente a las radiaciones que las c3lulas sanas o bien éstas pueden reparar mejor las lesiones sufridas. La eficacia de la radioterapia depende principalmente de dos factores; la precocidad del tratamiento y de la t3cnica aplicada.

La radioterapia puede tener dos orientaciones; radical o paliativa. La radical es cuando se pretende curar completamente el enfermo y la paliativa pretende aliviar el cuadro cl3nico, mejorando la calidad de la supervivencia, reduciendo el tumor o corrigiendo sus complicaciones dolorosas, mec3nicas o hemorr3gicas así como las met3stasis.

Los progresos de la radioterapia no consisten s3lamente en la construcci3n de aparatos cada vez m3s poderosos y adecuados a las dimensiones del cuerpo humano. Paralelamente ha sido necesario desarrollar una t3cnica depurada para el c3lculo y planificaci3n del tratamiento y control del mismo. La llamada dosimetría clínica ha requerido de la colaboraci3n con el m3dico radioterapeuta de un equipo de físicos que apliquen t3cnicas para determinar la dosis recibida por el paciente, de una manera pr3ctica, para realizarlas de forma rutinaria y cada vez m3s precisa.

CAPITULO I

INTERACCION DE ELECTRONES CON MATERIA

1.1 PROCESOS BASICOS DE INTERACCION DE ELECTRONES CON MATERIA.

El transporte y penetración de los electrones en la materia, en el intervalo de energía de interés en el hospital de oncología (4-14 MeV), involucra interacciones que dan como resultado una pérdida directa de energía o dan lugar a dispersión, o a una combinación de ambos. Las interacciones más importantes incluyen la dispersión elástica nuclear (Dispersión Coulombiana), interacciones inelásticas con electrones orbitales e interacciones con el núcleo o con electrones orbitales que dan como resultado la producción de radiación electromagnética. La forma de interacción estará determinada por la energía de los electrones incidentes y la distancia a la cual se aproximan al átomo o al núcleo con el cual interactúan.

1.2 ENERGIA PERDIDA POR LOS ELECTRONES.

Básicamente existen dos procesos mediante los cuales puede ocurrir la pérdida de energía; pérdida de energía por colisión y pérdida de energía por producción de radiación. La diferencia fundamental entre ellos es que la pérdida por colisión involucra a los electrones exteriores del átomo y la pérdida por radiación involucra al núcleo atómico.

1.2.1 PERDIDA DE ENERGIA POR COLISION.

El electrón puede sufrir pérdida de energía por colisión mediante dos procesos; por excitación del átomo o por ionización del mismo. La probabilidad del tipo de colisión depende de la energía del electrón y del número atómico del medio.

Si la distancia a la que pasa el electrón del átomo es grande, comparada con las dimensiones del mismo, éste responderá como un todo a la fuerza variable ejercida sobre él por el electrón. De tal interacción resulta una excitación del átomo. Para estas colisiones relativamente distantes, la fuerza magnética es de importancia secundaria ya que varía inversamente a la tercera potencia de la distancia, mientras la Coulombiana varía con el inverso del cuadrado de la distancia. Durante la excitación, un electrón de una capa interna del átomo es movido a una órbita superior. La energía para hacer esto es de unos cuantos eV y consecuentemente la energía perdida por el electrón incidente es muy pequeña. El átomo excitado disipa el exceso de energía emitiendo radiación visible si el medio es un gas, en un material sólido, el exceso de energía se pierde mediante calor.

Cuando la distancia entre el átomo y el electrón incidente es del orden de las dimensiones del átomo la interacción ocurre entre el electrón incidente y uno de los electrones del átomo. Si el electrón incidente tiene suficiente energía para romper el enlace entre el electrón orbital y el átomo, éste será removido de su capa y el átomo quedará ionizado.

Para evaluar la pérdida de energía de los electrones debido a la ionización se utiliza una cantidad llamada poder de frenado lineal denotado por $(dE/dl)_{ion}$ y describe el monto de energía que es perdida por unidad de longitud a lo largo de la trayectoria de la partícula. Para quitar la dependencia con la densidad del material se divide el poder del frenado lineal sobre la densidad del medio y a esto se le llama poder de frenado másico denotado por $S_{ion} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{ion}$. La cantidad S_{ion} es normalmente expresada en MeV. cm²/gr.

El poder de frenado másico para el caso de energía perdida por los electrones tomando en cuenta efectos relativistas y cuánticos está dado por la siguiente ecuación : (2)

$$S_{ion} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{ion} = 2 \pi r_0 N_e \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{E^2 (E + 2\mu_0)}{2 \mu_0 I^2} + \frac{E^2/8 - (2E + \mu_0)\mu_0 \ln 2}{(E + \mu_0)^2} + 1 - \beta^2 - \delta \right] \quad (1.1)$$

Donde :

N_e es el número de electrones por gramo. $= \frac{N_0 Z}{A}$

E es la energía cinética del electrón.

I es la energía media de excitación del material absorbente.

$$A_0 = m_0 c^2$$

δ corrección por densidad.

r_0 es el radio clásico del electrón. $r_0 = \frac{ke^2}{m_0 c^2} = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$

$$\beta = \frac{v}{c}$$

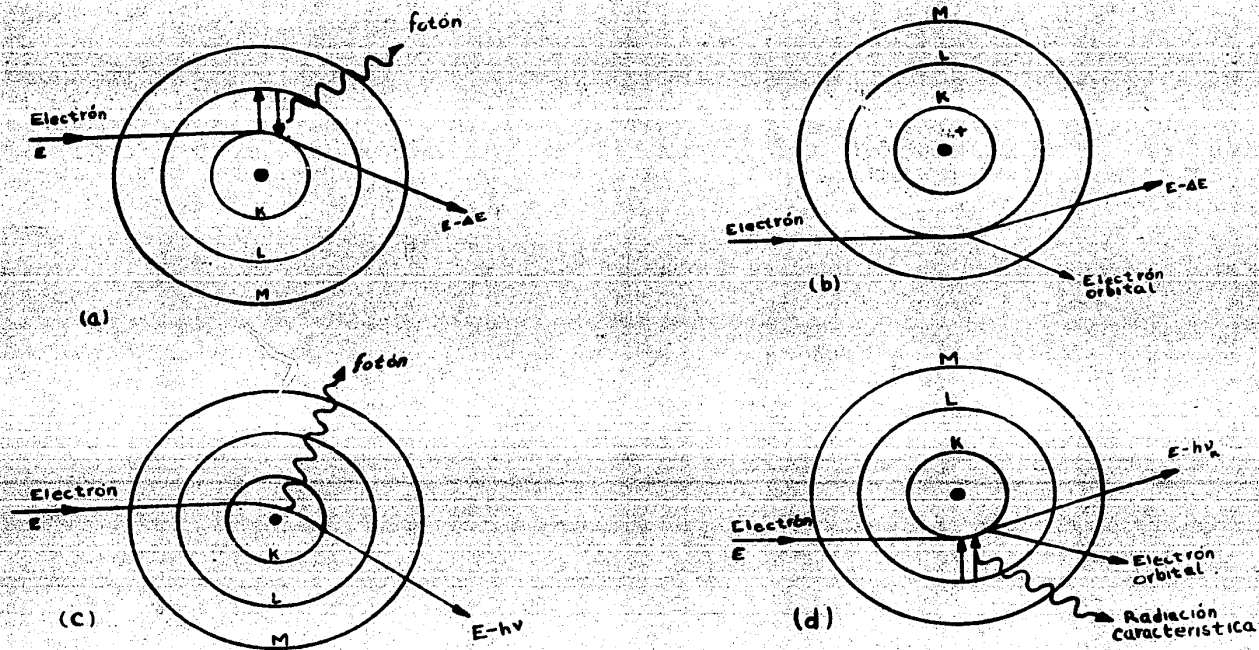


Figura 1.1. Procesos básicos de interacción de electrones con materia a) excitación, b) ionización c) producción de rayos X, d) producción de radiación característica.

1.2.2 PERDIDA DE ENERGIA POR RADIACION.

Cuando una partícula con carga ze y masa m pasa cerca de un núcleo de masa M y carga Ze , experimentará una fuerza electrostática de magnitud proporcional a zZe^2/r^2 y una aceleración proporcional a zZe^2/mr^2 . Si $m \ll M$ el núcleo no se moverá y la partícula será deflectada. Ahora como una carga acelerada radia energía en una razón proporcional al cuadrado de su aceleración, en este caso $\propto (zZe^2/m)^2$, la pérdida por radiación será mucho más importante para materiales con número atómico grande y será mucho mayor para partículas ligeras que para partículas pesadas. Los electrones en efecto radian un millón de veces más que los protones y este tipo de pérdida de energía no es importante para partículas pesadas.

Para energías menores que 100 MeV la pérdida de energía por radiación está dada por: (2,3).

$$S_{rad} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dt} \right) = \frac{4\pi N_A Z^2}{137} \left[\ln \frac{2(E+Mc^2)}{Mc^2} - \frac{1}{3} \right] \quad (1.2)$$

Se puede ver que la pérdida de energía por radiación aumenta directamente con el número atómico y en menor grado con la energía del electrón incidente.

Para un electrón de energía E MeV, el cociente entre la energía perdida por radiación y la energía perdida por colisión está dado por la relación (2).

$$\frac{S_{rad}}{S_{ion}} \approx \frac{EZ}{1600 m_e c^2} \quad (1.3)$$

Donde m_e es la masa del electrón, c es la velocidad de la luz y Z es el número atómico del blanco.

La figura 1.2 muestra el poder de frenado para carbono y plomo como función de la energía. En carbono, la pérdida de energía por radiación es pequeña comparada con la pérdida por ionización, para energías menores de 10 MeV y tienden

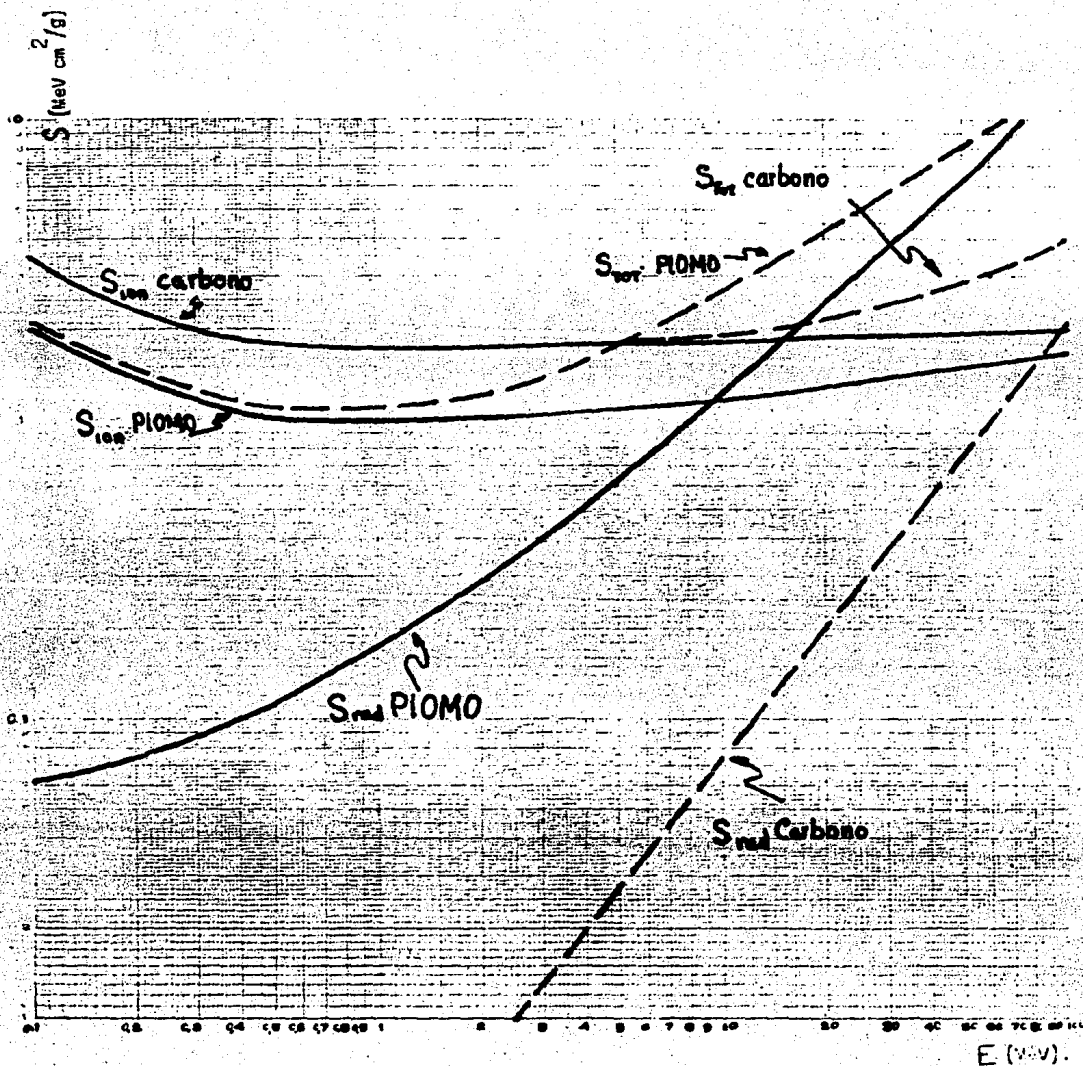


Figura 1.2. Energía perdida por ionización y radiación como función de la energía del electrón para carbono y plomo.

a ser iguales a 100 MeV. Para plomo la pérdida por radiación es pequeña comparada con la pérdida por ionización para energías menores de 1.0 MeV, a 10 MeV los procesos tienden a ser iguales, y para energías de 100 MeV la pérdida por radiación es aproximadamente 10 veces mayor que la pérdida por ionización.

En altas energías ($E \gg mc^2$) el ángulo promedio de emisión de radiación y la dirección del movimiento del electrón incidente está dado por : (4)

$$\theta = \frac{mc^2}{E} \quad (1.4)$$

Es independiente de la energía de los fotones emitidos.

1.3 PODER DE FRENADO TOTAL.

Por lo anterior el poder de frenado total tendrá dos componentes principales:

- a) El poder de frenado por colisión.
- b) El poder de frenado por radiación.

$$S_{\text{tot}} = S_{\text{rad}} + S_{\text{ion}} \quad (1.5)$$

La división en dos componentes enfatiza la diferencia en la forma en la cual la energía es absorbida en el medio; la energía perdida por ionización y excitación es absorbida por el material cerca de la trayectoria del electrón, mientras que la producida por radiación puede viajar una distancia grande antes de ser absorbida. Esto es importante para distinguir entre la energía localmente absorbida o perdida a lo largo de toda la trayectoria.

1.4 TRANSFERENCIA LINCAL DE ENERGIA.

Hasta ahora se habló del poder de frenado que caracteriza la razón con la cual pierden energía los electrones. Otro parámetro relacionado con el poder de

fronado y muy usado en dosimetría es el llamado transferencia lineal de energía (LET) o poder de frenado restringido (L_{Δ}) que se define como la razón lineal de pérdida de energía (localmente absorbida) de una partícula ionizante cruzando un medio material y donde la pérdida de la energía es menor que Δ .

La atención está ahora enfocada en la forma en que la energía es depositada a lo largo de la trayectoria de la partícula dentro del medio. Por ejemplo, puede ser que un electrón sufra una colisión violenta con un electrón orbital y este último adquiere suficiente energía para producir ionización o excitación. La energía que éste se lleva está incluida en el poder de frenado pero está excluida del poder de frenado restringido o LET.

La transferencia lineal de energía está dada por la siguiente ecuación (2.5).

$$L_{\Delta} = 2\pi^2 N_0 \frac{e^4}{3} \left[\ln \frac{2(E+2M_0)(E-\Delta)\Delta}{M_0 I^2} + \frac{E}{E-\Delta} + \right. \quad (1.6)$$

$$\left. + \frac{\frac{3}{2} + M_0(2E+M_0) \ln\left(\frac{E-\Delta}{\Delta}\right) - 1 - \beta^2 - \delta}{(E+M_0)^2} \right] \quad \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right]$$

En el poder de frenado restringido, solamente cambios en energía menores que Δ son contados, conforme se incluyen pérdidas de energía mayores al poder de frenado restringido aumenta, y en el límite es igual al poder de frenado por ionización. La $L_{\infty} = \frac{dE}{dx}$.

1.5 ALCANCE DE LOS ELECTRONES.

Conforme un haz de electrones penetra en la materia las interacciones provocan que las partículas se frenen y se dispersen. Eventualmente los electrones perderán toda su energía cinética y llegarán al reposo, habrá una distancia finita más allá de la cual no habrá partículas y a esta distancia se le llama alcance de los electrones. Este comportamiento contrasta con el de los fotones, los cuales son absorbidos exponencialmente de modo que no hay una distancia finita

que frane totalmente el haz.

Una curva típica de dosis absorbida como función de la profundidad para electrones monoenergéticos se muestra en la figura 1.3 .

Donde R_p es el alcance práctico de los electrones que se obtiene extrapolando la parte recta de la caída de la curva y el fondo debido a la contaminación por rayos X.

Se han dado varias fórmulas empíricas para calcular el alcance como función de la energía : (5)

$$\text{Alcance (mg/cm}^2\text{)} = 412 E^n \quad \text{Para } 0.01 \text{ MeV} < E < 2.5 \text{ MeV}$$

$$\text{Donde } n = 1.265 - 0.0954 \ln E$$

$$\text{Alcance (mg/cm}^2\text{)} = 530E - 106 \quad \text{Para } 2.5 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$$

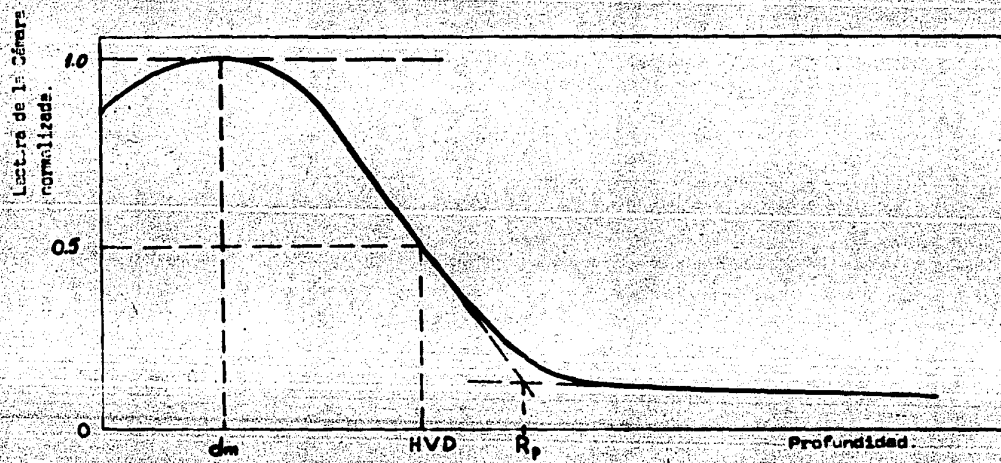


Figura 1.3. Curva típica de dosimetria absorvida em função da profundidade para elétrons monoenergéticos.

DETERMINACION DE LA DOSIS ABSORBIDA EN TEJIDO POR MEDIO DE UNA CAMARA DE IONIZACION .

Los aspectos técnicos de radioterapia están principalmente enfocados a depositar la distribución correcta de dosis en el tumor; entonces es claro que la determinación de la dosis absorbida es de fundamental importancia. La dosis absorbida se define como la energía absorbida por unidad de masa del material cuando es irradiado, y para nuestro propósito lo ideal es establecer la dosis absorbida en tejido. En la práctica es mucho más fácil medir la dosis absorbida en agua y hacer correcciones subsiguientes para relacionarlo a dosis en tejido.

Nuestro objetivo es encontrar la dosis absorbida en agua. La única forma precisa de encontrarla sería por medio de calorimetría, pero como estos sistemas no están al alcance de la mayoría de los centros de radioterapia, existen procedimientos alternos. El más práctico se basa en las mediciones hechas con una cámara de ionización calibrada en un campo de radiación conocido; el más utilizado es el de Co-60. Este método se fundamenta en la teoría de Gregg-Grey, por lo que se hablará primero de fotones hasta llegar propiamente a la dosimetría de electrones que es lo que nos interesa.

La dosis absorbida depende de las características del haz y del medio que se irradia, por lo que puede ser expresada como el producto de un cantidad definida por el haz de radiación y algún coeficiente de interacción.

2.1 CANTIDADES QUE DESCRIBEN UN HAZ DE RADIACION.

AFLUENCIA. - Si se considera un haz monoenergético, una forma de describir éste podría ser especificando el número de fotones, dN , que cruzan la unidad de área perpendicular a la dirección del haz, esto es definido por la Comisión Internacional de Medidas y Unidades Radiológicas (6) (ICRU) como afluencia representado por la letra ϕ .

$$\phi = \frac{dN}{da} \left[\frac{1}{m^2} \right]$$

(2.1)

AFLUENCIA DE ENERGIA.- Otra alternativa igualmente buena sería describir el haz en términos del flujo de energía. La cantidad de energía que cruza la unidad de área perpendicular a la dirección del haz es llamada por el ICRU afluencia de energía y se representa por la letra Ψ

$$\Psi = \frac{dN \cdot h\nu}{da} \quad \left[\frac{J}{m^2} \right] \tag{2.2}$$

TASA O RAZON DE AFLUENCIA.- (Densidad de flujo). Es el número de fotones que cruzan la unidad de área perpendicular a la dirección del haz por unidad de tiempo; se representa por la letra ϕ .

$$\phi = \frac{dN}{da dt} \quad \left[\frac{1}{m^2 s} \right] \tag{2.3}$$

TASA O RAZON DE AFLUENCIA DE ENERGIA.- Es la cantidad de energía que cruza la unidad de área perpendicular a la dirección del haz por unidad de tiempo. También se la llama densidad de flujo energética; se representa por la letra ψ .

$$\psi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{dN h\nu}{da dt} \quad \left[\frac{J}{m^2 s} \right] \tag{2.4}$$

Aunque estos conceptos son muy simples la representación de un haz por ellos es complicada debido a que un haz casi siempre contiene fotones de muy diferentes energías.

TRANSFERENCIA DE ENERGIA.

La transferencia de energía de un haz de fotones al medio sucede en dos etapas. La primera (a) involucra la interacción de los fotones con los átomos del medio provocando que algunos electrones sean puestos en movimiento. La segunda fase (b) involucra la transferencia de energía de los electrones anteriores al medio, a -

través de excitación e ionización; esto se ilustra en la fig. 2.1.

La ICRU ha introducido una cantidad llamada kerma (Energía Cinética Liberada en el medio) para describir la interacción inicial, y la define formalmente como:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.5)$$

Donde dE_{tr} es la suma de la energía cinética inicial transferida de los fotones a los electrones en un elemento de volumen cuya masa es dm .

La unidad especial del kerma es el Gray $1Gy = 1 J/kg$. Es la cantidad que conecta más directamente la descripción del haz de radiación con sus efectos. Si tenemos un haz de fotones con energía $h\nu$ y afluencia Φ , el kerma está dado por: (5)

$$K = \Phi \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \bar{E}_{tr} \quad (2.6)$$

Donde μ/ρ es el coeficiente másico de atenuación del medio y tiene unidades de $\frac{cm^2}{g}$ y \bar{E}_{tr} es el promedio de energía transferida a los electrones del medio en cada interacción. El producto $\Phi \frac{\mu}{\rho}$ da el número de interacciones de fotones que suceden por unidad de masa del material irradiado por una afluencia de fotones Φ .

Para un haz de fotones que tenga un espectro de energías $\frac{d\Phi(h\nu)}{dh\nu}$ el kerma estará dado por la ecuación: (5)

$$K = \int_0^{h\nu_{max}} \frac{d\Phi(h\nu)}{dh\nu} \left(\frac{\mu(h\nu)}{\rho} \right) \bar{E}_{tr}(h\nu) dh\nu \quad (2.6 a)$$

la cual es la suma de los kermas de todos los fotones del espectro.

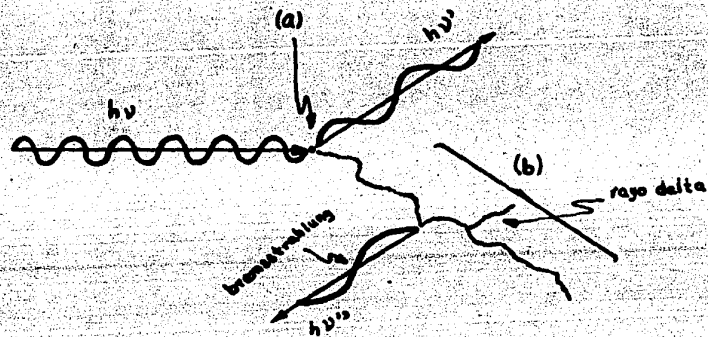


Figura. 2.1. El fotón interactúa en (a), transfiriendo energía cinética a un electrón. Este electrón pierde la mayor parte de su energía en colisiones a lo largo de su trayectoria (b). La transferencia de energía en (a) es llamada KERMA, y a lo largo de (b) es llamada dosis absorbida. El fotón $h\nu'$ es dispersado en (a). El fotón $h\nu''$ es bremsstrahlung debido a la interacción entre un electrón y un núcleo. El rayo delta es un electrón que resulta del choque directo electrón-electrón. La dosis absorbida es igual al kerma menos la energía que escapa por bremsstrahlung.

2.3 DOSIS ABSORBIDA.

Es la cantidad que más interesa en radioterapia y radiobiología. La diferencia entre kerma y dosis absorbida se puede ver en la fig. (2.1). Cierta energía es transferida a un electrón en (a) pero no toda permanece en el medio, pues parte de ella puede escapar como bremsstrahlung. La dosis absorbida es la energía que permanece en el medio debido a las ionizaciones y excitaciones a lo largo de la trayectoria (b) de los electrones.

La ICRU ha definido la dosis absorbida como :

$$D = \frac{dE_{ab}}{dm} \quad (2.7)$$

Donde dE_{ab} es la energía media absorbida por la masa dm del material, debido a la radiación ionizante. La unidad en que se mide es el Gray; 1Gy = 1J/kg. En el caso que exista equilibrio electrónico y por lo tanto equilibrio entre la dosis absorbida y el kerma, esta se puede expresar como : (7)

$$D = \phi \left(\frac{\mu}{\rho} \right) E_{ab} \quad (2.8)$$

Donde E_{ab} es la parte de la energía cinética promedio transferida a los electrones que contribuyen a ionización (excluye la energía perdida por bremsstrahlung).

A la dosis calculada por la ecuación 2.8 también se le llama kerma por colisión.

2.4 TEORÍA DE BRAGG-GRAY.

El único método directo para medir la dosis absorbida es por calorimetría en el cual un aumento en la temperatura del medio nos diría la dosis absorbida por el

mismo. Este método no se ha desarrollado lo suficiente como para practicarlo de manera rutinaria, de tal forma que en la mayoría de los casos la dosis absorbida se mide mediante la ionización de un gas y se multiplica este valor por una serie de factores correctores. Estos factores se derivan de la teoría de Bragg-Gray.

La fig. 2.2 muestra un medio que es irradiado por un haz de fotones que a su vez producen en él electrones con una determinada energía. Supóngase que se produce una pequeña cavidad en el medio y se llena de gas de tal manera que los electrones generados en el medio producirán ionización en el gas dando lugar a absorción de energía en el mismo. Si se colecta la carga generada en el gas y se conoce la energía necesaria para producir un par de iones en el mismo la dosis absorbida por el gas estará dada por la relación :

$$D_{\text{gas}} = \frac{Q}{m_{\text{gas}}} W \quad (2.9)$$

Donde Q es la carga generada en el gas expresada en Coulombs, m es la masa del gas que contiene la cavidad expresada en Kg, y W es la energía necesaria para producir un par de iones en el gas, medida en Joule/Coulomb.

El gas más comúnmente usado es aire cuya W = 33.85 J/C es constante sobre el intervalo de energías y presión usados en radioterapia; su densidad es de --- 1.293 kg/m³ a 0°C y 101.3 N/m² de presión.

La ecuación 2.9 da la energía transferida al gas en la cavidad y lo que nosotros requerimos es la energía por unidad de masa transferida a la pared que rodea al gas y que es expuesta a la misma fluencia de electrones. Puesto que la cavidad se supone que es tan pequeña que no afecta al espectro de electrones, el gas en la cavidad "ve" la misma fluencia de electrones que la pared, entonces: (5)

$$\frac{D_{\text{pared}}}{D_{\text{gas}}} = \frac{\int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \left(\frac{d\dot{\Phi}(E)}{dE} \right)_{\text{pared}} S_{\text{ion}}(E)^{\text{pared}} dE}{\int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \left(\frac{d\dot{\Phi}(E)}{dE} \right)_{\text{pared}} S_{\text{ion}}(E)^{\text{gas}} dE} = \int_{\text{gas}}^{\text{pared}} \quad (2.10)$$

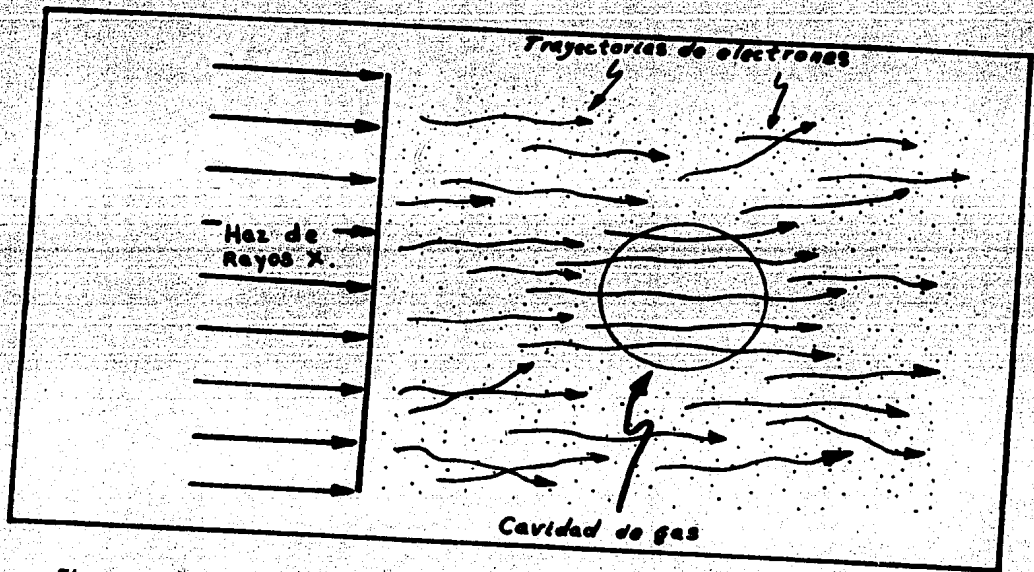


Figura 2.2. Cavidad de Bragg-Gray en un medio que es irradiado por fotones que a su vez producen en él electrones con una determinada energía.

Donde $\frac{dI}{dE}$ representa el aspecto de la afluencia de electrones. Esto da el número de electrones por intervalo de MeV con energía E que cruzan la unidad de área y tiene como unidades $(\text{MeV cm}^2)^{-1}$. S_{ion} es el poder de frenado másico dado por $S_{ion} = \frac{dE}{dX}$ y representa la pérdida de energía por unidad de espesor, tiene como unidades $\frac{\text{MeV cm}}{\text{gr}}$.

El cociente de estas dos integrales se denota con el símbolo \bar{S}_{gas}^{parad} y las dos barras significa que se está promediando sobre el espectro de fotones y de electrones en el medio, normalmente se conoce con el nombre de "cociente del poder de frenado medio", nótese que ambas integrales involucran la afluencia de electrones en la pared; lo que cambia es el poder de frenado másico. E_{max} es la máxima energía de los electrones y E_{min} es la energía de un electrón que justamente cruza la cavidad.

Existen tablas (5) donde se encuentran tabulados los valores de \bar{S}_{gas}^{parad} para diferentes medios y espectros de fotones (Co -60, R-x, Acelerador linsal, etc).

Usando los valores tabulados de \bar{S}_{gas}^{parad} se puede calcular la dosis a la pared que rodea a la cavidad de aire; combinando las ecuaciones 2.9 y 2.10 se obtiene :

$$D_{parad} = \frac{q}{m_{gas}} W \bar{S}_{gas}^{parad} \quad (2.11)$$

La cual es conocida como la ecuación de Bragg-Grey y relaciona la ionización en la cavidad con la dosis absorbida en la pared que la rodea. Como el medio que

usualmente importa en radioterapia es agua o tejido, que no puede ser la pared de una cámara de ionización, lo que se hace en la práctica es colocar una cámara de ionización en un fantoma de agua y de la lectura de la cámara de ionización determinar la dosis en su pared con la ecuación 2.11 y entonces, de las propiedades - relativas de la pared de la cámara y el agua, calcular la dosis en agua.

2.5 DETERMINACION DE DOSIS ABSORBIDA USANDO UNA CAMARA DE IONIZACION ABSOLUTA. *

Se le llama cámara de ionización absoluta a aquella que está hecha de material conocido y que tiene un volumen conocido de gas y puede usarse para determinar la dosis absorbida en el medio.

Se quiere determinar la dosis en el punto P de algún medio determinado, fig 2.3. En P se coloca una cavidad de Bragg-Gray de radio externo C y de radio interno A. - El grosor de la pared es (C-A) y debe ser mayor que el alcance de los electrones, para asegurar que los electrones que cruzan de la cavidad provienen de la pared y no del medio.

Supóngase que después de una irradiación dada, se mide una carga Q.

De esta medida y usando la ecuación 2.11 se calcula la dosis en la pared de la cámara y se desea relacionar esa dosis con la dosis recibida por el medio. Supóngase que las dimensiones de la cámara son suficientemente pequeñas y su composición no es muy diferente de la del medio, de tal manera que el espectro de fotones no cambia - con la introducción de la cámara en el medio. Sin embargo la dosis absorbida en la pared puede ser diferente de la dosis absorbida en el medio. El cociente de la dosis en los dos materiales expuestos al mismo espectro de fotones debe ser igual al - cociente de la parte del kernel por colisión en los mismos siempre que exista equilibrio electrónico, por lo tanto : (5)

$$\frac{D_{\text{medio}}}{D_{\text{pared}}} = \frac{K_{\text{medio}}}{K_{\text{pared}}} = \dots$$

* O PATTON.

$$= \frac{\int_0^{h\nu_{\max}} \left(\frac{d\dot{Q}}{dh\nu} \right)_{\text{medio}} \left(\frac{\mu(h\nu)}{\rho} \right)_{\text{medio}} \bar{E}_{\text{ab}}^{\text{medio}}(h\nu) dh\nu}{\int_0^{h\nu_{\max}} \left(\frac{d\dot{Q}}{dh\nu} \right)_{\text{medio}} \left(\frac{\mu(h\nu)}{\rho} \right)_{\text{pared}} \bar{E}_{\text{ab}}^{\text{pared}}(h\nu) dh\nu} = \left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho} \right)_{\text{pared}}^{\text{medio}} \quad (2.12)$$

Se encuentran valores de $\left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho} \right)_{\text{pared}}^{\text{medio}}$ tabulados para diferentes materiales y espectros de fotones en la referencia 5.

Combinando las ecuaciones 2.11 y 2.12 se puede calcular la dosis al medio - conociendo la masa de aire de la cámara y midiendo toda la carga eléctrica generada en la cavidad, esto es :

$$D_{\text{medio}} = (33.85 \frac{\text{e}}{\text{m}}) \cdot \bar{S}_{\text{aire}}^{\text{pared}} \left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho} \right)_{\text{pared}}^{\text{medio}} \quad (2.13)$$

2.6 FACTORES DE CORRECCION POR EL TAMAÑO FINITO DE LA CAMARA DE IONIZACION.

El hecho de introducir una cámara de ionización de un determinado tamaño - alterará ligeramente el kerma.

Con una medida hecha en P⁰ se desea determinar la dosis en P, fig. (2. 3). Primero considérese la cavidad de aire. Si la cavidad fuera pequeña, la dosis a un punto en su centro se reduciría debido a la atenuación extra de fotones por el material adicional de la pared. De aquí que la dosis debería ser calculada de la medida hecha y multiplicada por un factor de atenuación, k (a, pared) que depende del radio a y del material de la pared. Si la cavidad de aire se redujera a cero, se tendría un fantasma compuesto por el medio y una esfera del material de la pared de radio c dentro de él. La dosis medida debe ser multiplicada por k (c, med) - función del radio c y del material del medio, y dividida por k (c, pared) función

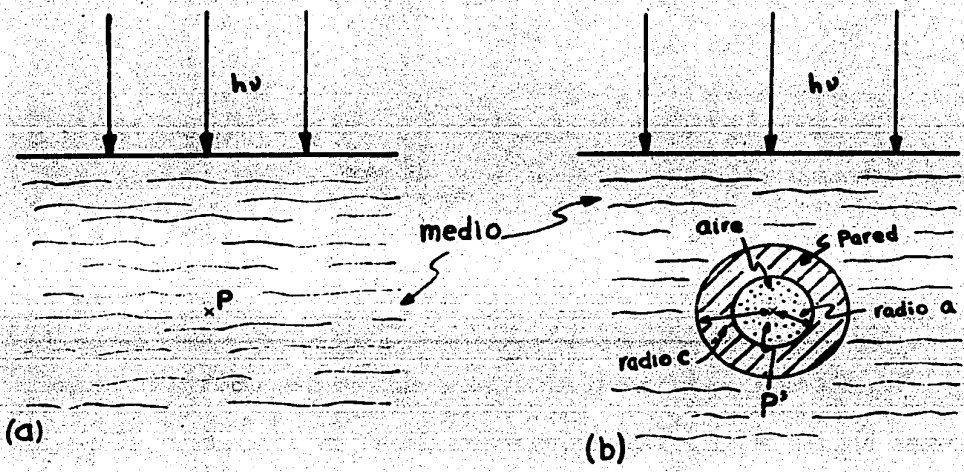


Figura 2.3. Determinación de la dosis absorbida usando cámara de ionización absoluta. La dosis se quiere determinar en el punto P usando la cámara de ionización ilustrada en (b), la cual está contrada en el punto P' en posición idéntica a P.

del radio r y del material de la pared. Combinando estos factores se obtiene un factor de corrección, k_c , por efectos de perturbación de la cámara:

$$k_c = \frac{K(a, pared) \cdot K(c, medio)}{K(c, pared)} \quad (2.14)$$

Se han determinado valores teóricos para estos factores por Cunningham (9). Combinando las ecs. 2-13 y 2-14 se obtiene:

$$D_{medio} = (33.85 \frac{\mu}{c}) \frac{Q}{m} \int_{ave}^{pared} \left(\frac{r_{ab}}{r} \right)_{pared}^{medio} k_c \quad (2.15)$$

Esta ecuación nos permite calcular la dosis absorbida por el medio tomando en cuenta la introducción de la cámara de ionización.

2.7 EFECTOS DE PRESION Y TEMPERATURA.

En cámaras de ionización que no sean selladas, la densidad del gas estará determinada por la temperatura y presión ambientales. La masa $m(t, p)$ de un volumen determinado de aire a temperatura t y presión p , está relacionado con su masa a 0°C y 1 atm de presión (101.3 kPa), $m(0, 101.3)$ por:

$$m(t, p) = m(0, 101.3) \left(\frac{273.2}{273.2 + t} \right) \times \left(\frac{p}{101.3} \right) \quad (2.16)$$

Donde t está en $^\circ\text{C}$ y p en kPa. El primer paréntesis corrige por la expansión del gas cuando aumenta la temperatura, y el segundo por cambios en presión. Como en la ec. 2-13 la masa aparece en el denominador, el factor de corrección será:

$$K(t, p) = \left(\frac{273.2 + t}{273.2} \right) \left(\frac{101.3}{p} \right) \quad (2.17)$$

Algunos instrumentos están calibrados para leerse en lugares a temperatura ambiente de 20° c y 1013 mbar. En estos casos el factor de corrección estará dado por :

$$K(t, p) = \left(\frac{273.2 + t}{273.2} \right) \left(\frac{1013}{p} \right) \quad (2.18)$$

2.8. EXPOSICION.

En las secciones anteriores se ha discutido la forma de calcular la dosis - absorbida en base a la ionización producida en una cavidad de aire. Otra aproximación al problema es primero determinar la exposición en el punto de interés, y a partir de ella calcular la dosis absorbida.

La exposición es definida por el ICRU como :

$$X = \frac{dq}{dm} \quad (2.19)$$

Donde dq es el valor absoluto de la carga total de los iones de un signo - producidos en aire, cuando todos los electrones liberados por fotones en un elemento de volumen de masa dm son completamente frenados. La exposición se mide en roentgen definido como :

$$1R \equiv 2.58 \times 10^{-4} \frac{C}{kg} \text{ de aire}$$

y es equivalente a :

$$1R = 3.335 \times 10^{-10} \frac{C}{cm^3} \text{ de aire}$$

(2.20)

$$1/R = 0.00873 \frac{1}{\text{kg de aire}}$$

El roentgen es definido solamente para fotones y no debe ser usado para partículas tales como electrones, protones y neutrones. Además su definición hace - - difícil aplicarla a haces de fotones de energía mayor de 3 MeV. Estrictamente - - hablando, la exposición solo puede medirse por medio de una cámara de ionización - - estándar. La exposición está relacionada con la interacción de los fotones y por lo tanto está ligada más estrechamente con el kerma que con la dosis absorbida. La exposición en C/kg multiplicada por W (energía necesaria para generar un par de - - iones en el gas) en J/C da la parte del kerma que está asociada con la ionización (excluyendo el bremsstrahlung) y puede también ser llamada kerma por colisión.

2.9 CÁMARA DE IONIZACIÓN ESTÁNDAR.

Una cámara de ionización estándar se representa en la figura 2.4.

Un haz de fotones que proviene del foco F está colimado por el diafragma D - - de área A y penetra a la cámara de ionización. Los electrones serán puestos en movimiento en todo el cono FQR, pero no serán confinados a este cono; algunos se proyectarán hacia afuera del cono y otros en ángulo recto a la dirección del haz. La región de producción de iones se extenderá del volumen FQR a una distancia x en todas direcciones, donde x es el máximo alcance de los electrones que viajan en ángulo recto a la dirección del haz.

Los iones producidos serán colectados por dos placas metálicas paralelas a la dirección del haz y a una distancia mayor que x del cono FQR. Sin embargo no todos los iones producidos entre X y Y resultan de electrones originados en el volumen - - EFGH. Algunos electrones que se originaron antes de llegar a X (trayectorias e) -

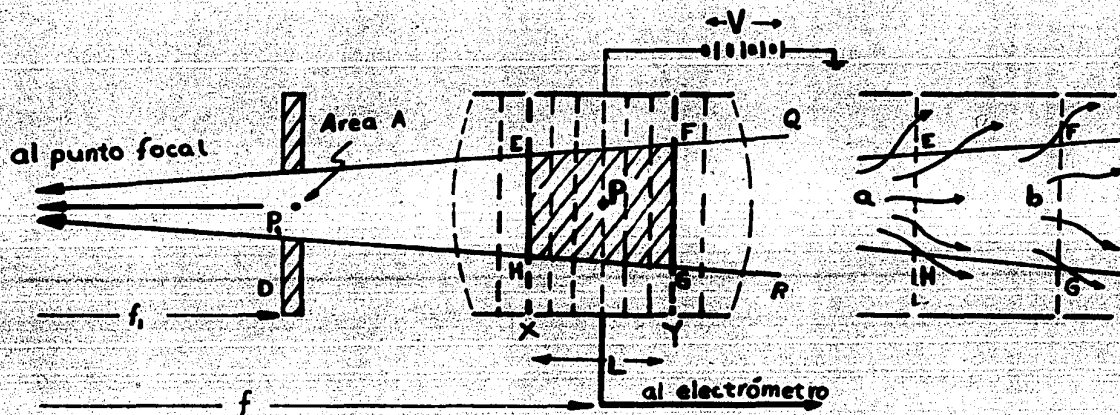


Figura 2.4 Diagrama de la cámara de ionización estándar.

producirán iones entre X y Y, y similarmente algunos de los que se originaron entre X y Y (trayectorias b) producirán iones después de Y. Se dice que hay equilibrio si el número de iones perdidos a través de Y es igual al número de iones ganados a través de X. Por lo tanto se puede considerar que todos los iones colectados entre X y Y son producidos por electrones originados en el volumen EFGH.

Queremos calcular la exposición en P. Los iones producidos son colectados del volumen EFGH, el cual es $A_p \cdot L$, donde L es la longitud de la placa colectora y A_p es el área de la sección recta del haz en el plano P, a una distancia r de la fuente. Si ΔQ es la carga colectada y ρ es la densidad del aire de la cámara, entonces la exposición estará dada por :

$$X_p = \frac{\Delta Q}{A_p \rho L} \quad (2.21)$$

La determinación precisa del roentgen requiere de un cuidado considerable en las mediciones así como la corrección por varios efectos. Si las placas de la cámara están más cerca al volumen EFGH que el máximo alcance de los electrones, un electrón podría llegar a la placa antes de haber liberado toda su energía y producido los iones correspondientes; bajo estas circunstancias la carga colectada sería demasiado baja. Por el mismo argumento, el volumen sensible EFGH debe ser colocado de tal forma que la distancia $P_1 P_2$ sea al menos igual al alcance R de los electrones en la dirección del haz.

Para dar una idea de las dificultades de medir el roentgen, un haz de fotones de 3 MeV producen trayectorias de electrones de 1.5 m de longitud. Este espesor de aire atenuaría el haz de fotones en 5.4% (ref. 5) y se tendría que hacer correcciones por atenuación del haz entre el diafragma y el volumen sensible. Por esta razón las cámaras de ionización estándar no son usadas para energías mayores de 3 MeV.

2.10 CÁMARAS DE IONIZACIÓN PRÁCTICAS.

Las cámaras de ionización estándar no son prácticas para el trabajo de rutina y sólo son empleadas en laboratorios primarios (de calibración). Esto ha llevado al desarrollo de cámaras de ionización más cómodas que son calibradas a través de cámaras de ionización estándar.

Suponga una unidad de volumen de aire, completamente rodeado de aire también, que es irradiada con fotones, y que existe equilibrio electrónico (esto es cierto si el aire que rodea la unidad de volumen se extiende a una distancia mayor o igual que el máximo alcance de los electrones).

Si ahora, con objeto de mantener el equilibrio electrónico, todo este "aire" fuera condensado en una pared sólida no alteraríamos su comportamiento y tendríamos una cámara de ionización tipo dodecaedro como la de la figura 2.5. La parte interior de la pared es cubierta por una capa conductora y se coloca un electrodo central. Si este electrodo se carga eléctricamente, pueden ser colectados los iones producidos. En la práctica las cámaras de ionización son hechas de grafito o de plástico, como bequelita, y cubiertas en su interior con una capa de carbón y un electrodo central de aluminio.

Ajustando la medida del electrodo central y la cantidad de carbón, es posible producir una cámara cuya respuesta varíe con la energía de los fotones aproximadamente de la misma forma que una cámara de ionización estándar.

Para calibrar una cámara de ionización práctica a través de una cámara de ionización estándar, se colocan alternadamente en un campo de radiación conocido (ej. Co-60) de tal forma que ocupen la misma posición una y otra cámara o se colocan una enfrente de la otra a la misma altura y alineadas, si tienen la misma geometría, para que el arreglo sea simétrico. Este procedimiento llevará a un factor de calibración para la cámara práctica sólo para esa energía. Si se repre-

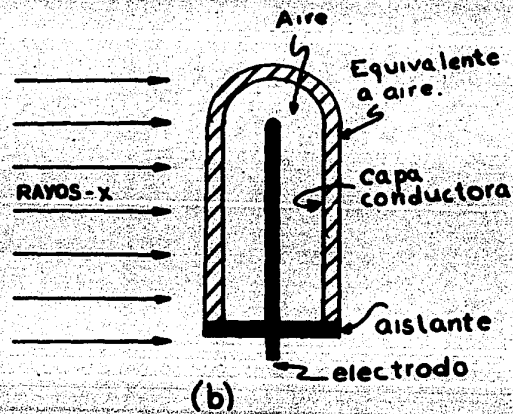
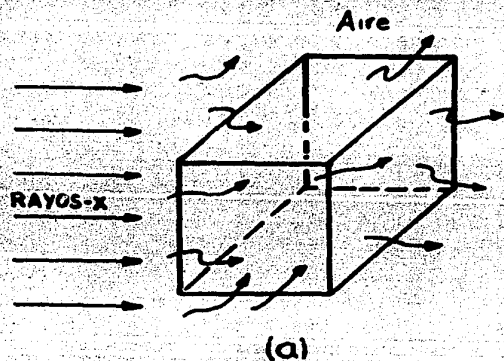


Figura 2.5. Naturaleza de la cámara con pared equivalente a aire.

señala el factor de calibración por N_x (hV) y después de una determinada irradiación se obtiene una lectura M , entonces la exposición X estará dada por :

$$X = MN_x(hv) \quad (2.22)$$

Donde N_x está en roentgen por unidad de lectura del instrumento de medida.

2.11 DETERMINACION DE LA DOSIS ABSORBIDA EN UN FANTOMA USANDO UNA CAMARA DE IONIZACION CALIBRADA PARA EXPOSICION .

Queremos determinar la dosis en el punto P , colocando al centro de nuestro dosímetro (calibrado) en P' como se muestra en la figura (2.6). Supóngase que después de una irradiación dada se obtiene una lectura M . Cuando ésta es multiplicada por el factor de calibración, N_x , y corregida por presión y temperatura, se obtiene la exposición X en el punto P'' en el centro de una esfera llena de aire de radio c en el fantoma. La cuestión es calcular la dosis en P de la medida de exposición en P'' .

Tal exposición correspondería al kerma (por colisión) en el aire que ocupa la cavidad en la figura 2.6 y este kerma está dado por :

$$K_{\text{aire}} = X(0.00873 \frac{J}{kg}) \quad (2.23)$$

donde se usó la ec. 2-20. (0.00873 J/kg aire = 1 R).

Suponga que se coloca una masa, Δm , del mismo material del fantoma en P'' , en el centro de la cavidad de aire. El kerma (por colisión) en Δm será :

$$K_{\Delta m} = K_{\text{aire}} \left(\frac{\bar{\mu}_{\text{ab}}}{\rho} \right)_{\text{aire}}^{\text{medio}} \quad (2.24)$$

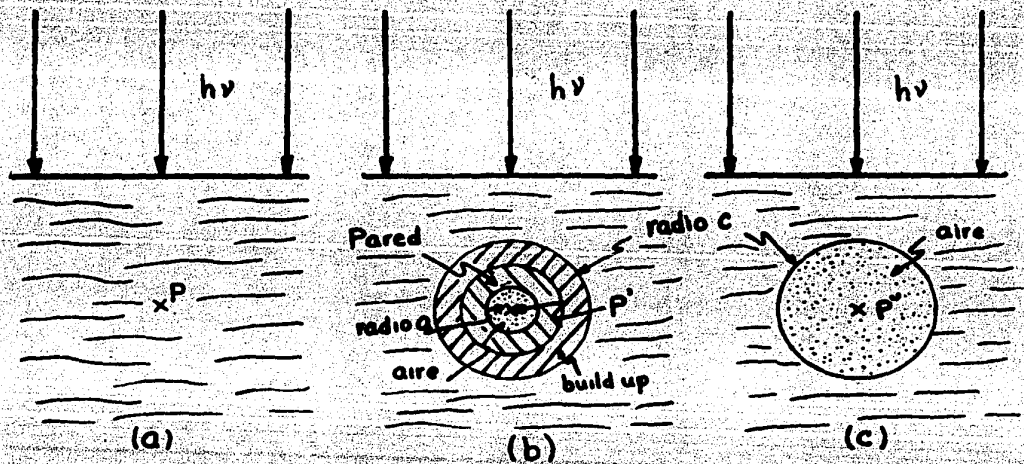


Figura 2.6. Medida de la dosis usando una cámara de ionización calibrada para exposición.
 (a) Fantoma homogéneo. (b) Fantoma mostrando la cámara con su pared, capacidad y cavidad de aire centrada en P' a la misma profundidad que P . (c) La cámara determina la exposición en P'' que es el centro de una cavidad llena de aire de radio C .

El siguiente paso es llenar toda la cavidad, de radio c , con material del fantoma. Esto alteraría el kerma de la masa Δm , por el factor de atenuación $k(c, \text{medio})$, y el kerma de la masa Δm , es ahora :

$$K'_{\Delta m} = K_{\Delta m} \cdot k(c, \text{medio}) \tag{2.25}$$

Finalmente la dosis absorbida en el punto P en el fantoma homogéneo se obtiene de :

$$D_{\text{medio}} = MN \cdot (0.00873 \frac{1}{\text{kgR}}) \left(\frac{r_{\text{ex}}}{r} \right)_{\text{aire}}^{\text{medio}} k(c, \text{medio}) \tag{2.26}$$

Nótese que la ecuación 2-26 no depende directamente de la naturaleza del dosímetro. Es necesario que su pared responda como si fuera de aire (equivalente en aire), ya que está midiendo exposición. El factor de atenuación K depende de la medida de la cámara (radio c) pero no de su composición.

2.12 USO DE UNA CÁMARA DE IONIZACIÓN CON FACTOR DE CALIBRACION EN Co-60 PARA DETERMINAR LA DOSIS ABSORBIDA EN ENERGÍAS ARRIBA DE 3 MeV.

Un dosímetro calibrado en exposición puede ser usado para medir la dosis absorbida, usando la ec. 2-26. Esta ecuación es útil hasta energías de cerca de 3 MeV, (por la definición de exposición). Se puede lograr que sea útil para medir dosis absorbidas en energías mayores de 3 MeV, usando un dosímetro con un factor de calibración con Co-60 y aplicar posteriormente algunos factores correctores apropiados.

Se mostró que la dosis en un medio puede ser determinada usando la ec. 2-15.

$$D_{\text{medio}} = (3385 \frac{1}{\text{C}}) \frac{Q}{m} \int_{\text{pared}}^{\text{pared}} \left(\frac{r_{\text{ex}}}{r} \right)_{\text{pared}}^{\text{medio}} K_c \tag{2.15}$$

pero que la determinación de la masa de aire dentro de la cámara es difícil. Sin embargo puede ser determinada indirectamente del proceso de calibración en exposición como sigue.

Considérese un haz de radiación, por ejemplo Co-60 con el cual se ha obtenido un factor de calibración, N_x . La dosis en el medio puede ser determinada de la ec. 2-15 o de la ec. 2-26. Como las dos ecuaciones están calculando la misma dosis éstas se pueden igualar y resolver para (Q/m) $(1/M)$,

$$\left(\frac{Q}{m}\right) \left(\frac{1}{M}\right) = N_x \left(2.58 \times 10^{-4} \frac{C}{kgk}\right) \left[\frac{\left(\frac{R_{ab}}{P}\right)_{\text{pared}}}{S_{\text{pared}}^{\text{aire}}} \right] \left[\frac{K(C, \text{pared})}{K(A, \text{pared})} \right] \quad (2.27)$$

Para llegar a este resultado se usó la ec. 2-14 y el hecho de que

$$\left(\frac{R_{ab}}{P}\right)_{\text{pared}} = \frac{\left(\frac{R_{ab}}{P}\right)_{\text{medio}}}{\left(\frac{R_{ab}}{P}\right)_{\text{pared}}}$$

La cantidad de la ec. 2-27 es una constante de proporcionalidad y debe ser única para cada dosímetro. Relaciona la carga liberada con la lectura del dosímetro. Sus dimensiones son coulomb por kg de gas por unidad de lectura del instrumento. La carga eléctrica Q puede ser determinada precisamente y de aquí la masa de aire dentro de la cámara también. Debido a que estamos más interesados en la dosis absorbida que en exposición, multiplicamos la ec. 2-27 por W para obtener:

$$N_{\text{gas}} = \frac{QW}{mM} = N_x \left(0.00873 \frac{C}{kgk}\right) \left[\frac{\left(\frac{R_{ab}}{P}\right)_{\text{pared}}}{S_{\text{pared}}^{\text{aire}}} \right]_{\text{Co-60}} \left[\frac{K(C, \text{pared})}{K(A, \text{pared})} \right]_{\text{Co-60}}$$

(2.28)

A la cual se llama "factor de calibración cavidad-gas o $N_{\text{gas}}^{\text{c}}$ " y es una expresión de la dosis absorbida en el gas por unidad de señal del dosímetro.

$N_{\text{gas}}^{\text{c}}$ depende del gas en la cavidad (aire) y de la pared de la cámara pero no del medio.

Una vez que ha sido determinado $N_{\text{gas}}^{\text{c}}$, la dosis absorbida para un haz de cualquier energía puede ser obtenido de la siguiente ecuación:

$$D_{\text{medio}} = MN_{\text{gas}}^{\text{c}} \left[\left(\frac{\mu_{\text{ap}}}{\rho} \right)_{\text{pared}}^{\text{medio}} S_{\text{aire}}^{\text{pared}} \right] K_c \quad (2.29)$$

Donde K_c está dada por la ec. 2-14. Las cantidades primadas serán evaluadas en el haz de energía para el cual D_{med} se desea medir.

Al calcular la dosis en el medio de la ec. 2-29 se está suponiendo que todos los electrones que causan ionización en la cavidad provienen de las paredes de la cámara. En altas energías algunos electrones tendrán un alcance de varios centímetros y una parte de la ionización en el gas será debido a electrones que provienen del agua que rodea la cámara. Si todos los electrones, que causan la ionización provienen del agua, la dosis absorbida está dada por la relación:

$$D_{\text{medio}} = MN_{\text{gas}}^{\text{c}} [S_{\text{aire}}^{\text{medio}}] K_{\text{(a. agua)}} \quad (2.30)$$

Para un caso combinado en el cual la ionización es está produciendo tanto por electrones que llegan del medio como por lo que provienen de la pared de la cámara, la dosis estará dada por: (10)

$$D_{\text{medio}} = MN_{\text{gas}} \left\{ f \left(\frac{\bar{\mu}_{\text{ab}}}{\rho} \right)_{\text{pared}}^{\text{medio}} \bar{S}_{\text{aire}}^{\text{pared}} K_c + (1-f) \bar{S}_{\text{aire}}^{\text{medio}} K(a) \right\} \quad (2.30)$$

Donde f es la fracción de la señal del dosímetro de los electrones que proviene de la pared de la cámara.

2.13 DOSIMETRIA PARA HACES DE ELECTRONES.

En radioterapia son de gran utilidad los haces de electrones producidos por aceleradores lineales y betatrones. La dosimetría de estas partículas es diferente de la de fotones por las siguientes razones. Cuando un haz de fotones interactúa con un medio dispersor, el espectro de electrones en todos los puntos en el medio es prácticamente el mismo, aunque habrá un ligero cambio con la profundidad. Por otro lado con haces de electrones, la energía de éstos variará, decreciendo continuamente con la profundidad. Otra diferencia importante es que con fotones de esta energía es necesario un determinado espesor de material (buildup) para obtener equilibrio electrónico, mientras que para electrones no se requiere de este espesor; por el contrario, sería una ventaja si se pudiera medir un haz de electrones con una cámara que tenga una pared muy delgada y una cavidad de aire poco profunda. Con tal cámara, la energía depositada en el medio (agua) a la profundidad en la cual los electrones de energía inicial E_0 tienen una energía E , puede ser determinada de la ecuación de Bragg-Grey (2-11), la cual se puede escribir como:

$$D_{\text{agua}} = \frac{\rho}{m} (33.85 \frac{\text{e}}{\text{g}}) \bar{S}_{\text{aire}}^{\text{agua}} \quad (2.31)$$

Donde $\bar{S}_{\text{aire}}^{\text{agua}}$ es el cociente del poder de frenado por ionización evaluado sobre el espectro de energía de electrones en la posición de la cámara. Aunque la ec. 2-31

para haces de electrones es más simple que la ecuación correspondiente para haces de fotones, es más difícil de aplicar debido a que el espectro cambia continuamente con la profundidad.

Ya que la mayoría de los centros de radioterapia no cuentan con equipo para realizar dosimetría absoluta, es necesario usar una cámara de ionización calibrada para exposición (con su build-up) a una energía conocida; la más usada es Co-60. Si tal cámara es colocada en un fantoma y se irradia con un haz de electrones, la dosis puede ser determinada de la ec. 2-31 como antes, evitando determinar Q/m en términos absolutos usando el factor de calibración N_{gas} dado por la ec. 2-28, de donde la dosis en el medio estará dada de manera semejante a 2-29 :

$$D_{\text{medio}} = MN_{\text{gas}} \left[\bar{S}_{\text{aire}}^{\text{medio}} \right]^0 K_c \quad (2.32)$$

$\bar{S}_{\text{aire}}^{\text{medio}}$ es el cociente del poder de frenado por ionización promedio sobre el espectro de electrones "visto" en el punto de medida y K_c es un factor de corrección que depende de la geometría y tamaño del dosímetro y es requerido por dos razones: 1) la introducción de la cámara perturba el flujo de electrones y 2) debido a que los electrones llegan en una dirección colasante, el punto de medida de la dosis absorbida será desplazado del centro de la cámara hacia la fuente del haz de electrones. Este factor de corrección por perturbación es discutido en (11). Para cámaras de ionización plana y de ventana delgada no se requiere de este factor.

Para propósitos de dosimetría rutinaria de electrones sería demasiado problemático utilizar y encontrar cada uno de los parámetros de la ecuación 2-32. El ICRU (11) ha simplificado todo este trabajo y ha publicado valores numéricos de una cantidad conocida como C_e y que es usada en la siguiente relación :

$$D_{\text{medio}} = M \cdot N_X \cdot C_e \quad (2.33)$$

Donde M es la lectura del dosímetro, N_x es el factor de calibración en kerma aire para un haz de fotones de referencia como Co-60. Combinando las ecuaciones 2-28, 2-32 y 2-33 se puede ver que :

$$C_e = \left[\frac{\left(\frac{R_{ab}}{\rho} \right)_{\text{pared}}}{\bar{S}_{\text{aire}}} \right]_{\text{Co-60}} \left[\frac{K(C, \text{pared})}{K(A, \text{pared})} \right]_{\text{Co-60}} \left[\bar{S}_{\text{aire}}^{\text{agua}} \right]_e$$

(2.34)

En las referencias 11 y 12 se pueden encontrar valores numéricos de C_e para varias energías de electrones y a diferentes profundidades de agua para las cámaras de ionización recomendadas para la dosimetría de electrones.

CAPITULO III

PROTODCOLO PARA LA CALIBRACION DE UN HAZ DE ELECTRONES EN RADIODTERAPIA.

Los protocolos reconocidos mundialmente para la calibración de un haz de electrones son los publicados por la Asociación Americana de Fisicos en Medicina (AAPM) (13), Asociación Nórdica de Fisicos de Hospitales (NACP) (14), el realizado por la Comisión Internacional de Unidades y Medidas de Radiación - (ICRU) (15) y el recomendado por la Asociación de Fisicos de Hospitales (MFA) (12) de la Gran Bretaña. Para realizar el presente trabajo se eligió el recomendado por la MFA debido a que es el más práctico para el trabajo de rutina y porque se cuenta en el hospital con la cámara secundaria para calibración recomendada por este protocolo.

En este capítulo se señalan los pasos para encontrar la dosis absorbida en agua debido a un haz de electrones y usando una cámara calibrada en un fantoma expuesto a un haz de Co-60.

3.1 FUNCIONAMIENTO DE LA CAMARA DE IONIZACION PARA DOSIMETRIA DE ELECTRONES.

Los requisitos de funcionamiento que son comunes a todas las cámaras de ionización que son usadas en dosimetría para radioterapia son: un volumen colector pequeño, uso de materiales de bajo número atómico, corriente de fuga baja y baja recombinación de iones. Una cámara para electrones además debe ser diseñada también para tener un bajo efecto de polaridad cuando es irradiada por electrones y para la dosimetría de electrones de baja energía la cámara debe tener una ventana de espesor muy delgado.

En consideración a los requisitos anteriores, este protocolo recomienda para dosimetría de electrones de alta energía la cámara de ionización Farmer - NE 2571 cilíndrica de pared de grafito, y para electrones de baja energía la cámara plana Vinton modelo 631 de pared delgada. Esta última también puede ser usada para electrones de alta energía.

3.1.1 CORRECCION POR CONDICIONES AMBIENTALES.

En una cámara de ionización expuesta a una dosis determinada, el monto de ionización dependerá de la densidad del aire dentro de la cavidad. Si la cámara no está sellada, entonces la lectura dependerá de la temperatura, presión y humedad relativa del ambiente.

El National Physical Laboratory da un factor de calibración N_5 para una cámara de ionización secundaria que transforma su lectura a k rma en aire en condiciones estándar de presión y temperatura (20°C y 1013 mbar) y humedad relativa del 50%. Suponiendo que la cámara de ionización para electrones responde de la misma forma que la cámara de ionización secundaria a cambios en las condiciones ambientales, entonces el procedimiento de calibración descrito en 3.2.2 dará a la cámara para electrones un factor de calibración N_x también correcto en las mismas condiciones estándar de presión y temperatura. Cuando la cámara de electrones es usada en otras condiciones ambientales la lectura debe ser multiplicada por el factor:

$$\phi(p, t) = \left(\frac{273.2 + t}{293.2} \right) \left(\frac{1013}{p} \right) \quad (3.1)$$

Donde t es la temperatura ambiental en °C y p es la presión atmosférica en mbar. El efecto de cambio en la humedad en la respuesta de una cámara de ionización es pequeño y si la cámara de ionización es usada en un intervalo de humedades relativas entre el 20% y 70% no es necesario aplicar ninguna corrección por humedad.

3.1.2 CORRECCION POR RECOMBINACION DE IONES.

La obtención de la dosis absorbida de la lectura de una cámara de ionización usando la ecuación (2.33)

$$D_w = M N_x C_E \quad (2.33)$$

supone que todos los iones de un signo producidos en la cavidad lleguen al electrodo colector antes que puedan recombinarse con iones del signo contrario. La recombinación de iones dependerá, entre otras cosas, de la densidad de iones en la cavidad; lo que a su vez depende de la rapidez de dosis, o para haces pulsados, de la dosis por pulso.

Alguna recombinación siempre ocurre, pero puede ser reducida aumentando el voltaje de polarización aplicado a la cámara. Sin embargo, en dosimetría de haces pulsados puede ser difícil aumentar el voltaje de polarización a valores que puedan hacer la recombinación de iones despreciable, haciendo necesario corregir por este efecto.

Para haces pulsados el procedimiento recomendado es el siguiente: tomar una lectura M_1 con la cámara en el voltaje de polarización normal V_1 y luego tomar la lectura M_2 con un voltaje de polarización $V_2 = V_1/2$ (la mitad del voltaje normal). Para corregir por recombinación de iones se multiplica la lectura M_1 por el cociente M_1/M_2 . Si este cociente es mayor que 1.05 entonces el voltaje de polarización V_1 debe ser aumentado y repetir el procedimiento.

3.1.3 EFECTOS DE POLARIDAD.

Si no se sabe que una cámara de ionización está libre de efectos de polaridad, debe ser chequeada tomando lecturas adicionales con el voltaje invertido al que normalmente se usa. Si la lectura con el voltaje de polarización opuesto es distinto al primero, se toma como lectura el promedio de las dos.

La diferencia entre las lecturas con los voltajes de polarización invertidos debe ser menor del 0.5% para la cámara plana Vinten 631 y menor del 2% para la cámara cilíndrica de pared de grafito Farmer NE 2571 cuando se usada para las energías de electrones para las cuales se dan los valores de C_0 en el apéndice 1.

3.2.1 CALIBRACION DE LA CAMARA DE ELECTRONES.

La cámara secundaria recomendada por este protocolo es la NFL tipo NE fabricada por Nuclear Enterprises LTD. (Apéndice 2).

La cámara debe tener un factor de calibración para transformar su lectura a kerma en aire, en Grays, en un punto en aire que corresponda con el centro de la cámara cuando es irradiada en aire por un haz de 2 MeV de rayos X o radiación gamma de Co 60 bajo condiciones ambientales de 20°C, 1013 mbar y 50% de humedad relativa.

Si la cámara ha sido calibrada para exposición en Roentgen: esto puede ser transformado a kerma en aire en Grays para Co 60 multiplicando el factor de calibración por 8.79×10^{-3} Gy/R.

3.2.2 PROCEDIMIENTO DE CALIBRACION.

La cámara secundaria estándar (NFL) y cámara de electrones debenser colocadas con sus centros a la misma profundidad en un fantoma de Perspax (Lucite) irradiado por un haz de Co 60 bajo las siguientes condiciones:

Medida del fantoma: Por lo menos 20 cm x 20 cm x 12 cm a lo largo del eje del haz.

Tamaño de campo: 10 cm x 10 cm en la superficie del fantoma.

Distancia fuente-superficie: Al menos 50 cm.

Profundidad de la cámara en el fantoma: 5 cm.

Bajo estas condiciones el punto efectivo de medida de cada cámara es tomado como el centro geométrico de su volumen colector. Cuando se calibre una cámara cilíndrica es conveniente compararla con la estándar por medio de irradiación simultánea; se tomen varias lecturas intercambiando las posiciones de las cámaras entre las medidas. Un fantoma especial de Perspax (Lucite) para intercomparación es fabricado por Nuclear Enterprises LTD.

La forma y el tamaño de la cámara plana Vinten 631 hace necesario compararla con la cámara estándar por la técnica de sustitución i.e. las cámaras son colocadas en forma sucesiva en el mismo punto en el eje del haz.

En esta intercomparación no son necesarias correcciones por condiciones ambientales, siempre y cuando estas condiciones se mantengan estables durante las mediciones. Es por lo tanto importante que el fantoma y la cámara alcancen al equilibrio térmico con sus alrededores antes que sean tomadas las medidas.

El factor de calibración para la cámara de electrones estará dado por :

$$N_x = \frac{N_s K_E M_s}{M_x} \quad (3.2)$$

Donde N_x es el factor de calibración para la cámara de electrones cuando es irradiada por Co 60 en un fantoma de Perspex, para transformar su lectura a kerma en aire en el punto dentro del fantoma correspondiente al centro de la cámara bajo condiciones ambientales estándar.

N_s es el factor de calibración para la cámara estándar cuando es irradiada por Co 60 en aire para transformar su lectura en kerma en aire en un punto en aire correspondiente al centro de la cámara bajo condiciones ambientales estándar.

K_E es el factor para transformar la calibración de la cámara estándar de aire al material del fantoma, para la cámara NE 2561 K_E es igual a 0.974.

M_s es la lectura de la cámara estándar.

M_x es la lectura de la cámara de electrones.

3.3.1 MEDIDAS EN EL HAZ DE ELECTRONES.

En la dosimetría de fotones de alta energía se usa comúnmente una cámara

cilíndrica en un fantoma de agua. Sin embargo en un haz de electrones la profundidad de interés es generalmente más cercana a la superficie y el gradiente de dosis en profundidad es mayor que con fotones; esto crea problemas cuando se usa una cámara cilíndrica en un fantoma de agua. Por esto para haces de electrones la tendencia ha sido usar un fantoma sólido y cámaras de ionización planas.

Un fantoma sólido tiene la ventaja de que la profundidad puede medirse más precisamente y es reproducible. Sin embargo se tiene que hacer una corrección para transformar la medida hecha en el fantoma sólido para obtener la lectura equivalente en el fantoma de agua.

La única desventaja sería que puede ocurrir con el uso de un fantoma sólido para dosimetría de electrones es el problema de almacenamiento de carga.

Los materiales que comúnmente se usan para los fantasmas sólidos, por su densidad, por su poder de frenado muy parecido al del agua, su fácil manejo y bajo costo, se han limitado al Perspex ($C_5H_8O_2$) y el poliestireno (C_8H_8). Estos dos materiales son buenos aislantes, con el resultado de que cuando son irradiados por un haz de electrones, dentro del fantoma queda atrapada carga eléctrica negativa. Debido a que la superficie del plástico se encuentre en contacto con el aire esto puede descargarse. Entonces habrá un gradiente de campo eléctrico rodeando a cualquier cavidad donde penetre la cámara de ionización, esto puede afectar la afluencia de electrones en la cavidad.

Para reducir el efecto de almacenamiento de carga en el plástico, el fantoma debe ser construido por placas no más gruesas de 12 mm. Se ha encontrado que debido a su forma y a su construcción una cámara plana tal como la Vinten 631 es inmune al efecto de almacenamiento de carga a diferencia de las cámaras cilíndricas.

3.3.2 CURVA DE IONIZACION EN PROFUNDIDAD.

La variación de la lectura tomada con una cámara de ionización a lo largo del eje de un haz de electrones y a diferentes profundidades en un fantoma es conocida como una curva de ionización en profundidad, y el conocimiento de sus parámetros es fundamental para la dosimetría del haz de electrones. Las características de la curva dependen de diferentes factores. El más importante es la energía media de los electrones en la salida del acelerador, pero el grosor y la posición de la placa dispersora y medida y diseño del colimador son también importantes. Una curva típica se muestra en la fig. 3.1.

La forma de la región creciente (build-up) entre la superficie y la profundidad de máxima ionización (d_m) es muy dependiente de la proporción de electrones de baja energía en el haz producidos por la capa dispersora o el colimador. También es afectada por la distancia de la placa dispersora al fantoma; esto es particularmente evidente para haces de electrones de alta energía (más de 10 MeV).

La forma de la región descendente es relativamente independiente de los electrones de baja energía y la distancia de la placa dispersora. En esta región se encuentra la profundidad en la cual la ionización es la mitad del valor máximo (HVD Half-Value-Depth) que es usado para la determinación de la energía media de los electrones que inciden en la superficie del fantoma.

La región final aproximadamente horizontal de la curva resulta de la contaminación por rayos X, originados principalmente en la placa dispersora. El alcance práctico de los electrones (R_p) es la profundidad a la cual se intersectan la extrapolación de las partes rectas de la caída y la de contaminación por rayos X.

Para obtener la curva de dosis en profundidad y realizar la calibración de las unidades monitor, las lecturas de la cámara deben ser hechas manteniendo fija la distancia entre el foco y la superficie del fantoma. Para la determinación de la energía de los electrones las lecturas deben ser hechas manteniendo fija la distancia entre el foco y la cámara de ionización.

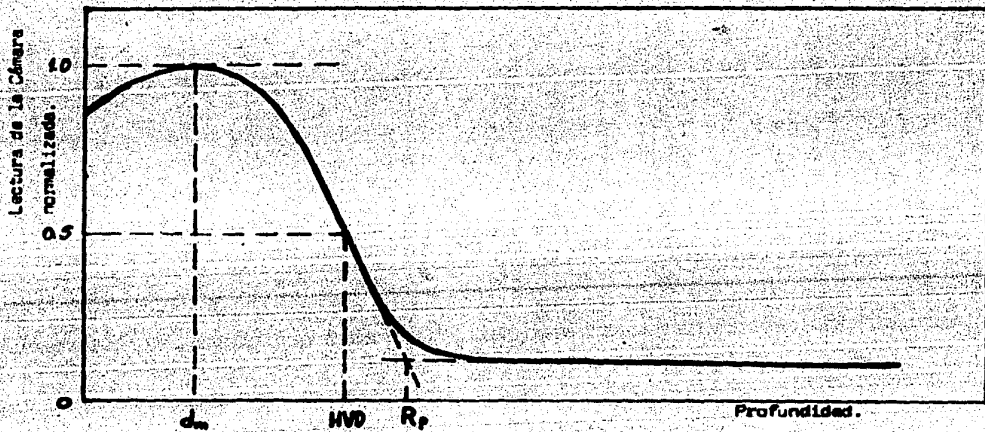


Figura 3.1. Curva típica de dosis absorbida como función de la profundidad para electrones monoenergéticos.

3.3.3 CORRECCIONES A LAS MEDIDAS.

La recombinación de iones varía con la dosis por pulso y por lo tanto también con la profundidad. Se debe checar qué tan significativa es la recombinación para cada profundidad y hacer la corrección correspondiente como se dijo en 3.1.2 .

La lectura de la cámara en el punto de máxima ionización dependerá del material del fantoma, por lo que se deberá tomar el valor de C_0 correspondiente a ese material (esto es debido a la variación de la afluencia en la cavidad para cada material).

El poder de frenado másico para electrones en Perspex y poliestireno es cerca del 3% menor que en agua en el intervalo de energías de 1 a 30 MeV. Esto junto con las diferencias en la dispersión de los electrones, afectará la curva de ionización en profundidad en diferentes medios. Se recomienda que para corregir las curvas de ionización medidas en perspex y poliestireno a curvas de ionización en profundidad en agua, la profundidad en plástico (d_p) en gr/cm^2 debe ser transformada a profundidad en agua (d_w) en gr/cm^2 por la ecuación :

$$d_w = 0.97 d_p \quad (3.3)$$

3.4 DETERMINACIÓN DE LA ENERGÍA DE LOS ELECTRONES.

Los valores de los cuales se calcula la energía de los electrones se encuentran de la curva de ionización en profundidad del haz de electrones en un fantoma. Estas curvas deben encontrarse para campos de diámetro mayor o igual a 10 cm y para distancias entre la placa dispersora y el fantoma de 100 cm o más. De aquí se encuentran los valores: MVD, E_0 y E_d los cuales solo son válidos si la distancia fuente cámara se mantuvo fija. Sin embargo, las medidas hechas con la distancia fija entre la superficie del fantoma y la fuente (variando la profundidad de la cámara) para encontrar la curva de dosis en profundidad pueden ser transformadas en curva de ionización en profundidad a una distancia fija fuente cámara aplicando la corrección por la ley

del inverso cuadrado i.e. multiplicando cada lectura por $(f + d)^2 / r^2$ donde f es la distancia entre la superficie del fantoma y la fuente, y d es la profundidad del punto efectivo de medida de la cámara bajo la superficie del fantoma. Para aplicar la ley del inverso cuadrado, la fuente efectiva del haz de electrones - debe ser tomada como la placa dispersora (o la primera placa dispersora si hay - dos). Para energías mayores que 15 MeV es recomendable hacer las medidas manteniendo la distancia fuente-cámara fija.

3.4.1 ENERGIA MEDIA DE LOS ELECTRONES INCIDENTES.

La energía media de los electrones incidentes E_0 está relacionada linealmente con el valor de MWD de la curva de ionización en profundidad por medio de la - - fórmula empírica .

$$E_0 = 2.4 \text{ MWD} \quad (3.4)$$

Donde E_0 está en MeV y MWD está en gr/cm^2 de agua. Debe notarse que E_0 puede ser menor que la energía nominal del acelerador, debido a la energía perdida en la capa dispersora y en aire entre la fuente y el fantoma. Una incertidumbre del 20% en el valor de E_0 corresponde a una incertidumbre de sólo 7% en el valor de C_0 .

3.4.2 ENERGIA MEDIA DE LOS ELECTRONES DENTRO DEL FANTOMA.

La energía media de los electrones E_d a una profundidad d dentro del medio - puede ser estimada de la ecuación (15).

$$E_d = E_0 \left(1 - \frac{d}{R_p} \right) \quad (3.5)$$

Donde E_0 se obtiene de la ecuación (3.4) y R_p es el alcance práctico de los electrones dentro del fantoma, encontrado de la curva de ionización en profundidad. El valor de E_d a cada profundidad medida se usa entonces para obtener el valor de

C_0 (Apéndice 1) para calcular la dosis absorbida en agua.

3.5 EL FACTOR DE CONVERSION C_0 .

El factor de conversión C_0 permite, mediante una cámara de ionización calibrada en términos de kerma en aire en un campo de radiación Co 60, hacer una medida de la dosis absorbida en agua debido a un haz de electrones.

El factor de conversión C_0 está determinado por la ecuación 2.33.

$$D_w = M N_x C_0$$

Donde D_w es la dosis absorbida a una profundidad d en agua.

M es la lectura de la cámara de electrones previamente corregida por efectos de presión y temperatura, recombinación de iones y efectos de polaridad.

N_x es el factor de calibración de la cámara de electrones para transformar su lectura a kerma en aire, obtenido mediante una cámara de ionización secundaria - (NPL) expuesta a un haz de Co 60.

La unidad usada para la dosis absorbida es el gray (Gy), M está en Coulomb, N_x se expresa en Gy/C y C_0 no tiene unidades.

3.6 DETERMINACION DE LA DOBIS ABSORBIDA EN AGUA.

Para determinar la dosis absorbida en agua para la energía, campo y distancia fuente-cámara deseados se recomiendan los siguientes pasos :

Obtener la curva de ionización en profundidades manteniendo la distancia fuente-cámara fija; de esta curva obtener MVD y R_p y calcular E_0 de la ecuación 3.4.

Colocar la superficie del fantoma a la distancia fuente-piel que será usada

en el tratamiento. Para la energía y tamaño de campo deseados tomar la lectura de la cámara de ionización por unidad monitor para una serie de profundidades a lo largo del eje del haz, manteniendo la posición del fantoma fijo. Las profundidades deban ir desde la superficie hasta el alcance práctico de los electrones.

Probar por recombinación de iones y para efectos de polaridad y si es necesario aplicar la corrección necesaria. Si se usa un fantoma de plástico corregir la profundidad del fantoma al equivalente en profundidad en agua.

Para cada profundidad calcular E_d (Ecuación 3.5) usando los valores de E_0 y R_p , encontrados de la curva de ionización en profundidad. Con los valores de C_d transformar la lectura de la cámara a dosis absorbida en agua con la ecuación 2.33. Se grafican los valores de dosis en agua contra profundidad y de ésta gráfica se encuentre la profundidad en la cual la dosis es máxima y se normaliza la gráfica al valor de ésta profundidad como en la figura 3.1. Esto se debe hacer para cada energía, tamaño de campo y distancia fuente piel usados.

Debido a la diferencia en los procedimientos de medida y de que el factor C_d varia con la energía de los electrones y ésta con la profundidad en el fantoma, la forma de la curva de dosis en profundidad será diferente de la curva de ionización en profundidad para las mismas condiciones de irradiación. En particular la profundidad a la cual ocurre la máxima dosis puede ser diferente de aquella a la que ocurre la máxima ionización.

6.1 CALIBRACION DE DOSIS EN EL MONITOR.

Con la llegada del microprocesador, los métodos mediante los cuales el sistema de dosis en el monitor instalada en el montaje del colimador de un acelerador de electrones indica la dosis absorbida en agua en un punto determinado, son muchos y variables pero la calibración del sistema es responsabilidad del usuario.

Es una práctica común calibrar la dosis en el monitor en términos de la dosis absorbida en agua en la profundidad de máxima dosis la cual se encontró en la curva de dosis en profundidad. La dosis en el monitor debe ser calibrada en dosis absorbida en agua por cada unidad leída en el monitor para cada energía, tamaño de campo y distancia fuente piel usados.

3.7 RESUMEN DE LOS PASOS A SEGUIR PARA CALIBRAR LA DOSIS EN EL MONITOR DEL ACELERADOR LINEAL.

- 1.- Seleccionar una de las dos cámaras de ionización recomendadas de acuerdo a la energía del haz de electrones que se desea calibrar.
- 2.- Intercomparar la cámara de ionización seleccionada con una cámara secundaria estándar en un fantoma expuesto a un haz de Co-60 y de aquí obtener su factor de calibración N_x en términos de korma en aire para condiciones ambientales estándar.
- 3.- Para cada energía del haz de electrones, realizar mediciones a lo largo del haz, dentro de un fantoma, manteniendo fija la distancia fuente-cámara y graficar la curva de ionización en profundidad.
- 4.- De la curva anterior, calcular el MWD y el alcance práctico de los electrones, con estos valores calcular la energía media E_d de los electrones en el intervalo de profundidades manejado.
- 5.- Para cada valor de E_d , encontrar el factor de conversión C_e para la cámara de ionización seleccionada.
- 6.- Cuando la cámara es irradiada por un haz de electrones en un fantoma la dosis absorbida en agua D_w está dada por : $D_w = M N_x C_e$.

- 7.- De los valores de D_w en el intervalo de profundidades, graficar la curva de dosis en profundidad.
- 8.- Utilizar el valor de D_w en la profundidad de máxima dosis en agua para calibrar la dosis en el monitor, para las energías, tamaño de campo y distancia fuente-piel deseados.

CAPITULO IV

ACELERADOR LINEAL

4.1 DESCRIPCION GENERAL.

El acelerador lineal utilizado en este trabajo fue el modelo SL 75-14 fabricado por la compañía PHILIPS (Fig. 4.1). Este acelerador está diseñado para dar tratamientos con rayos X o con electrones. En la modalidad de rayos X puede dar campos estacionarios o rotacionales con ángulo hasta de 360° ; opera con una energía de 8 MeV dando campos planos cuadrados hasta de 40 cm x 40 cm con una tasa de dosis de 350 cGy por minuto a un metro del blanco.

En la modalidad de electrones opera con energías de 4, 6, 8, 10, 12 y 14 MeV con una tasa de dosis de 500 cGy/min y con un campo máximo de 20 cm x 20 cm.

El equipo consta básicamente de un acelerador lineal de electrones montado en un brazo que se proyecta de un tambor anular, la salida del haz es por un extremo del brazo y se proyecta a un ángulo de 90° respecto a éste; esta estructura permite una rotación de 360° alrededor del paciente.

El equipo tiene incorporado un sistema de control de dosis de dos canales independientes y diferentes sistemas de seguridad para evitar accidentes al paciente y al personal, así como para proteger al equipo.

4.2 PRINCIPIOS DE OPERACION.

En el acelerador lineal SL 75-14 (Fig. 4.2) los electrones son emitidos por un filamento (cañón de electrones) hacia una guía de onda al vacío ($p \approx 10^{-7}$ Torr). Se aplican pulsos de polaridad negativa simultáneamente a los cátodos del magnetrón y al cañón de electrones. El magnetrón genera pulsos de onda de radiofrecuencia de 2998 MHz. Al mismo tiempo que la onda de radiofrecuencia entra el

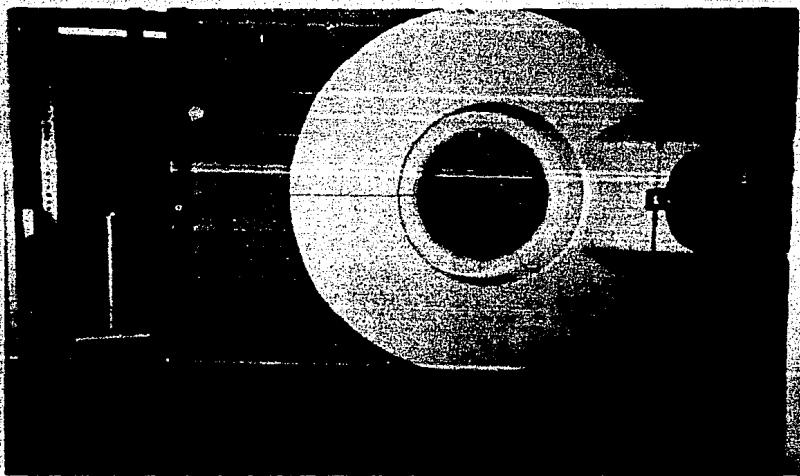


Figura 4.1. Acelerador lineal Philips modelo SL 75-14

acelerador, un pulso de electrones es inyectado en la guía de onda, entrando con una velocidad ≈ 0.4 veces la velocidad de la luz. La velocidad de fase de la onda de radiofrecuencia en la entrada del acelerador se reduce a la velocidad de los electrones y algunos de ellos son capturados; la velocidad de fase de la onda de radiofrecuencia aumenta conforme viaja en la guía de onda dando como resultado que los electrones sean acelerados.

El haz viaja centrado a lo largo de la guía de onda por una serie de bobinas alrededor de ella.

Al final de la guía de onda los electrones son desviados por medio de un campo magnético y se hace incidir sobre un blanco de tungsteno si se desean rayos X o pasa a través de una ventana delgada metálica si se requirieran electrones.

4.3 CABEZAL.

El cabezal está formado básicamente por tres secciones (Fig 4.3).

- Cámara de deflexión y montaje del blanco.
- Colimador fijo .
- Sistema de diafragma giratorio .

La salida de la guía de onda está conectada a una cámara de deflexión. Una bobina genera un campo magnético con sus polos en cada lado de la cámara y deflacta el haz un ángulo de 90° , la intensidad del campo es ajustable para obtener la salida de los electrones de diferentes energías. La cámara de deflexión puede ser desplazada para que el haz incida sobre el blanco para obtener rayos X o para que cruce la ventana y obtener electrones.

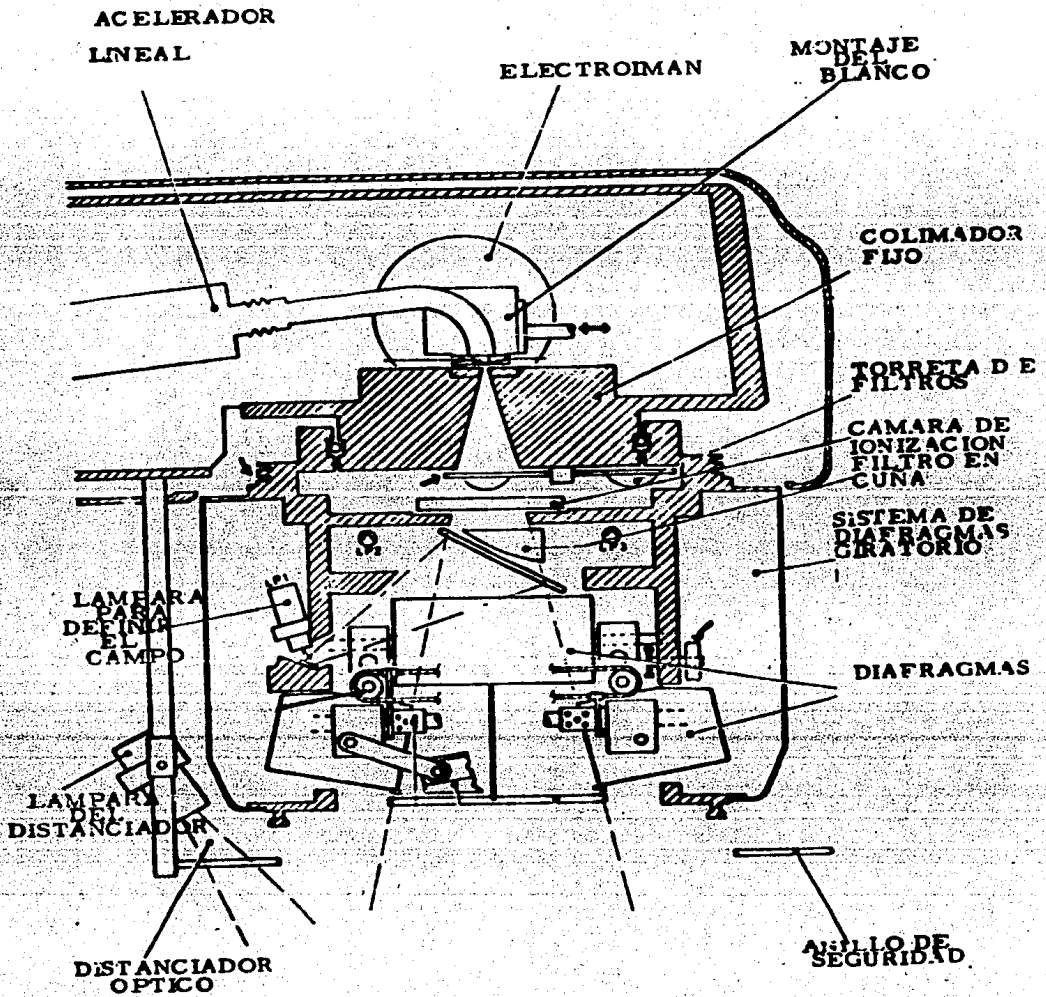


Fig. 4.3 Cabezal del acelerador lineal.

El sistema de colimación, consiste de un colimador primario fijo el cual restringe el haz de rayos X del blanco a una fuente efectiva de 4 mm de diámetro, el cual define el haz primario de rayos X.

Bajo el montaje del colimador hay un sistema de filtros que logran que el perfil del haz de salida sea homogéneo (plano). Bajo la torreta de filtros aplastadores se encuentra una cámara de ionización que monitorea el centrado del haz, controla la corriente del cañón y la señal de dosis monitor.

Un sistema de diafragmas que puede ser rotado hasta un ángulo de 360° definirá el haz de salida dando campos para rayos X de hasta 40 cm x 40 cm a un metro del blanco.

Un sistema óptico dentro del cabezal proyecta un haz luminoso que es equivalente en tamaño y forma al haz de radiación. Otro sistema montado fuera del cabezal proyecta una escala sobre el área de tratamiento para indicar la distancia fuente-piel. Un resumen de los datos técnicos del acelerador lineal se da en el Apéndice número 3.

CAPÍTULO V

PARTE EXPERIMENTAL.

La calibración de acelerador lineal de electrones se enfocó al tratamiento de pacientes para irradiación de cuerpo entero.

En este trabajo se realizó el tratamiento de un paciente al que se le diagnosticó micosis fungoide.

El tratamiento propuesto por la parte médica fue una dosis de 3200 cGy a cuerpo entero en 8 sesiones con electrones de 4 MeV de energía.

Para la calibración del acelerador se contó con una cámara de ionización plana de ventana delgada marca Markus modelo número M23343, cuyas características físicas se muestran en el apéndice 2, adaptada a un electrómetro digital marca Keithley - modelo 616/6189 y un fantoma de perspex (lexita) ($C_5H_8O_2$) compuesto de 21 placas cuadradas de 20 x 20 cm de diferentes espesores, con una densidad de 1190 kg/m³ y número atómico efectivo de 6.56.

Recuérdese que lo que se pretende es encontrar la dosis absorbida en tejido por cada unidad monitor del equipo en las condiciones de tratamiento; la dosis absorbida se encuentra mediante la ecuación 2.22.

$$D_{\text{gr.a}} = M \times C_e$$

donde M es la lectura del electrómetro corregida por todos los efectos (polarización, presión, temperatura, recombinación de iones etc.), N_x es el factor de calibración para la cámara de electrones cuando es irradiada por un haz de fotones de Co-60 en un fantoma de perspex para transformar su lectura a karmas en aire en

60

el punto de medida y bajo condiciones estándar de presión y temperatura. C_e es el factor para transformar la lectura de una cámara calibrada en términos de kerma en aire a dosis absorbida en agua para un haz de electrones.

El primer paso fue encontrar el factor de calibración N_x del conjunto cámara-electrómetro utilizados, a través de la cámara secundaria estándar - NFL (Apéndice 2) irradiándoles por el método de sustitución, i.e. colocar alternadamente cada cámara en el mismo punto de un haz de radiación de Co 60 en un fantoma de perspax. Para esto se utilizó una bomba de Co-60 marca Theratron con una fuente de 3770 Ci de actividad. (fotografía 5.1).

La forma de calibrar la cámara se describe en la sección 3.2.2

Una vez que se obtuvo el factor de calibración de la cámara de ionización para electrones, se procedió a encontrar la curva de ionización en profundidad en las condiciones y tipo de tratamiento que se pretendía dar.

Como ya se dijo el tratamiento consistiría en irradiar con electrones el cuerpo del paciente de la forma más homogénea posible y evitando al máximo la contribución por rayos X a la dosis suministrada al paciente. Existen diferentes formas de tratar este tipo de caso: (16, 17, 18, 19, 20, 21, 22 y 23). La técnica que se utilizó fue la que más se adaptó a las condiciones del equipo e instalaciones de la sala de tratamiento.

La técnica que se usó para tratar al paciente fue la de Stanford, que consiste en irradiar primero la parte superior del paciente y posteriormente la parte inferior; esto se hace angulando el cabezal entre 15° y 20° respecto a la horizontal y colocando al paciente de pie a una distancia de 3 m del foco del acelerador (Fig. 5.2).

Con este tipo de tratamiento se logran principalmente dos cosas, la primera

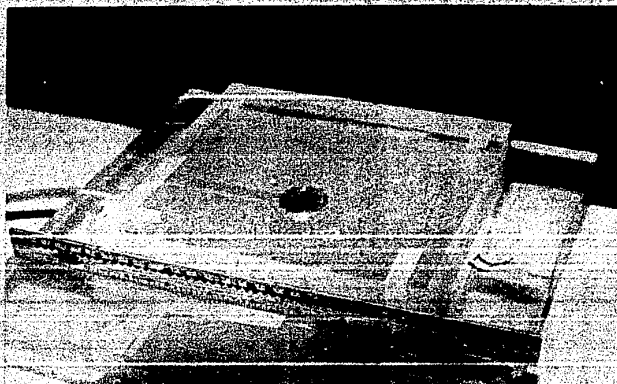


Figura 5.1. Irradiación de la cámara Markus con la bomba de cobalto Theratrón.

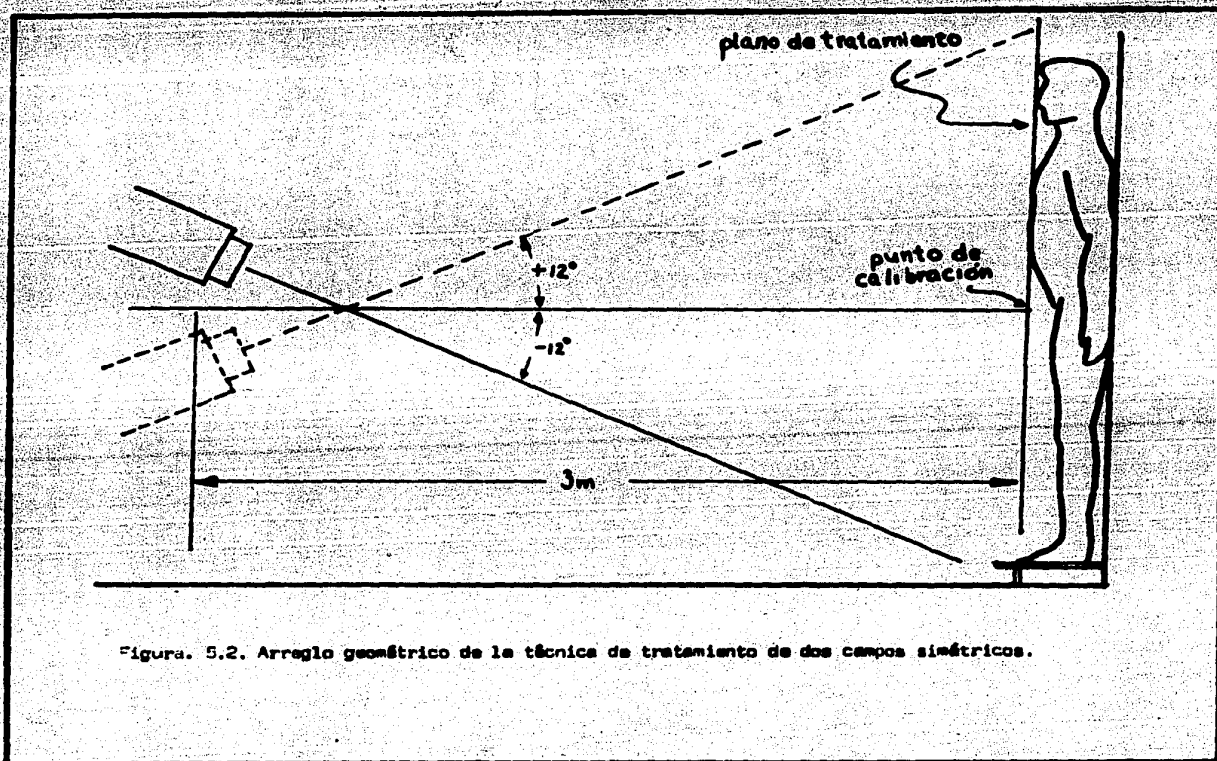


Figura. 5.2. Arreglo geométrico de la técnica de tratamiento de dos campos simétricos.

es cubrir por completo la altura del paciente, ya que por las dimensiones de la sala esto no se logra con un solo campo. La segunda es reducir la contribución de rayos X, ya que la máxima contribución al haz por contaminación de rayos X se encuentra en la dirección de éste (16).

Se colocó en la salida del haz un filtro de acetato en forma de pirámide circular cuya función es lograr que el haz de electrones tenga un perfil plano. Sin este filtro la diferencia en el aplano del haz es hasta del 20% y con él es del 7% respecto al centro del campo.

La curva de ionización en profundidad se realizó en las siguientes condiciones: energía nominal 4 MeV, distancia fuente-cámara constante de 3 metros y a la altura del isocentro, el cabezal girado un ángulo de 12° respecto a la horizontal, fantoma de perspex formado de placas de 20 x 20 cm de diferentes espesores y un filtro aplanador en la salida del haz de electrones, abertura del diafragma 27 x 27 cm.

Para tener la curva de ionización en profundidad se mantuvo la distancia fuente-cámara fija y se fué aumentando el espesor de perspex entre la cámara y la fuente, realizando disparos de 100 unidades monitor para cada espesor - - (fotografías 5-4 y 5-5).

La curva resultante se muestra en la figura 5.6, para graficar la curva anterior se transformaron los espesores de plástico a espesores en agua mediante la ecuación 3-3.

$$d_{\text{agua}} = 0.97 d_{\text{plástico}} \quad (3.3)$$

donde d_{agua} es el espesor de agua equivalente entre la cámara y la fuente, expresado en gr/cm^2 y $d_{\text{plástico}}$ es el espesor de perspex colocado entre la - -

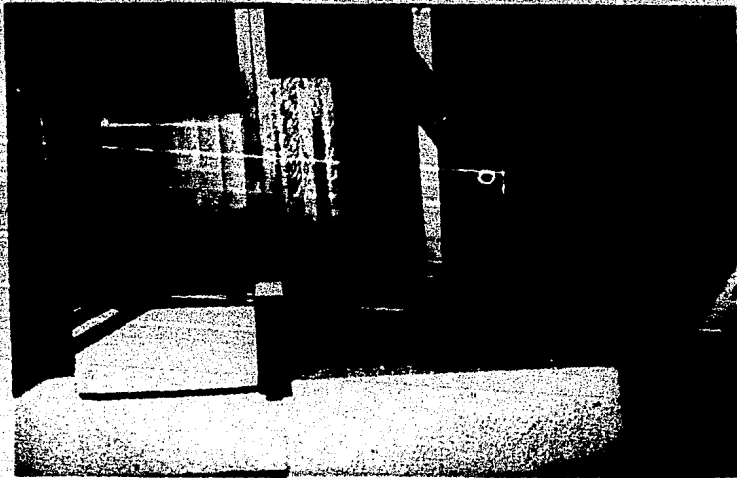
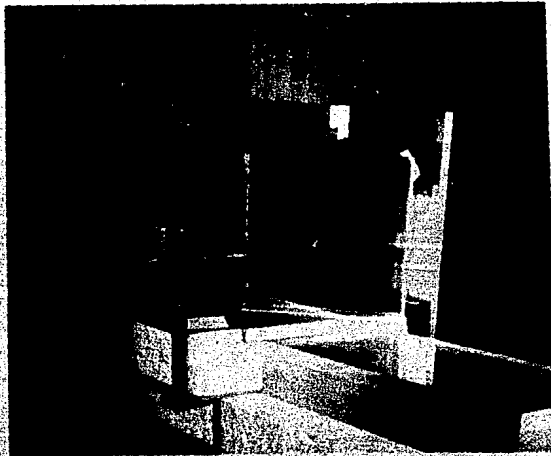


Figura 5.4.5.5. Aumento del espesor de perspex entre la cámara de ionización y el foco del acelerador para obtener la curva de ionización en profundidad manteniendo fija la distancia foco-cámara.

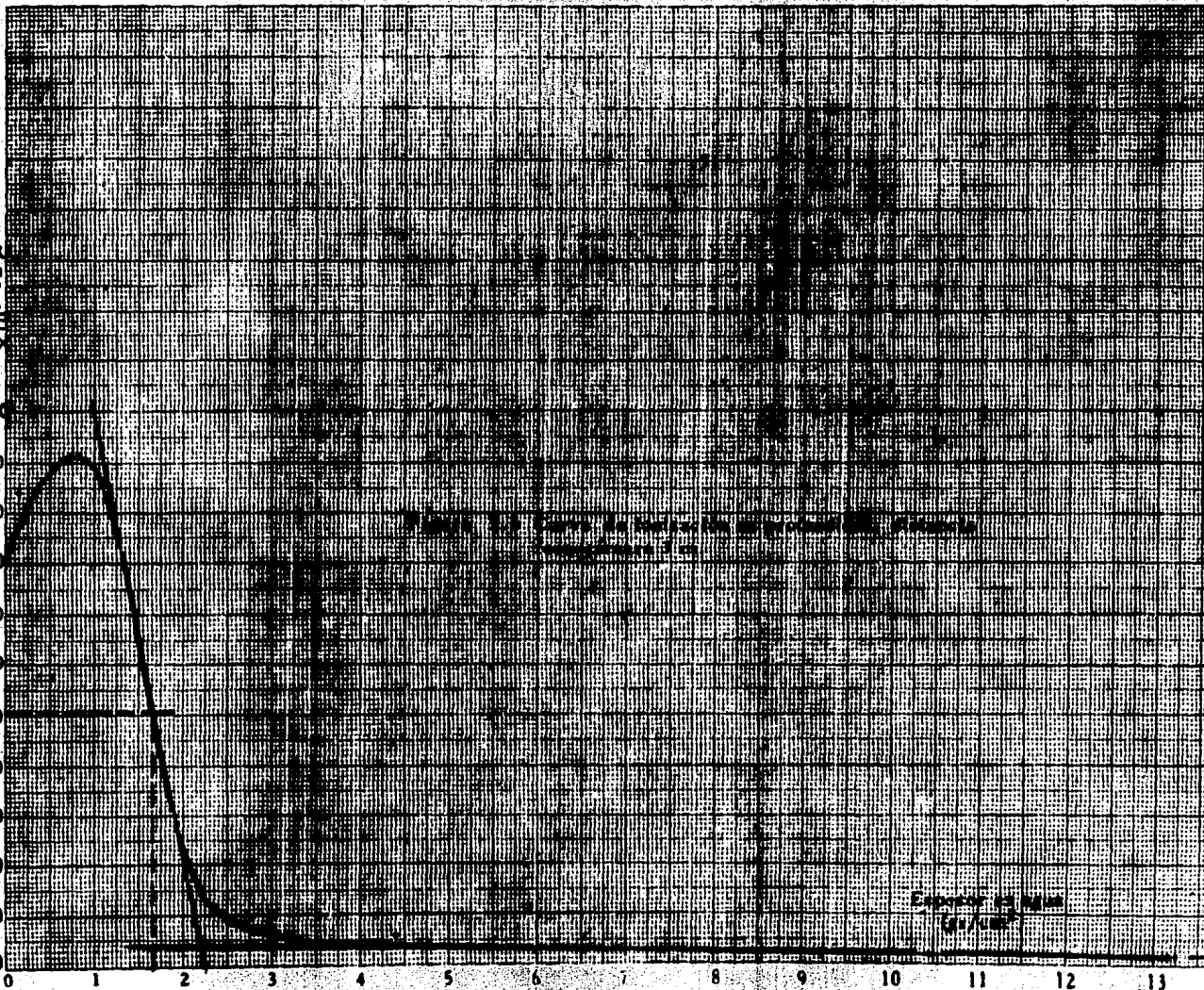
Lectura de la cámara
x 10¹²

120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10

0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13

Fig. 13. Dependencia de la lectura de la cámara
de la longitud de onda de la radiación incidente.

Exp. No. 10
1958



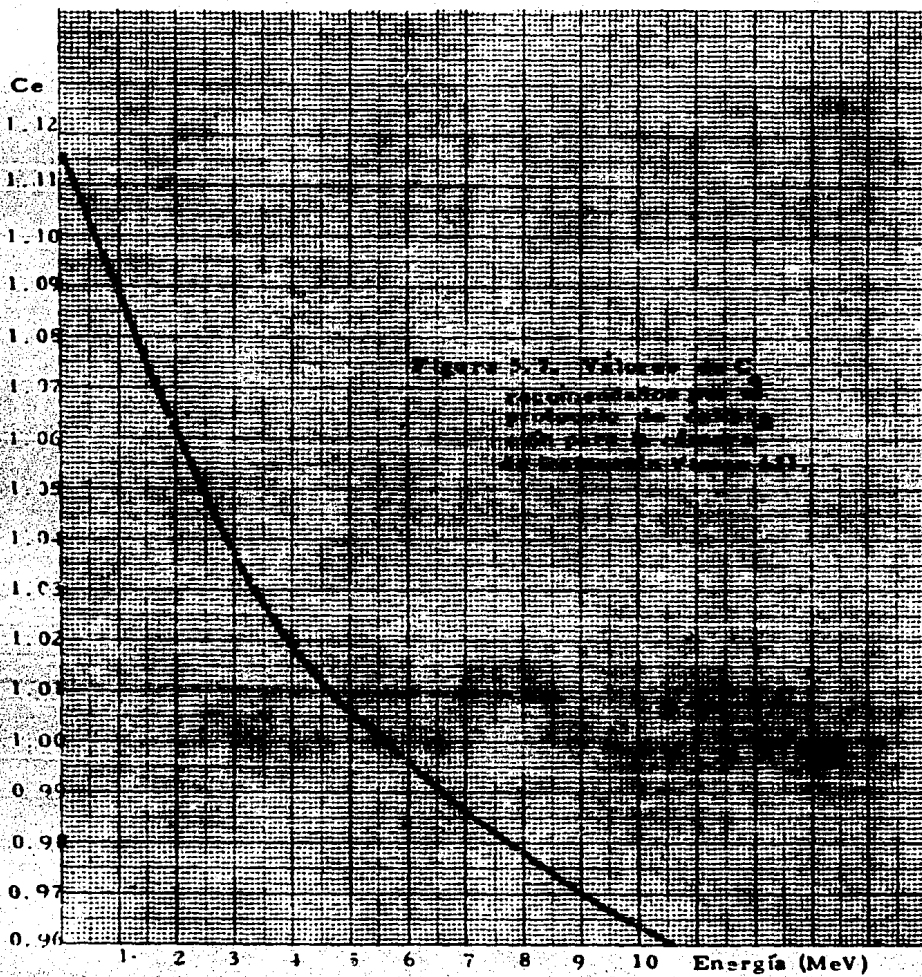
cámara y la fuente en las mismas unidades. Esto es debido a que el poder de frenado másico para electrones en perspex es 3% menor que en agua en el intervalo de energías de 1 MeV a 30 MeV.

De la curva anterior se obtienen los valores de MVD y R_p y de éstos E_0 , E_d para cada profundidad (Ecuaciones 3.4, 3.5). Con los valores de E_d se obtiene el factor C_p de la gráfica 5.7 que son los valores recomendados por el protocolo de calibración para la cámara Vinten 631; estos valores de C_p se utilizarán para obtener la gráfica de dosis en profundidad mediante la ecuación (3.33).

Después del paso anterior se procedió a obtener la curva de "dosis" en profundidad, ahora colocando la superficie del fantoma a una distancia de 3 metros de la fuente y variando la profundidad de la cámara de ionización dentro del fantoma. La curva obtenida se muestra en la figura 5.8. En esta curva la profundidad está dada en gr/cm^2 de agua. No se corrigieron las lecturas de la cámara por condiciones de presión y temperatura ya que sólo se pretende encontrar a qué profundidad ocurre la máxima dosis, y el factor de corrección se considera constante durante el tiempo que se tomaron las lecturas.

Una vez conocida la profundidad a la cual ocurre la máxima dosis, se procedió a calibrar las unidades monitor del acelerador.

Se colocó la cámara de ionización a la profundidad donde se obtuvo la máxima dosis, y se realizaron lecturas con polaridad positiva y negativa para tomar el promedio de ellas y corregir por efectos de polaridad. No se corrigió la lectura por efectos de perturbación por introducción de la cámara, ya que el fabricante asegura que ésta no influye a profundidades mayores de $0.25 gr/cm^2$ - (Apéndice 2).



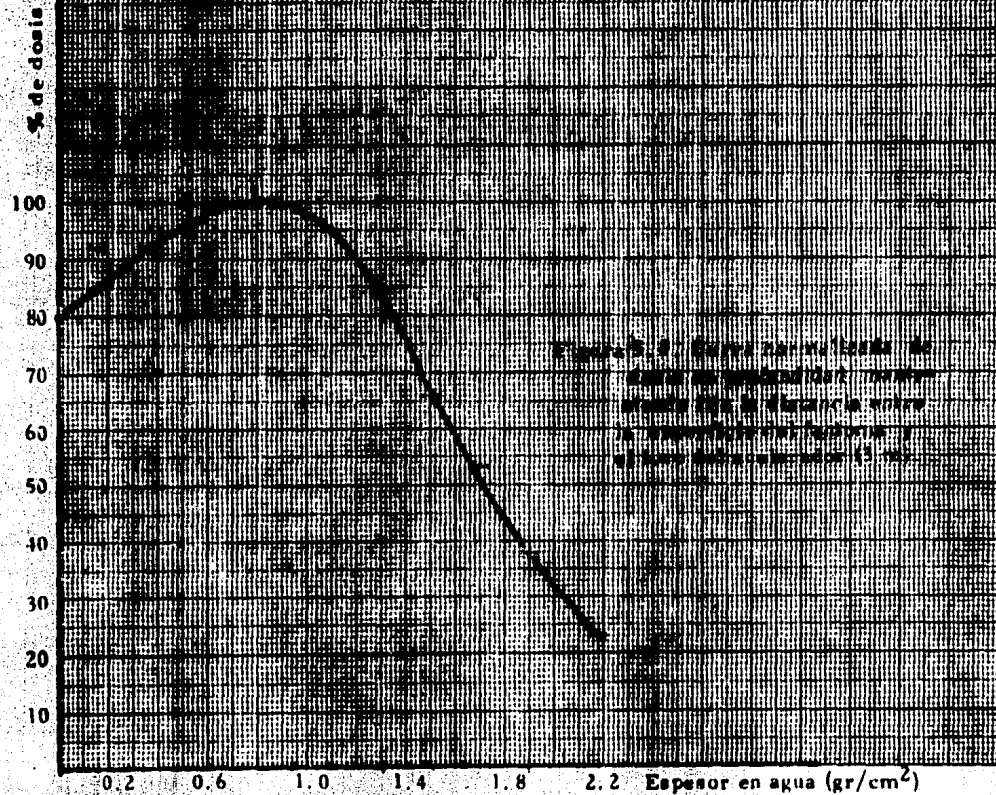


Figura 2.9. Curva característica de absorción de radiación gamma en agua para espesores de 0.2 a 2.2 gr/cm².

La corrección por recombinación de iones se considera mínima ya que la cámara para electrones con la que se realizó la calibración tiene una eficiencia de colección de 99.5% para valores de 0.070 cGy por pulso a un voltaje de + 300 V y el acelerador que se usó emite una tasa de dosis de -- 0.03 cGy por pulso en la frecuencia de 240 pulsos por segundo.

Las condiciones ambientales de presión y temperatura en el momento de hacer la calibración eran una presión de 775 mbar y temperatura de 24°C, por lo tanto el factor de corrección por efectos de presión y temperatura es de (Ec. 3.1) 1.31.

Cada disparo constaba de 200 unidades monitor.

La dosis absorbida por cada unidad monitor en estas condiciones de irradiación estará dada por :

$$\frac{D_{\text{agua}}}{200} = \frac{\bar{N} N_p C_p K(p,t)}{200}$$

donde \bar{N} es el promedio de las lecturas tomadas con las diferentes polaridades en unidades de Coulomb, $K(p,t)$ es el factor de corrección por efectos de presión y temperatura, N_p es el factor de calibración del sistema cámara - electrómetro y tiene unidades de Gy/C, y C_p es el factor de conversión de kerma en aire a dosis absorbida en agua.

Para verificar la contribución por rayos X que se estaba introduciendo se colocó un fantoma de acrílico lleno de agua, marca PTW modelo Nr 510 que simula un torax (figura 5.9), con cristales termoluminiscentes de fluoruro de litio sobre de su eje de simetría; a esta profundidad (7 cm) no llegarán electrones y la única señal que habrá será debida a la contaminación por rayos X.

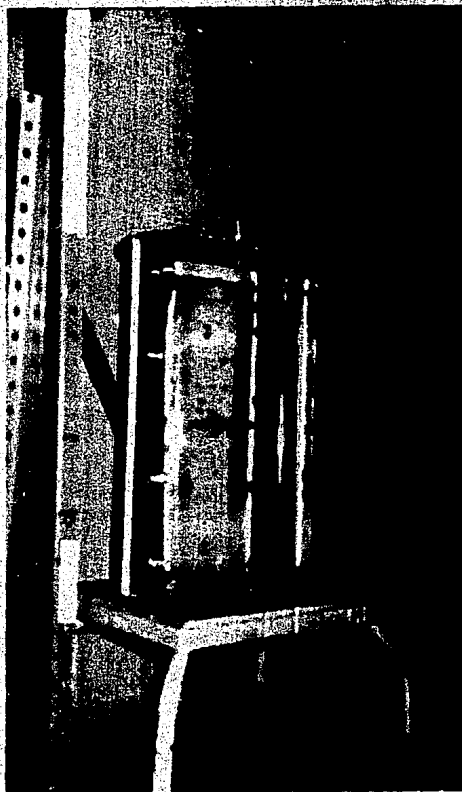


Figura 5.9. Fantoma con agua y cristales termoluminiscentes para medir la contaminación por rayos X y homogeneidad del haz.

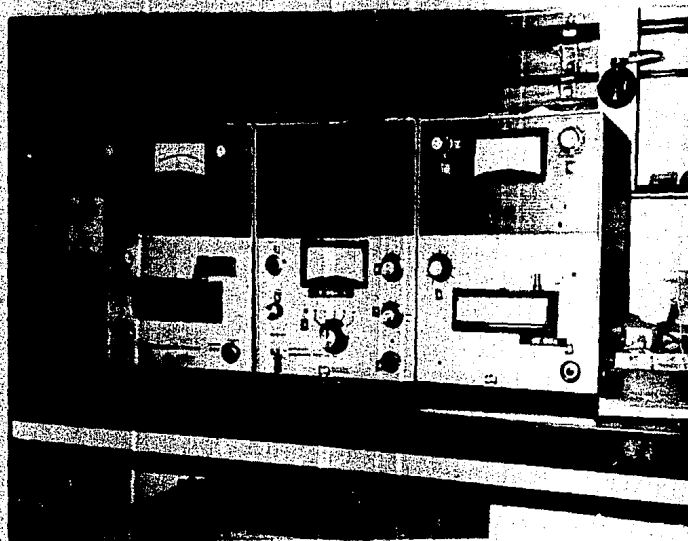


Figura 5.10. Sistema para la lectura de los cristales termoluminiscentes (arriba).

La homogeneidad del haz de electrones se verificó sobre el fantoma anterior colocando cristales de LiF en diferentes puntos de su superficie.

Los cristales termoluminiscentes fueron leídos en un equipo marca Harshaw modelo 2000 C acoplado a un pico espectrómetro de la misma marca modelo 2000 B - (figura 5.10) y calibrados a través de Co 60 los primeros, y los segundos a través de electrones de 4 MeV de energía.

Una vez conocida la dosis absorbida por cada unidad monitor del acelerador y en las condiciones de irradiación requeridas se procedió a tratar al paciente.

El paciente es del sexo masculino de 38 años de edad al que se le diagnosticó micosis fungoide en el año de 1985. Ha recibido tratamiento anterior con quimioterapia sin haber logrado erradicar el problema. Presenta lesiones en el brazo derecho desde 1986 debido a la mala administración de una dosis de quimioterapia.

Las fotografías 5.11, 5.12 y 5.13 muestran la forma en que se colocó al paciente. Se le protegieron los ojos con lámina de plomo de 3 mm de espesor. La separación de los campos superior e inferior se limitó con una lámina compuesta de una placa de plomo de 2 mm de espesor, aprisionada por dos capas de madera de 1 cm de espesor cada una.

A este paciente se le trataba 4 días a la semana alternando cada día el tratamiento de la parte superior con la inferior.

En cada sesión se le aplicaban cuatro campos, uno anterior, uno posterior y dos laterales con una dosis, en la primera etapa de tratamiento de, 200 cGy /sesión a la parte anterior, 200 cGy/sesión a la parte posterior y 100 cGy/sesión a cada campo lateral.



Figuras 5.11 y 5.12 Colocación anterior y posterior del paciente al ser irradiada la parte superior.

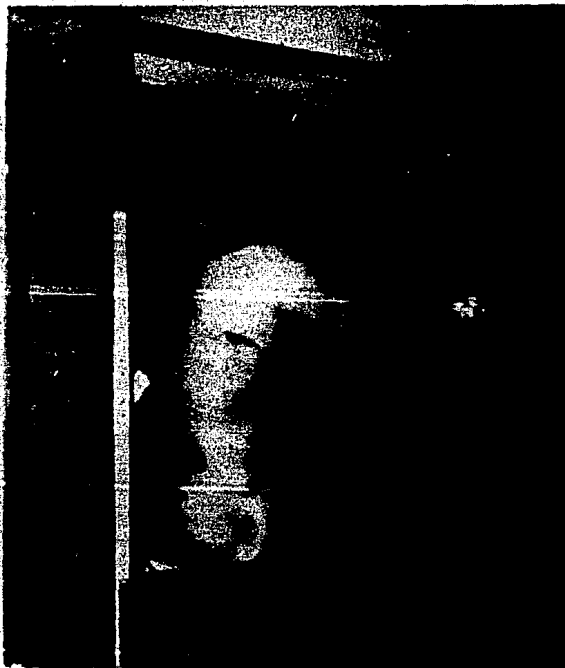
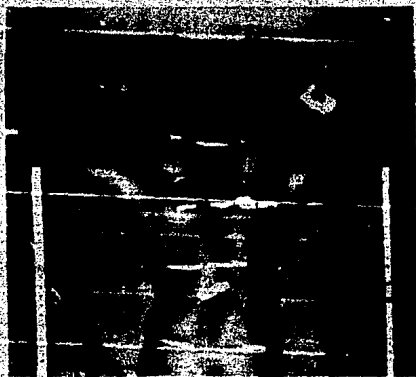
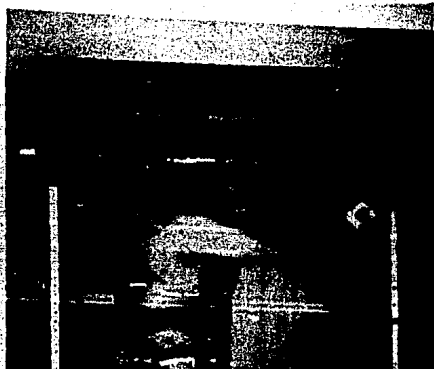


Figura 5.13. Colocación lateral del paciente al irradiar la parte superior.

En la segunda etapa se invertieron las dosis i.e. 200 cGy/sesión a cada lateral y 100 cGy/sesión en los campos anterior y posterior, de esta forma recibiría en la superficie del cuerpo una dosis de 400 cGy/semana (24).

Para verificar la homogeneidad de la dosis sobre el paciente, se le colocaron cristales de LiF en diferentes puntos de su piel. (Fotografías 5.14, - 5.15 y 5.16).



Figuras 5.14, 5.15, 5.16. Verificación de la homogeneidad del haz de electrones sobre el paciente con cristales termoluminiscentes.

CAPITULO VI

RESULTADOS:

El factor de calibración obtenido para la cámara de electrones Markus No. 2334 3-417 propiedad del Instituto Nacional de Cancerología, mediante la cámara secundaria NFL, al ser irradiadas por un haz de Co 60 en el fantoma de perspex, y que sirve para transformar su lectura en Coulombs a kermas en aire bajo condiciones ambientales estándar fué de

$$N_x = (5.032 \pm 0.116) \times 10^8 \text{ C/K} \quad (\text{kermas aire}).$$

Como se puede ver en la figura 5.8 el alcance práctico de los electrones en estas condiciones se alcanza a un espesor de 2.2 gr/cm^2 de agua.

El espesor al cual se encuentra el 50% de la ionización máxima (HMD) es de 1.65 gr/cm^2 de agua.

Con los valores anteriores de HMD y R_p , el valor de la energía en la superficie del fantoma es de

$$E_0 = 3.96 \text{ MeV}$$

De la gráfica 5.8 se puede observar que la máxima dosis absorbida ocurre a una profundidad de 0.8 gr/cm^2 de agua. Esta profundidad se utilizará para calibrar la dosis absorbida por cada unidad monitor en nuestras condiciones de irradiación.

Colocando la cámara de ionización a la profundidad anterior se realizaron 10 lecturas de 200 unidades monitor aplicando polaridad positiva a la cámara y

10 con polaridad negativa obteniéndose un promedio de:

$$\bar{M} = (0.01164 \pm 0.00015) \times 10^{-8} C$$

La temperatura en el momento de calibrar era de $24 \pm 0.5^\circ C$ y la presión atmosférica de 775 ± 5 mbar por lo tanto el factor de corrección por presión y temperatura (Ec. 3.1) es de :

$$\phi(p,t) = 1.31 \pm 0.0088 .$$

El valor del factor C_0 para la cámara Vinten 631 (apéndice 1) a la profundidad donde se obtuvo la máxima dosis es de (ecuación 3.5, gráfica 5.5).

$$C_0 = 1.047 \pm 0.036.$$

De lo anterior la dosis absorbida por cada unidad monitor del acelerador y a la profundidad de máxima dosis está dado por :

$$\frac{D_{\text{agua}}}{200 \text{ U.m.}} = \frac{U \cdot \phi(p,t) \cdot N \cdot C_0}{200 \text{ U.m.}}$$

$$\frac{D_{\text{agua}}}{\text{U.m.}} = 0.040 \pm 0.00176 \text{ cGy/U.m.}$$

Por lo tanto para dar una dosis de 200 cGy a la profundidad de máxima dosis se tiene que programar en el acelerador 5000 U.m.

Como se ha observado, la cámara que se utilizó para este trabajo es la cámara para electrones Markus tipo M23343 ya que no se cuenta en México con la que sugiere el protocolo, que es la cámara Vinten modelo 631; de aquí que los valores de C_0 tomados del apéndice 1 y gráfica 5.7 no son los correspondientes a la cámara

Markus, pero si se observa en el mismo apéndice, los valores de C_e recomendados para la cámara Vinten 631 y para la cámara Farmer NE 2571 en perspex que fue el fantoma que se utilizó y en la energía de 4 MeV se diferencian en sólo el 2%, - esto para dos cámaras completamente diferentes en geometría y características físicas (Apéndice 2), por lo tanto al utilizar la cámara plana Markus que es muy semejante a la Vinten 631 se piensa que el error en el valor de C_e debe ser menor al 2%.

El error en la dosis absorbida por unidad monitor, tomando como error en C_e el 2% es del 4.4%. En radioterapia se debe trabajar con el 3% máximo en tratamientos rutinarios con rayos X, en tratamientos normales con electrones se trabaja hasta con el 3.5% de error. Ya que este tratamiento no es común se piensa que el error del 4.4% no debe ser una limitante para dejar de tratar al paciente sobre todo si se tiene un estricto control médico durante todo el tratamiento y si no hay mejores opciones de tratamiento por el momento en el país.

En el caso de los dosímetros termoluminiscentes que se colocaron en la parte central del fantoma (figura 5.9) éstos detectaron el 3% de la dosis dada a la superficie, i.e., que la contaminación por rayos X a la dosis absorbida es del 3%.

La homogeneidad detectada por los dosímetros termoluminiscentes en la superficie del fantoma estuvo dentro del 1%. En el caso de la superficie del paciente la homogeneidad estuvo dentro del 3%, resultado que se esperaba debido a que la superficie del cuerpo del paciente no se encuentra en un plano y existen lugares en los que la llegada de los electrones se dificulta, como es el caso de las - - axilas, partes internas de las piernas y parte superior de la cabeza, esto normalmente se corrige dando nuevas dosis pero ya con campos bien definidos a estas - zonas.

A partir de la 5/a semana de tratamiento, la punta de los dedos de las manos

se mostraban inflamadas y lo que se hizo fue cubrir los uñas con dedales de plomo de 3 mm de espesor.

A la 6/a semana el tratamiento se suspendió debido a que el paciente presentó problemas de leucopenia; esto también era de esperarse debido a la contaminación de rayos X al haz de electrones y por la quimioterapia que el paciente ya había recibido durante dos años.

Por lo tanto la dosis total que se le suministró por electrones fue de 2400 - cGy y por contribución de rayos X fue de 72 cGy a cuerpo total.

Según la parte médica el paciente respondió satisfactoriamente al tratamiento, esto fue muy notorio en el aspecto de su piel la cual se puede comparar en las fotografías 5.17 y 5.18 .

El paciente recobró los niveles normales en los componentes de su sangre después de 4 meses del tratamiento.



Figura 5.17. Paciente antes del tratamiento.

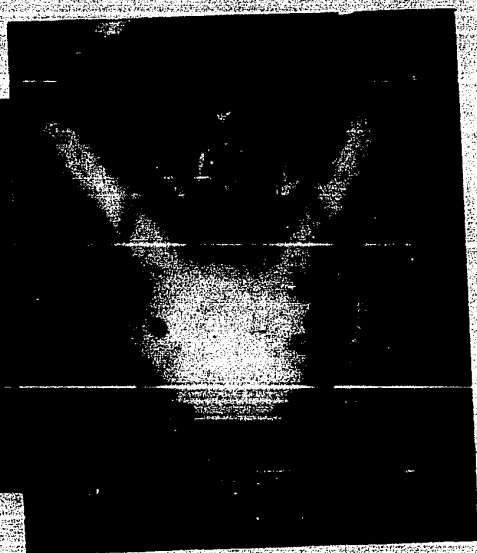


Figura 5.18. Paciente después del tratamiento con electrones.

CONCLUSIONES:

Con este trabajo se ha logrado montar una de las técnicas para irradiación con electrones a cuerpo total en el Hospital de Oncología del Centro Médico - Nacional, técnica que no existe en ningún otro hospital del país.

Probablemente no todos los pacientes responden tan satisfactoriamente como el que se trató en este trabajo; sin embargo, para las personas que padecen este tipo de enfermedad será una alternativa más de tratamiento, y no solamente conformarse con tratamientos más agresivos los cuales suman aún más molestias a la propia enfermedad y no ofrecen una probabilidad alta de erradicar el problema completamente.

Si este tratamiento no cura al paciente, definitivamente se mejorará sus condiciones de vida. Los resultados que se obtengan dependerán de qué tan oportunamente se haga el diagnóstico de la enfermedad.

Al implementar la técnica en un hospital del I.M.S.S., esto beneficiará principalmente a la gente de escasos recursos que se vea en este problema, ya que solamente al diagnóstico de la enfermedad le costó al paciente tratado 5,000 dólares en la ciudad de Houston, y al tratamiento se dice que costaría alrededor de 20,000 dólares, cantidad prohibitiva para la mayoría de mexicanos.

Para mejorar el tratamiento se requeriría de un acelerador lineal con menos contaminación por rayos X. Existen aceleradores con un 0.2% de contaminación por rayos X; en el nuestro se encontró un 3%.

Además se requeriría de una sala más grande en la cual el haz de radiación fuera lo suficientemente grande para cubrir la altura total del paciente, con esto el número de sesiones se podría reducir a la mitad o al tiempo por sesión reducirse, ya que en este tratamiento el paciente debe permanecer aproximadamente

45 minutos de pie por cada sesión y esto podría ser muy difícil para algunos de ellos sobre todo si son de edad avanzada.

Valores de C_p recomendados para calcular la dosis absorbida en agua usando una cámara para electrones Vinten Modelo 631

Energía de los electrones E_e (MeV)	Valores de C_p en perspax.
1	1.069
2	1.063
3	1.037
4	1.019
5	1.007
6	0.996
8	0.978
10	0.964
12	0.953
16	0.935
20	0.922
25	0.910
30	0.901

Valores de C_p recomendados para calcular la dosis absorbida en agua usando una cámara Cilíndrica Farmer NE 2571

Energía de los electrones E_e (MeV)	Valores de C_p en perspax.
3	1.008
4	1.000
5	0.992
6	0.986
8	0.979
10	0.973
12	0.969
16	0.963
20	0.955
25	0.945
30	0.937

APENDICE NUM. 2

DOSIMETRO SECUNDARIO NPL MODELO 2560 CON CAMARA DE IONIZACION MODELO NE 2561.

Esta cámara fué diseñada por el National Physical Laboratory para tener una alta estabilidad de respuesta y es usada como dosímetro secundario calibrado por un laboratorio primario. Fabricada por Nuclear Enterprises LTD.

Datos técnicos del dosímetro:

Intervalo de temperatura ambiente:	+ 15°C a +25°C
Intervalo de medidas:	De 0 a 99.9 y de 0 a 999
Calibración:	<p>Cuando el instrumento es calibrado por el National Physical Laboratory, la incertidumbre debida a errores estadísticos asociada con el factor de calibración se estima no mayor del $\pm 0.7\%$. La incertidumbre sistemática no excede del 1.2%. Variaciones de voltaje de $\pm 10\%$ del valor nominal tienen un efecto despreciable sobre la calibración i.e. menos del 0.01% del total de la escala usada.</p>
Cámara de ionización:	Tipo 2561.
Dimensiones:	<p>Longitud 105 mm Diámetro 12.5 mm</p>
Cavidad de aire:	<p>Longitud 9.32 mm Diámetro 7.38 mm Volumen nominal 325 mm³ Equilibrio a condiciones atmosféricas en pocos segundos.</p>
Espesor de la pared:	0.5 mm (0.080 gr/cm ²)
Punto efectivo de medidas:	Sobre el eje de la cámara a 5 mm del extremo (Sin capuchón de equilibrio electrónico).
Material de la cámara:	Grafito de alta pureza y alta densidad (- 1.80 gr/cm ³)
Electrodo colector:	Aluminio de alta pureza (99.99 %). Diámetro: 1.7 mm

Longitud: 6.4 mm.

Capuchón de equilibrio electrónico:

Material:

"Delrin"

Diámetro:

17.0 mm.

Espesor:

600 mgr/cm².

Comportamiento de la cámara:

Sensibilidad:

100 pC/R nominal.

Estabilidad:

Mayor del ± 0.25 % sobre un periodo de 3 años.

Potencial de polarización:

Máximo de ≈ 400 V

Eficiencia de colección:

Del 99.9 % en irradiación continua de 500 R/min.
Del 99.9 % en irradiación pulso para valores menores de 0.005 R/pulso.

CARACTERÍSTICAS DE LA CÁMARA VINTEN MODELO 631

Esta es una cámara plana de ventana delgada y diseñada en el National Physical Laboratory. Fabricada por Vinten Instruments Ltd. England.

Dimensiones de la cámara

Diámetro interno	26 mm
Diámetro colector	20 mm
Profundidad	2.0 mm
Volumen colector	0.65 cm ³
Ventana frontal espesor	Mylar aluminio 0.005 mm (0.001 gr cm ⁻²)
Electrodo colector espesor	Mylar aluminio 0.005 mm (0.001 gr cm ⁻²)
Cable triaxial	
Longitud	10 m
Máximo Voltaje de Polarización	± 300V.

CARACTERISTICAS DE LA CAMARA FARMER NE 2571

Este es una cámara cilíndrica con pared de grafito y está basada en el diseño de Aird y Farmer (1972).
Fabricada por Nuclear Enterprises Ltd. England.

Dimensiones externas

Cámara Cilíndrica

Diámetro	7.0 mm
Longitud	25.8 mm
Tamaño de la cámara	
Diámetro interno	6.3 mm
Longitud interna	24.1 mm
Volumen colector	0.69 cm ³
Pared: grafito de alta pureza	
espesor	0.35 mm (0.005 gr/cm ²)
Electrodo colector	aluminio de alta pureza
Diámetro	1.0 mm
Longitud	20.6 mm
Cable triaxial	
Longitud	10 m
Máximo Voltaje	± 400V.
Polarización	

CARACTERÍSTICAS DE LA CÁMARA MURKUS MODELO No. M 23343

Esta es una cámara plana de ventana delgada fabricada por PTW-Freiburg-Alemania.

Volumen colector	0.055 cm^3
Corriente	$10^{-11} \text{ A rad}^{-1} \text{ s.}$
Mínima exposición	1 rad
Material de la ventana	Polietileno con una capa de grafito
Espesor	0.03 mm. (2.7 mg cm^{-2})
Intervalo de temperatura	$+15^{\circ} \rightarrow +40^{\circ}\text{C}$
Eficiencia de recolección de iones.	99.5% a 70 m rad a $\pm 300\text{V}$. pulsos
Tiempo de recolección de iones.	0.08 ms
Voltaje máximo de polarización	$\pm 300\text{V}$.
Energía de los electrones	2.2-42 MeV en el punto de medida
Humedad relativa	20% a 75%
Corriente en la cámara	$\sim 10^{-9} \text{ A para } 1 \text{ Gr/S.}$
Efecto de polaridad	<0.5% en el intervalo de energía usada.
Efectos de perturbación	No influye para profundidades de más de 2.5 mm (0.25 gr/cm^2) agua.

DATOS TECNICOS DEL ACELERADOR LINEAL SL 75-14.

En la modalidad de electrones.

Energías: 4, 6, 8, 10, 12 y 14 MeV.

Tasa de dosis: 5 Gy/min (mínima) en todas las energías. La tasa de dosis puede ser variada cambiando las frecuencias de repetición de pulsos.

Tamaño de campo: Determinado por el uso de aplicadores con un tamaño mínimo de 20 cm x 20 cm.

Contaminación por Rayos X - del haz de electrones: 4 % máximo.

En la modalidad de Rayos X.

Energía: 8 Mev.

Resplandecimiento a 1 m del blanco: 3 Gy/min (mínimo) medido en la máxima frecuencia de pulso y a una profundidad de 5 cm en un fantoma de agua. Puede ser variada cambiando la frecuencia de repetición de los pulsos.

Tamaño de campo: Campo rectangular a 1 m del blanco ajustable de 1 cm x 1 cm a 40 cm x 40 cm, el campo máximo es circular de 50 cm de diámetro a 1 metro de la fuente.

Aplanado del haz de Rayos X a 1 m de la fuente: La dosis absorbida medida a una distancia foco - superficie de 90 cm y en un plano cuadrado de 24 cm x 24 cm y a una profundidad de 10 cm en un fantoma de agua no se desvía de la dosis promedio por más del 3 % .

Simetría del campo: Sobre el eje mayor el promedio de dosis a un lado del isocentro no difiere del otro lado por más del 2 % .

Radiación de fuga: La dosis absorbida debido a la radiación de fuga

en cualquier punto en un plano circular y horizontal que pase por el isocentro pero fuera del haz útil, no excede del 0.1 % de la dosis absorbida en el isocentro.

La dosis absorbida debido a radiación de fuga a 1 m del haz de electrones no excede del 0.2 % de la dosis en el isocentro.

Medida del punto focal:	4 mm de diámetro.
Penumbra:	8 mm máximo medida sobre una película entre los puntos del 20 % y el 80 % de densidad óptica.
Dosimetría:	Sistema de dos canales acoplados a una cámara de ionización que provee la lectura en forma digital de la dosis. La repetibilidad de la lectura está dentro del $\pm 1\%$.
Tasa de dosis:	Medidor analógico y digital de tasa de dosis. - Si la tasa de dosis excede a un nivel preseleccionado el tratamiento es terminado inmediatamente.
Control de tratamiento:	Dos canales independientes que miden la dosis - monitor realizan la terminación del tratamiento.
Distancia fuente isocentro:	1 m.
Altura del eje de rotación:	1.23 m del piso.
Precisión del isocentro:	La intersección de los ejes de rotación del Gantry, cabzal y mesa de tratamiento permanece - dentro de una esfera de 2 mm de radio.
Indicador de distancia foco-superficie:	Distanciador óptico que cubre el intervalo de - 75 cm a 170 cm con una precisión de 3 mm.
Enfriador de agua:	Sistema de refrigeración por agua circulante a una temperatura de entrada seleccionada entre - 15 °C y 30°C controlada en $\pm 1^\circ\text{C}$.
Alimentación eléctrica:	Entre 300 V a 440 V , 3 fases, 50/60 Hz, 20 KVA Voltaje estabilizado en $\pm 5\%$.
Temperatura ambiental requerida:	Entre 20°C a 26°C.
Ventilación del cuarto:	De 10 a 12 cambios de aire por hora.

Fuente de microrondas:

Tipo:

5167 Magnetrón.

Salida:

2.5 Megawatts pico.

Frecuencia:

2998 MHz nominal; intervalo de 2992 a 3001 MHz.

Frecuencia de pulso:

50, 100, 200, 250 Pulsos por segundo, para 50 Hz. 60, 120, 180, 240 pulsos por segundo para 60 Hz.

BIBLIOGRAFIA.

- 1) Eric. C. Eason and R.C.S. Pointon
The Radiotherapy of Malignant Disease
Springer-Verlag New York 1985.
- 2) Evans, R.D. The atomic Nucleus. Mc. Graw Hill. New York 1955.
- 3) Heitler, W. The quantum theory of radiation. Oxford University
New York 1954.
- 4) S.C. Klivenhagen. Physics of Electron Beam Therapy
Medical Physics Hand books 13
Adam Hilger Ltd. Bristol y Boston England 1985.
- 5) Harold Elford Johns. The Physics of Radiology
Charles C. Thomas. U. S. A. 1953.
- 6) International Comission on Radiation Units and Measurements
Radiation quantities and units. ICRU Report 20. Washington 1986.
- 7) Astix. F.H. The Partition of Kerma To account for Bremsstrahlung.
Health Physics 36: 347 1979.
- 8) Nahon A.E. Water-air mass Stopping power ratios for megavoltage
photon and electron beams. Phys. Med. Biol. 23: 24, 1978.
- 9) Cunningham, J.R., W.R. Sontag: Displacement corrections used in
absorbed dose determination. Med. Phys. 7: 572, 1980.

- 10) Afand, P.R., H. Svensson: Ionization chamber dosimetry for photon and electron beams. Theoretical considerations. *Acta Radiol ther. Phys. Biol.* 16: 177, 1977.
- 11) International Commission on Radiation Units and Measurements. Radiation dosimetry: electrons with initial energies between 1 and 50 MeV ICRU Report 21. Washington, D.C : 1972.
- 12) H.P.A. Code of practice for electron beam dosimetry in radiotherapy *Phys. Med. Biol.*, 30, 11, 1985.
- 13) A.A.P.M. 1983 A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams. *Med. Phys.* 10: 741-71.
- 14) N.A.C.P. 1980 Procedures in external radiation therapy dosimetry of electron beams *Phys. Med. Biol* 20: 719-727.
- 15) ICRU 1984 Radiation dosimetry: electron beams with energies between 1 and 50 MeV, Report 35 (Washington, D.C).
- 16) C.J. Karzmark A technique for large-field, superficial electron therapy. *Radiology* Vol. 74, No. 4 1950.
- 17) C.J. Karzmark Physical aspects of whole-body superficial therapy with electrons. *Radiation ther. Onc.* Vol. 2 New York 1968.
- 18) C.J. Karzmark. Patient dosimetry in the electron treatment of large superficial lesions. *Radiology* Vol. 94, No. 3. 1970.

- 19) Margaret F. Spittle. Mycosis Fungoides. Bulletin du Cancer 64 No. 2. 1977.
- 20) P.C. Williams. Whole body electron therapy in mycosis fungoides. British Journal of Radiology, No. 52, 302-307. 1979.
- 21) Paul E. Wallner. Evaluation and Recommendations for therapy of advanced mycosis fungoides lymphoma. Radiation Oncology Biol. Phys, Vol 5. 1979.
- 22) Photica J. Tetenas. Comparative Study of Superficial whole-body radiotherapeutic techniques using a 4-MeV nonangulated electron beam. Radiology 122: 1979.
- 23) Richard T. Hoppic. The Rationale for curative radiotherapy in mycosis fungoides. J. Radiation Oncology Biol. Phys. 1977 Vol.