

06.73.16

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
NO 1	AÑO 1973

Manual del Curso

DOSIMETRIA EN RADIOTERAPIA

BUENOS AIRES
REPUBLICA ARGENTINA
1973

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

MANUAL DEL CURSO DOSIMETRIA EN RADIOTERAPIA

* Ing. Gómez, Aristóbulo
* Ing. González, Rubén
* Lic. Lindenboim, Diana
* Ing. Mugliaroli, Hugo

* Ing. Ortuqeira, Clemente
* Ing. Papadópuos, Celso †
** Ing. Placer, Alejandro

* CNEA - División Fuentes Intensas de Radiación

** CNEA - Departamento de Protección Radiológica Operacional

† 17 noviembre 1971

BUENOS AIRES
REPUBLICA ARGENTINA

1 9 7 3

TEMAS TEORICOS

- I - Definiciones y unidades
- II - Elementos de Física Atómica y Radiactividad
- III - Interacción de la radiación con la materia
- IV - Equipos y propiedades de los rayos X
- V - Dosimetría de fuentes puntuales gamma
- VI - Dosimetría de fuentes lineales gamma
- VII - Instrumentación para dosimetría
- VIII - Planificación de tratamientos en teleterapia estática
- IX - Planificación de tratamientos en teleterapia cinética
- X - Cálculo de filtros en cuña
- XI - Dosis integral en teleterapia
- XII - Cálculo de blindajes
- XIII - Normas básicas de seguridad radiológica

PRACTICAS

- A. Ensayo y Calibración de un equipo de terapia de rayos X.
- B. Calibración de un equipo de telecobaltoterapia.
- C. Trazado de curvas de isodosis en un equipo de telecobaltoterapia y centrado de campos oblicuos.

I - DEFINICIONES Y UNIDADES

- 1) ACTIVIDAD: (A) de una cierta cantidad de un nucleído radiactivo, es el número de desintegraciones que en la unidad de tiempo se producen en dicha cantidad de nucleído.

La unidad más usual es el "curie" (Ci) y equivale a $3,7 \times 10^{10}$ desintegraciones por segundo.

- 2) COEFICIENTE DE ABSORCION ENERGETICA: (μ_a), de una sustancia, es la fracción de la energía de un haz de fotones que es absorbida localmente por unidad de recorrido del haz en dicha sustancia. Suele indicarse también μ_{en}

La unidad más usual es cm^{-1}

- 3) COEFICIENTE DE ATENUACION: (μ), de una sustancia es la fracción de un haz de fotones que interacciona por unidad de recorrido en dicha sustancia.

La unidad más común es cm^{-1}

- 4) COEFICIENTE MASICO DE ABSORCION ENERGETICA: es el cociente entre el coeficiente de absorción energética y la densidad del medio.

La unidad más común es cm^2/g

- 5) CONSTANTE ESPECIFICA DE RADIACION: (Γ), es igual a la relación $\frac{\dot{X}_d^2}{A}$, donde $\dot{X}$ es la exposición en la unidad de tiempo en un punto situado a la distancia d de un emisor de actividad A, cuando no existe absorbente entre la fuente y el punto.

Puede expresarse en: $\frac{R.m^2}{h.Ci}$

6) CAPA HEMIRREDUCTORA: (C.H.R), es el espesor de un dato absorbente, necesario para reducir a la mitad la exposición en un punto debida a un determinado haz de radiaciones. Se expresa usualmente en milímetros de aluminio, de cobre o de plomo.

7) DENSIDAD DE FLUJO DE PARTICULAS O DE FOTONES: (φ), en un lugar determinado, es el número de partículas o de fotones que por unidad de tiempo entran en una esfera con centro en tal lugar, y cuya sección transversal tiene una superficie igual a la unidad. Para un punto de un haz de radiaciones de direcciones paralelas, el valor de φ puede considerarse como el número de partículas que, por unidad de tiempo, atraviesa la unidad de superficie normal a la radiación en dicho punto.

La unidad más usual es $\text{part.cm}^{-2}.\text{s}^{-2}$ ó $\text{fot.cm}^{-2}.\text{s}^{-2}$

8) DOSIS: (D) de cualquier radiación, es la energía absorbida en la materia por unidad de masa de la misma, en el punto de interés.

La unidad de dosis es el rad que equivale a 100 ergios/gramo, ó 10^{-2}J.Kg^{-1} .

9) DOSIS DADA: (administrada o aplicada) es la dosis en la superficie, para radiaciones por debajo de 400 keV, o la dosis máxima, (para mayores energías), liberada por un haz de radiación en un tratamiento completo o en una sesión terapéutica.

- 10) DOSIS EN LA UNIDAD DE TIEMPO O INTENSIDAD DE DOSIS O INDICE DE DOSIS: ($\dot{D}$), es la energfa absorbida por la unidad de masa en la unidad de tiempo.

Puede expresarse en rad/mín, rad/seg., etc.

- 11) DOSIS INTEGRAL: (DI) es la energfa total absorbida en un medio expuesto a radiación ionizante.

Su unidad es el gramo-rad que equivale a 100 ergios

- 12) ENERGIA ABSORBIDA LOCALMENTE: es la parte de la energfa que la radiación incidente cede a partículas (electrones y positrones) y que es luego entregada al medio por colisión. Por lo tanto, la energfa absorbida localmente será igual a la diferencia entre la energfa cinética inicial de las partículas cargadas, puestas en movimiento y la energfa que se pierde en forma de radiación de frenado.

- 13) EQUILIBRIO ELECTRONICO: en un punto existe equilibrio electronico cuando la energfa de las partículas cargadas que penetran en un pequeño volumen que rodea al punto en cuestión es igual a la energfa de las partículas cargadas que salen de ese mismo volumen.

- 14) ESPESOR MASICO de una sustancia, es el producto del espesor, expresado en unidades de longitud, por la densidad de la sustancia.

Su unidad más común es el g/cm^2 .

- 15) EXPOSICION: es el cociente de ΔQ por Δm , en el que ΔQ es la

suma de las cargas eléctricas de todos los iones de un signo producido en el aire, cuando todos los electrones y positrones liberados por los fotones en un volumen elemental de aire cuya masa sea Δm , son completamente detenidos en el aire.

La unidad de exposición es el roentgen (R) y corresponde a ΔQ igual a la unidad electrostática de carga y a Δm igual a 1,293 miligramos (1 cm^3 de aire en condiciones normales de temperatura y presión).

- 16) INTENSIDAD DE RADIACION O DENSIDAD DE FLUJO DE ENERGIA RADIANTE: (I) en un lugar determinado es la energía por unidad de tiempo que entra en una esfera con centro en tal lugar y cuya sección transversal tiene una superficie igual a la unidad. Para un punto de un haz de radiaciones de direcciones paralelas, el valor de I puede considerarse como la energía que pasa en la unidad de tiempo a través de la unidad de superficie normal a la radiación en dicho punto.

Las unidades de I más usadas son $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$; $\text{MeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$; etc.

- 17) KERMA: es la suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas liberadas por fotones en un volumen elemental del material especificado dado por la masa de dicho elemento de volumen.

Unidad erg.g^{-1} .

- 18) PODER MASICO DE FRENAMIENTO, de una sustancia, para partículas cargadas, es la energía perdida por dichas partículas por unidad de recorrido expresado en unidades de espesor másico. Esa energía puede perderse por ionización, excitación o radiación. En algunos cálculos se excluye la energía perdida por radiación.

Sus unidades más usuales son $\frac{\text{MeV.cm}^2}{\text{g}}$; $\frac{\text{erg.cm}^2}{\text{g}}$

- 19) RENDIMIENTO: es la exposición en la unidad de tiempo o la dosis en la unidad de tiempo en un punto de referencia y para determinadas condiciones (distancia fuente punto, dimensiones del campo, profundidad).

Las unidades más usuales son: R/min; rad/min

- 20) RENDIMIENTO EN PROFUNDIDAD: (H) es el cociente entre la dosis (o la exposición) en un punto en profundidad y la dosis (o la exposición) en un punto de referencia del eje del haz de radiaciones. Para radiaciones por debajo de 400 KeV, el punto de referencia está en la superficie. Para energías mayores el punto de referencia coincide con el de dosis máxima.

- 21) RENDIMIENTO EN SUPERFICIE: es la exposición en la unidad de tiempo, o la dosis en la unidad de tiempo, en la superficie de un fantoma o un paciente (para energías hasta 400 keV) o en el punto de dosis máxima en profundidad (para energía superior a 400 keV) medida sobre el eje del haz de radiaciones.

22) TRANSFERENCIA LINEAL DE ENERGIA: es la energía perdida por una partícula ionizante en la unidad de recorrido, que es absorbida localmente.

Puede ser expresada en $\text{keV}/\mu\text{m}$

II - ELEMENTOS DE FISICA ATOMICA Y RADIOACTIVIDAD

1 - ESTRUCTURA DEL ATOMO

La materia está compuesta por átomos. Cada átomo formado por un núcleo de un radio del orden de 10^{-12} cm., rodeado por electrones que se mueven en órbitas de un radio de alrededor de 10^{-8} cm.

Los átomos están formados por partículas cargadas eléctricamente, positivas y negativas, llamadas protones y electrones respectivamente, y también por partículas sin carga llamadas neutrones. Las cargas de los protones y electrones son de igual magnitud y signo opuesto.

La masa total de un átomo es ligeramente inferior a la suma de las masas de sus constituyentes. Los protones y neutrones forman el núcleo y ambos tienen una masa aproximadamente igual a una unidad de masa atómica (u.m.a.), siendo $1 \text{ u.m.a.} = 1,66 \times 10^{-24} \text{ g.}$

La masa del electrón es 1840 veces menor; por consiguiente, en primera aproximación, la masa total del átomo está dada por la masa de su núcleo.

Para explicar la estructura del átomo, adoptaremos el modelo de RUTHERFORD-BOHR, ya que explica en forma aceptable los fenómenos de la física atómica, de la combinación química y de las valencias, y las propiedades del núcleo.

Este modelo presenta un núcleo formado por protones y neutrones (fig. II-1) y una nube de electrones que giran alrededor del núcleo en órbitas definidas.

Estas órbitas se designan a partir del núcleo en orden de radios crecientes: K, L, M, N, etc. (fig. II-2). Los electrones de la capa exterior son los que determinan la valencia y toman parte en las combinaciones químicas.

Cada órbita representa un nivel de energía y el pasaje de un electrón de una órbita a otra significa una absorción o emisión de energía.

Para separar un electrón de su órbita, hay que superar cierto umbral de energía, llamada energía de enlace.

El número de electrones que posee un átomo neutro es igual al número de protones. El número de protones se designa con la letra Z, y es por definición el número atómico.

Así, por ejemplo, el oxígeno posee 8 protones y 8 electrones, por consiguiente su número atómico es 8.

Otro valor importante es el número de masa (A) que es igual a la suma de protones y neutrones, o sea:
 $A = Z + N$. Este valor coincide con el número más próximo a la masa total del átomo, medida en u.m.a.

Por ejemplo, la masa atómica del aluminio es 26,97 y su número de masa $A = 27$.

El número de neutrones N será igual a la siguiente diferencia: $N = A - Z$.

1.1- NUCLEIDO

Se llama así a una especie de átomos que está de finida por su número de masa y su número atómico, es decir, que tiene un número determinado de protones y neutrones.

Para representar simbólicamente un nucleido, se adopta la siguiente convención: en la parte superior izquierda del símbolo químico se coloca el número de masa, y en la parte inferior izquierda, el número atómico.

Por ejemplo, son nucleidos el $^{16}_8\text{O}$, $^{60}_{28}\text{Ni}$, $^{226}_{88}\text{Ra}$, etc.

Puesto que el símbolo químico determina el número atómico, basta identificar al nucleido por su número de masa. Es corriente por simplicidad tipográfica, es cribir: O-16; Ni-60; Ra-226.

1.2- ISOTOPOS

Todos los nucleidos que tienen el mismo número atómico, se llaman isótopos del elemento respectivo.

Para dar un ejemplo de isótopos, veremos los del níquel que posee los siguientes: $^{58}_{28}\text{Ni}$, $^{60}_{28}\text{Ni}$, $^{61}_{28}\text{Ni}$, $^{62}_{28}\text{Ni}$ y $^{64}_{28}\text{Ni}$

El comportamiento químico de los isótopos es semejante, pues poseen el mismo número de electrones y protones.

1.3- ELEMENTO

Salvo raras excepciones, todos los elementos poseen isótopos, y el peso atómico de un elemento se define como el promedio de los pesos atómicos de todos los isótopos de ese elemento, ponderado de acuerdo con su abundancia relativa y expresado en u.m.a.

2 - EQUIVALENCIA ENTRE MASA Y ENERGIA

A fin de poder tratar otros temas más adelante, es necesario aceptar una nueva idea; la equivalencia entre masa y energía.

A partir de su teoría especial de la relatividad, Einstein postuló la siguiente relación:

$$E = m c^2$$

Siendo: E = Energía expresada en ergios

m = masa en gramos

c = velocidad de la luz en el vacío o sea:

$$c = 2,99776 \times 10^{10} \text{ cm/seg.}$$

Por consiguiente, la masa del núcleo es una medida del contenido total de energía, la que sería liberada si se lograra la aniquilación total del mismo.

Lo que efectivamente se observa, es la desaparición de parte de la masa y su transformación en energía. Un ejemplo de esto son las transmutaciones nucleares.

Aplicando esta fórmula se puede calcular la energía equivalente a 1 u.m.a.

Habíamos visto que $1 \text{ u.m.a} = 1,66 \times 10^{-24}$, por consiguiente:

$$1,6598 \times 10^{-24} (2,99776 \times 10^{10} \text{ cm/seg})^2 = 1,493 \times 10^{-3} \text{ erg.}$$

La unidad de energía más utilizada en estudios nucleares es el electrón-volt (eV), que es la energía que adquiere un electrón al atravesar un campo eléctrico de un voltio.

El ergio es el trabajo que realiza una fuerza de una dina a lo largo de un centímetro. La equivalencia entre estas unidades es:

$$1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-12} \text{ ergios}$$

$$1 \text{ ergio} = 0,624 \times 10^{12} \text{ eV}$$

Generalmente se expresa en múltiplos, tales como:

$$1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$$

De aquí se deduce que: $1 \text{ u.m.a} = 931 \text{ MeV}$ y la energía que corresponde a la masa de un electrón en reposo será 1840 veces menor, es decir $931/1840 \approx 0,51 \text{ MeV}$.

3 - RADIOACTIVIDAD

Los átomos estables son los que no cambian espontáneamente con el tiempo. Si se toman 10^6 átomos de hierro natural, éstos pueden intervenir en numerosas reacciones químicas pero a través de los años se seguirá teniendo 10^6 átomos de Fe.

En cambio, los átomos que poseen núcleos inestables van desapareciendo con el tiempo, por transformación en otros núcleos. El tiempo necesario para que la mitad de una cantidad dada de un elemento radiactivo se desintegre, transformándose en un nuevo elemento, se llama período de semidesintegración. Por ejemplo, si se comienza un experimento con 10^6 átomos de ^{59}Fe , después de 45,1 días (que es el período de semidesintegración del ^{59}Fe) tendremos 500.000; después de 90,2 días, 250.000 y al cabo de 135,3 días, sólo quedarán 125.000 átomos de ^{59}Fe . El ^{59}Fe se ha ido transformando en ^{59}Co .

Los núcleos inestables generalmente reciben el nombre de radiactivos, ya que las transformaciones del núcleo son acompañadas por emisión de radiaciones.

En las desintegraciones radiactivas el núcleo pierde una pequeña parte de su masa, formando finalmente un núcleo estable.

Los nucleidos se desintegran por emisión de partículas alfa, beta, neutrones, neutrinos y rayos gamma.

Entre los elementos naturales son radiactivos todos los de número atómico mayor de 83 (bismuto), y algunos otros como el ^{40}K , el ^{87}Rb , etc. A estos deben agregarse los numerosos nucleidos radiactivos producidos artificialmente.

3.1- DESINTEGRACION ALFA

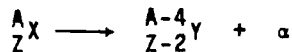
Un nucleido se puede desintegrar por emisión de una partícula alfa (α), que es un átomo de ${}^4_2\text{He}$ que ha perdido sus dos electrones orbitales, y por lo tanto posee dos cargas positivas.

$$\text{He}^{++} = \alpha$$

El núcleo de He está constituido por 2 protones y 2 neutrones.

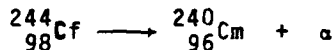
Este tipo de desintegración tiene lugar en la mayoría de los nucleidos de número atómico mayor que 82 (Pb) y en algunos pocos nucleidos más livianos.

La desintegración α se puede expresar así:



En la desintegración el número atómico disminuye en 2 y el de masa en 4.

Ej:



Una de las características principales de la radiación alfa es la de ser monoenergética, es decir que cada nucleido emite partículas de la misma energía, o que pertenecen a dos o tres grupos monoenergéticos.

Por ejemplo, consideremos el esquema de desintegración del ^{244}Cm (fig. II-3).

De 100 núcleos de ^{244}Cm , 75 se desintegran emitiendo rayos de 5,798 MeV. Los 25 núcleos restantes se desintegran a un estado excitado del ^{240}Pu , que tiene un exceso de energía de 0,043 MeV sobre el estado fundamental, al que pasan rápidamente por emisión de radiación gamma.

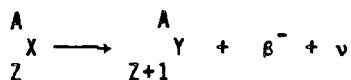
Las energías de las partículas alfa emitidas por los radioisótopos naturales más comunes, varían entre 4 y 10 MeV, aproximadamente.

3.2- DESINTEGRACION BETA

La desintegración beta (β) puede ser de dos tipos: negativa o positiva, según que el núcleo emita partículas β^- que son electrones, o partículas β^+ . Estas son positrones, o sea que son partículas idénticas a los electrones, pero de carga positiva. Debido a su pequeña masa, las partículas β se desplazan a velocidades cercanas a la de la luz.

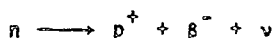
Los emisores beta negativos son nucleidos que se desintegran por emisión de partículas β^- .

La desintegración β^- se puede representar así:



ν : es el neutrino, partícula sin carga y cuya masa proviene sólo de su energía cinética. Su masa en reposo es nula.

Dado que el núcleo no contiene electrones, la emisión β^- se produce por la transformación de un neutrón en un protón más un electrón y un neutrino.



Se ve que el número atómico aumenta en una unidad y el número de masa se mantiene constante.

La energía de la transición β se distribuye entre la partícula β y el neutrino en una proporción variable. Ello da origen a que la emisión de partículas β se presente con un espectro continuo de energías que varía desde 0 hasta un valor máximo, que es el que se tabula como energía beta y es caracterfstico de cada emisor.

Por ejemplo, al fósforo 32 (^{32}P) le corresponde una energía máxima de 1,708 MeV. Quiere decir que sólo unos pocos núcleos de ^{32}P emitirán partículas β^- de esa energía, y todas las demás tendrán energías menores.

Existen gráficos que nos dan la ley de variación del número de desintegraciones en función de la energía (Fig. II-5).

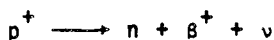
Cuando la sustancia madre se desintegra y tiene probabilidad de formar más de un nivel del núcleo hija, a cada uno de estos niveles le corresponde un espectro beta, con su correspondiente energía máxima. Por ejemplo, es el caso del ^{42}K (Fig. II-6). En este caso tendremos dos espectros con energías máximas de 3,55 y 2,04 MeV, respectivamente.

La energía promedio de la radiación β es, en muchos casos, aproximadamente igual a un tercio de la energía máxima.

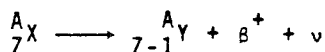
Los emisores beta positivos se desintegran por emisión de un positrón o β^+ .

Estas son partículas que tienen la misma masa en reposo que el electrón y la misma carga, que es de $4,8021 \cdot 10^{-10}$ u.e.s. pero de signo positivo

Como en el núcleo no existen partículas de esa naturaleza, la emisión β^+ se produce por la transformación de un protón en un neutrón más un positrón y un neutrino.

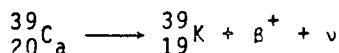


El esquema de esta desintegración es:



En la desintegración por positrones el número atómico se reduce en una unidad y el número de masa permanece constante.

Por ejemplo:



Como en el caso de la desintegración β^- , la β^+ también presenta un espectro continuo de energías.

3.3- CAPTURA ELECTRONICA

Los nucleidos con exceso de protones pueden transformarse neutralizando una carga de su núcleo, mediante la captura de un electrón orbital. Como es mayor la probabilidad de que el electrón capturado provenga de la órbita K, esta forma de desintegración suele llamarse captura K, aunque a veces puede captarse un electrón de la órbita L, en cuyo caso se llama captura L.

Resulta el mismo nucleido que si se hubiera emitido un positrón (Fig. II-7), la vacante dejada en la órbita K o L, se llena con un electrón de una órbita de mayor radio que, al realizar la transición, emita rayos X característicos del núcleo producto. Como en este proceso no se emiten partículas cargadas, la captura electrónica sólo es detectada en virtud de la emisión de rayos X.

Los electrones pasan de un estado de mayor energía a otro de menor energía.

3.4- RADIACION GAMMA

Los rayos gamma (γ) son ondas electromagnéticas, del mismo tipo que la luz y los rayos X, pero de origen nuclear y de mayor energía que estos últimos.

La radiación gamma es una forma de desexcitación del núcleo. Este conserva su número de masa y su número atómico. Suele acompañar a la emisión α , β^- o β^+ , según se ve en los esquemas de desintegración citados.

Los rayos gamma que acompañan a desintegraciones radiactivas presentan energías que van desde unos pocos keV hasta unos 7 MeV.

Cuando un nucleído se encuentra en un estado excitado que posee un período de semidesintegración mayor que 10^{-8} segundos, se dice que se trata de un estado isomérico o isómero de dicho nucleído.

La emisión de rayos gamma puede estar acompañada, o ser reemplazada por otro proceso: la emisión de electrones de conversión interna. Este fenómeno deriva de una acción electromagnética del núcleo sobre un electrón orbital. El electrón extranuclear es emitido con una energía cinética igual a la diferencia entre la del

rayo gamma y la energía de enlace del electrón en el átomo. Es decir, en lugar de emitirse un rayo gamma, se emite un electrón.

La conversión interna se observa generalmente cuando la transición correspondiente es de poca energía.

Debido a que durante la conversión interna se produce la salida de un electrón de una órbita, la vacante dejada por éste es ocupada por otro produciéndose la emisión de un rayo X.

La conversión interna está siempre acompañada por emisión de rayos X.

La carga nuclear no cambia en la conversión interna y, en consecuencia, el núcleo hija tiene el mismo número atómico y el mismo número de masa que el núcleo madre.

4 - FORMULACION MATEMATICA DE LA DESINTEGRACION RADIOACTIVA

La desintegración radiactiva obedece a las leyes de probabilidad; no influye en la misma el estado químico, la presión, la gravedad, la temperatura, campos eléctricos o magnéticos ni cualquier tratamiento anterior de la sustancia.

El número de átomos de una sustancia activa que se desintegra durante un intervalo corto es proporcional al número de átomos de la sustancia y al intervalo.

$$dN = -\lambda N \cdot dt \quad (a)$$

λ es la constante de desintegración, que representa la probabilidad de que se desintegre un núcleo en la unidad de tiempo. Se mide en 1/seg.

Por integración de (a) se llega a:

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

Siendo N_0 el número de átomos que se tienen al tiempo $t = 0$ y N el número de átomos al tiempo t .

Se llama velocidad de desintegración o activi-dad al número de átomos que se desintegran en la unidad de tiempo

$$- \frac{dN}{dt} = N \cdot \lambda = A$$

La unidad de actividad es el Curie (Ci) que equivale a $3,7 \times 10^{10}$ desintegraciones por segundo, ($2,22 \times 10^{12}$ desintegraciones por minuto). Se usan también submúltiplos tales como:

$$1m \text{ Ci} = 10^{-3} \text{ Ci} \text{ y } 1\mu \text{ Ci} = 10^{-6} \text{ Ci}$$

Multiplicando ambos miembros de (b) por λ , tenemos

$$A = \lambda N_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \quad (c)$$

Siendo A_0 la actividad a $t = 0$ y A la activi-dad al tiempo t .

Si aplicamos logaritmos a (c) tenemos:

$$\ln A = \ln A_0 - \lambda t$$

Si se representa A sobre un papel semilogarítmico en función del tiempo se obtiene una recta (Fig. II-9).

Según se vio en el punto 3, el tiempo necesario para que el número (N_0) de átomos de una sustancia radiactiva se reduzca a la mitad se llama período de semidesintegración ($T_{1/2}$ o T).

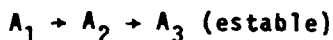
Se puede demostrar que:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

La forma de construir el gráfico II-9 es la siguiente: colocamos en ordenadas el valor de la actividad al tiempo $t = 0$; será el valor A_0 con el que se obtiene un punto. El otro punto lo dará la intersección de $A_0/2$ y T . Uniendo estos puntos obtenemos la recta que corresponde a la ecuación $A = A_0 e^{-\lambda t}$.

5 - RELACION ENTRE LA ACTIVIDAD DEL NUCLEIDO MADRE Y LA DE SU HIJA

Supongamos un caso en el cual, una sustancia activa A_1 llamada madre, da origen a otra sustancia A_2 llamada hija, que también es activa.



Se desea conocer la actividad de la hija, después de un tiempo t , conociendo la actividad de la madre y suponiendo que en el momento inicial no hay actividad debida a la hija. Se presentan varios casos:

5.1- CASO DE EQUILIBRIO SECULAR

Cuando el período de la madre es mucho mayor que el de la hija y mucho mayor que el tiempo que dura el experimento, se alcanza después de un cierto tiempo, (más de cinco períodos de la hija) un estado estacionario llamado equilibrio secular. A partir de ese momento, se forman tantos átomos de la hija como los que desaparecen. Por lo tanto, la actividad de la hija permanece estacionaria durante la experiencia. En el equilibrio secular, la actividad de la madre es igual a la actividad de la hija.

5.2- CASO DE EQUILIBRIO TRANSIENTE

Cuando el período de la madre es mayor que el de la hija, pero no tan largo como para despreciar su caída en el tiempo del experimento, se alcanza un estado de equilibrio transitorio (después de aproximadamente cinco períodos de la hija), durante el cual ambas actividades guardan una relación constante.

5.3- CASO EN QUE NO HAY EQUILIBRIO

Cuando la madre es de período más corto que la hija, no se alcanza equilibrio en ningún momento.

BIBLIOGRAFIA

Kaplan I - Física Nuclear

Semat - Física Atómica

Glasstone S - La Energía Atómica

Rodríguez J; Palcos M.C. - Apuntes Curso de Metodología
y Aplicación de Radioisótopos
(CNEA)

III - INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA

1- INTRODUCCION

Las interacciones de la radiación con la materia resultan en una transferencia de energía de la primera a la segunda. Esto implica que un haz de radiación experimentará una disminución de su energía total a medida que atraviesa un medio absorbente.

Cualquiera de los tipos de radiación de que se ha venido tratando, al incidir sobre el medio absorbente y efectuar su trayectoria entre los átomos del mismo, está sujeto a uno de estos tres acontecimientos:

- a) Pasar sin encontrar oposición
- b) Interactuar con un electrón
- c) Interactuar con un núcleo

Aquella fracción del haz que pasa sin oposición, esto es, sin interacción, no transfiere energía. La máxima transferencia de energía de la parte que interactúa, resulta de su interacción con electrones.

En lo que sigue se describe sumariamente los procesos de interacción de los diversos tipos de radiación con la materia, y sus parámetros más importantes.

2- INTERACCION DE LA RADIACION X Y γ CON LA MATERIA

Los rayos X y γ son de naturaleza electromagnética y ambos están constituidos por fotones.

Cuando un haz de fotones atraviesa un medio absorbente, parte de la energía total del haz es absorbida por el medio según tres mecanismos distintos, que pueden tener lugar simultáneamente: el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares.

De estos mecanismos se tratará más adelante. Lo que interesa ahora es que como resultado de su puesta en acción, comienzan a desplazarse en el medio a alta velocidad partículas livianas cargadas, principalmente electrones y en algunos casos, positrones.

Al viajar a través del medio, las partículas recorren un camino a lo largo del cual ocurren ionizaciones y tienen lugar excitaciones de átomos.

Si el medio absorbente es un tejido vivo, ello resulta en un daño biológico, aunque la mayor parte de la energía se transforma en calor sin producir efectos apreciables.

Tanto el efecto fotoeléctrico como el Compton y la producción de pares, pueden llevar a la generación de una segunda radiación electromagnética (de frenado, de aniquilamiento y de dispersión, como se verá en detalle más adelante) y estos fotones están en condiciones de volver a interactuar con el medio.

De modo que, en promedio y dependiendo de varios parámetros, se requieren algunas decenas de interacciones

para que toda la energía del fotón incidente se convierta en movimiento de electrones.

Sobre el devenir de electrones y positrones se tratará con más detalle en el punto 3. Para continuar con el estudio de la radiación electromagnética, se analizarán los parámetros que definen su absorción.

2.1- COEFICIENTE DE ATENUACION

Cuando un haz de fotones adecuadamente colimado incide en una placa delgada de medio absorbente, una cantidad de esos fotones será sustraída del haz por alguno o varios de los mecanismos arriba citados y el haz primario será atenuado según la expresión:

$$\Delta N = -\mu N_0 \cdot \Delta x \quad (1)$$

en que ΔN es el número de fotones sustraído del haz de N_0 fotones por el medio de espesor Δx . La constante de proporcionalidad μ se llama coeficiente de atenuación, tiene como dimensión la inversa a la adoptada para el espesor, y representa la fracción de fotones sustraída del haz por unidad de espesor del medio absorbente.

La figura III-1 muestra con qué características es atenuado un haz colimado de fotones de una dada energía, en función del espesor x del medio absorbente.

El valor de μ en este caso es de $0,10 \text{ cm}^{-1}$, y el número de fotones transmitidos responde a la integral de la expresión (1)

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

Dado que teóricamente cualquiera sea el espesor, la radiación nunca es absorbida totalmente, es conveniente utilizar el concepto de hemiespesor, que es el espesor de un dado medio absorbente capaz de atenuar un haz de fotones a la mitad de su intensidad. Para el caso de la figura III-1, y deduciéndolo de la expresión (2), el valor del hemiespesor es:

$$x = d_{1/2} = \frac{0.693}{\mu} = 6,93 \text{ cm.}$$

El coeficiente de atenuación varía con la densidad del medio absorbente.

2.2- COEFICIENTE MASICO DE ATENUACION

Si se calcula

$$\frac{\mu}{\delta} \text{ (cm}^2\text{/g)}$$

donde δ es la densidad del medio, éste es el coeficiente másico de atenuación, y representa la fracción de fotones sustraída del haz por unidad de espesor del medio absorbente medida en g/cm^2 (espesor másico).

2.3- EFECTO FOTOELECTRICO

Según el mecanismo llamado efecto fotoeléctrico, un fotón de energía ϵ_f interactúa con un átomo del medio

de manera que un electrón de una dada órbita, por ejemplo la K, es eyectado. Este electrón, que se llama fotoelectrón, tendrá una energía cinética ($\epsilon_f - \epsilon_k$), en que ϵ_k es la energía de enlace de la órbita K.

En este efecto, toda la energía del fotón es empleada en separar al electrón de su órbita y en transferirle la energía cinética con que es emitido, de manera que el fotón desaparece y queda un electrón de alta velocidad y un átomo excitado. Este último se desexcita al llenarse la órbita K con otro electrón, circunstancia en que emite la radiación X caracterfstica.

En un corto lapso otro electrón llenará el vacío de la órbita K y el átomo producirá radiación característica.

En el diagrama de la figura III-2 se esquematiza la absorción del fotón por el efecto fotoelétrico, con la emisión de radiación caracterfstica luego de la eyección del fotoelectrón.

La absorción fotoelétrica varía con la energía del fotón incidente y con el número atómico del material absorbente. En la figura III-3 se representa la variación del coeficiente másico de atenuación fotoelétrica $\frac{\tau}{\delta}$ para un material de bajo número atómico (agua) y otro de alto (plomo), en función de la energía de los fotones.

La determinación experimental, en coincidencia con la teoría, indica que la variación del coeficiente con la energía es aproximadamente como $\frac{1}{\epsilon_f^3}$

Las curvas de absorción muestran, en la zona de bajas energías una serie de rupturas verticales,

En el caso del plomo, la discontinuidad que se encuentra a mayor energía, ocurre a 88 KeV, que es la energía de enlace correspondiente a la órbita K. Por debajo de los 88 KeV, la energía del fotón es insuficiente para arrancar un electrón de la órbita K, y la emisión fotoeléctrica se limita a electrones de las órbitas L y M. Al sobrepasar el fotón la energía de 88 KeV, el electrón de la órbita K puede ser eyectado, y la absorción aumenta en un factor de 7.

En la absorción fotoeléctrica, los electrones más fuertemente ligados tienen la mayor contribución a la absorción, y el máximo de ésta ocurre cuando el fotón tiene justo suficiente energía como para eyectar el electrón ligado.

El examen de la figura III-3 muestra, también en coincidencia con la teoría, que la variación del coeficiente másico con el número atómico Z del material debe ser aproximadamente como Z^3 , más precisamente, como $\frac{Z^4}{A}$.

2.4- EFECTO COMPTON

En el mecanismo llamado efecto Compton, un fotón incidente de energía ϵ_f choca con un electrón libre, entendiéndose por tal aquél cuya energía de ligadura es muy pequeña con relación a la del fotón incidente. Como resultado de la colisión, el electrón es eyectado con una energía ϵ_e y en una dirección que varía en cada caso y que definimos por el ángulo θ , mientras que el fotón es dispersado con energía menor ϵ_f' (o sea mayor longitud de onda) (figura III-4).

La ecuación

$$\epsilon_f = \epsilon_f' + \epsilon_e \quad (3)$$

(donde ϵ_e es la energía cinética del electrón eyectado) representa el balance de energías.

La interacción mostrada en la parte inferior de la figura III-4, se llama dispersión coherente o clásica; durante ella no tiene lugar absorción de energía por el medio y solamente existe dispersión de fotones.

En cambio, en la interacción esquematizada en la parte superior de la misma figura, llamada dispersión incoherente o Compton, existe absorción de energía a través del electrón eyectado, así como existe dispersión en cada colisión.

En consecuencia, el coeficiente de atenuación

Compton está compuesto por un coeficiente de absorción σ_a , que corresponde a la fracción absorbida, y otro coeficiente de dispersión σ_s :

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_s$$

El coeficiente σ representa la fracción de la energía de los fotones que sufren una colisión Compton por unidad de espesor del medio absorbente, mientras que σ_a representa la fracción de energía absorbida y σ_s la fracción dispersa.

En las interacciones posibles en la colisión Compton, el fotón puede ser dispersado y el electrón eyectado en direcciones y con energías muy variables. Los casos límites corresponden, en primer lugar, a la interacción en que el fotón retrocede con energía mínima ($\Phi = 180^\circ$; $\epsilon_f' = \text{mínimo}$), mientras que el electrón se eyecta en la dirección original del fotón con energía máxima ($\theta = 0$; $\epsilon_e = \text{máximo}$) y en segundo lugar, a la colisión en que el fotón conserva casi su dirección y energía ($\Phi = 0^\circ$; $\epsilon_f' = \epsilon_f$) mientras que el electrón es despedido casi a ángulo recto sin energía ($\theta = 90^\circ$; $\epsilon_e = 0$), con todas las situaciones intermedias como posibles.

Al aumentar la energía del haz incidente, es cada vez mayor la fracción de energía que corresponde a los fotones dispersados hacia "adelante" (con Φ pequeño),

y al mismo tiempo, es cada vez mayor la fracción de energía que corresponde a los electrones eyectados "adelante" (con θ pequeño).

Puede demostrarse teóricamente y verificarse experimentalmente que, en la colisión Compton de un fotón de baja energía, la energía absorbida por el electrón eyectado es pequeña, mientras que para fotones de alta energía, el electrón adquiere la mayor parte de la del fotón incidente.

El coeficiente de atenuación Compton decrece a medida que la energía de los fotones aumenta.

El coeficiente másico de atenuación Compton es proporcional a la relación $\frac{Z}{A}$, y teniendo en cuenta la constancia de ésta para la mayoría de los elementos livianos, éstos tienen el mismo coeficiente másico.

2.5- PRODUCCION DE PARES

Cuando la energía del fotón incidente es mayor que 1,02 MeV, el fotón puede ser completamente absorbido a través del mecanismo de producción de pares, por el cual al incidir en un átomo, el fotón desaparece para transformarse en un positrón y un electrón, como se esquematiza en la figura III-5.

Si el fotón tiene una energía superior a 1,02 MeV el exceso se emplea en impartir energía cinética al par de partículas cargadas:

$$\epsilon_f = 1,02 \text{ MeV} + \epsilon_e + \epsilon_p$$

Luego de la generación del par de partículas, éstas atraviesan la materia excitando e ionizando átomos. El positrón, en particular, al acercarse al estado de reposo por las sucesivas pérdidas de energía, se combina con un electrón libre para producir dos fotones de radiación, llamados de aniquilamiento. Estos fotones, de energía igual a 0,51 MeV cada uno, son proyectados en direcciones opuestas desde el lugar del aniquilamiento.

La energía de los fotones de aniquilamiento es siempre reirradiada del material, dado que la energía realmente absorbida en el proceso de creación de pares es la diferencia entre la energía del fotón incidente ϵ_f y 1,02 MeV.

El coeficiente de absorción de pares κ_a será una fracción del coeficiente de atenuación κ

$$\kappa_a = \left(\frac{\epsilon_f - 1,02 \text{ MeV}}{\epsilon_f} \right) \kappa$$

donde κ es el coeficiente de atenuación de pares.

La producción de pares aumenta lentamente con el incremento de la energía de los fotones incidentes por encima del umbral de 1,02 MeV. En contraste con el efecto fotoeléctrico y el efecto Compton, procesos que decrecen con el aumento de energía, la producción de pares aumenta con ϵ_f .

Dado que la producción de pares ocurre en el campo del núcleo, debe aumentar rápidamente con el número atómico. La teoría confirmada por la experiencia muestra que el coeficiente másico depende de la primera potencia de Z ; más precisamente de $\frac{Z^2}{A}$

2.6- COEFICIENTE DE ATENUACION

Todos los procesos descriptos: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares, pueden tener lugar cuando un haz de fotones atraviesa un material absorbente. El coeficiente de atenuación μ está, en consecuencia, compuesto de:

$$\text{Atenuación } \mu = \text{foto } \tau + \text{Compton } \sigma + \text{pares } \kappa$$

ecuación que se cumple igualmente para los coeficientes másicos.

En la figura III-6 está representada la variación de los coeficientes másicos de atenuación para agua, cobre y plomo, cuando varía la energía.

Para todos los materiales, las curvas caen rápidamente con el aumento de energía debido a la rápida disminución de la absorción por efecto fotoeléctrico.

Luego las curvas decrecen lentamente en la región comprendida entre 200 keV y 5 MeV, donde es importante

el efecto Compton, y finalmente crecen a altas energías debido a la producción de pares.

En la región en que predomina el efecto Compton, todos los materiales tienen aproximadamente el mismo coeficiente másico de atenuación.

2.7- COEFICIENTE DE ABSORCION

En muchas aplicaciones es de interés conocer la energfa absorbida en interacciones primarias. Para obtenerla debe subtraerse del coeficiente de atenuación, la fracción dispersa dando:

$$\mu_a = \tau + \sigma_a + \kappa_a$$

absorción foto Compton pares

En esta expresión se desprecia la pérdida de energfa por radiación de frenamiento.

En la figura III-6 se muestra la curva del coeficiente másico de absorción para aire. La que corresponderfa al agua, a la escala del gráfico, se confundirfa prácticamente con aquélla.

2.8- IMPORTANCIA RELATIVA DE LOS DIFERENTES TIPOS DE ABSORCION

Cada vez que ocurre una interacción entre un haz de fotones y el absorbente, un fotón es substraído del haz y se pone en movimiento un electrón (fotoelectrón,

electrón Compton o par electrón-positrón). El número relativo de cada uno de estos electrones puede ser calculado, obteniéndose para diversas energías los siguientes porcentuales que figuran en la tabla III-1.

La segunda parte de la tabla muestra en qué distinta forma los diversos tipos de electrones absorben la energía del fotón; puede verse que para energías del fotón del orden de los 50 keV, el 11% de fotoelectrones absorben el 61% de la energía extraída del haz por electrones, contra el 39% transportado por los electrones Compton, que constituyen el 89% del total.

TABLA III-1
RELACION ENTRE LOS DIVERSOS
TIPOS DE ABSORCIÓN EN AGUA

Energía del fotón	Número Relativo de electrones			Energía transportada por electrones (%)		
	Foto	Compton	Pares	Foto	Compton	Pares
10 keV	95	5	0	100	0	0
50 keV	11	89	0	61	39	0
100 keV	1	99	0	9	91	0
200 keV	0	100	0	1	99	0
400 keV	0	100	0	0	100	0
1 MeV	0	100	0	0	100	0
2 MeV	0	99	1	0	99	1
10 MeV	0	77	23	0	72	28

3 - INTERACCION DE PARTICULAS LIVIANAS CARGADAS CON LA MATERIA

De las partículas livianas cargadas nos interesan el electrón y el positrón, no solo por resultar de la interacción de la radiación electromagnética con la materia, sino también porque constituyen los productos de la desintegración beta.

El primero tiene carga eléctrica que es igual a $4,803 \times 10^{-10}$ ues (q), y su masa en reposo es 0,000549 u.m.a. El positrón tiene los mismos parámetros, con la única diferencia de que mientras la carga del electrón es negativa la del positrón es positiva.

Estas partículas pierden energía, al interactuar con la materia, en una variedad de procesos, en todos los cuales la esencia reside en la atracción de los campos de partículas de carga de distinto signo o en la repulsión de las del mismo signo.

Con partículas livianas cargadas, las colisiones inelásticas con electrones orbitales y núcleos son los procesos predominantes de pérdida de energía. En las colisiones con los electrones orbitales, el resultado es la ionización.

3.1- IONIZACION ESPECIFICA

El átomo al que fue arrancado un electrón

orbital en la colisión inelástica con la partícula, quedará con una carga positiva y será, en consecuencia, un ión de ese signo. El electrón arrancado es un ion negativo; puede, eventualmente, agregarse a otro átomo, en cuyo caso el con junto será un ion negativo.

Siempre se producen simultáneamente un ion posi tivo y un ion negativo; los dos juntos constituyen un par de iones.

La ionización específica se define como el número de pares de iones producidos por unidad de recorrido de la partícula ionizante, y es aproximadamente inversamente proporcional a la velocidad de la partícula. Así, la partícula ioniza más fuertemente a medida que va perdiendo velocidad, hasta que alcanza un máximo justo antes de ser detenida.

En promedio, la energía necesaria para formar un par de iones en aire es del orden de los 34 eV.

3.2- PERDIDA DE ENERGIA POR COLISION

La energía de las partículas livianas cargadas es atenuada por una multitud de colisiones inelásticas (que implican una absorción de energía) hasta que su ve locidad disminuye notablemente. La energía transferida por colisión se traduce en ionización y excitación de los electrones. Al interactuar con electrones orbitales, la

partícula puede ser ampliamente deflectada por la colisión y puede perder mucha energía en una sola interacción.

De esta manera, las partículas siguen caminos muy irregulares, y aun cuando hayan comenzado con la misma energía, no tendrán el mismo alcance.

Una vez a velocidades reducidas -a niveles muy bajos de energía- las partículas negativas, o electrones, se agregan a átomos que los requieran, mientras que los positrones desaparecen combinándose con electrones para formar -en una verdadera transformación de masa en energía- la radiación de aniquilamiento descrita en 2.5.

Los pares de iones formados por la interacción de estas partículas con los electrones orbitales constituyen la ionización primaria. Algunos de los electrones arrancados de sus órbitas a lo largo del recorrido de la partícula primaria tienen también energía suficiente como para producir ionización en su interacción con otros electrones orbitales, dando origen a la ionización secundaria.

La ionización específica total es la suma de los pares de iones producidos por la ionización primaria y la secundaria, por unidad de recorrido de la partícula primaria.

El aumento de la ionización específica a medida que disminuye la energía de la partícula se explica

por el incremento del intervalo de interacción con cada átomo a lo largo del recorrido de la partícula, esto es, por el mayor tiempo que ésta, viajando a menor velocidad, permanece en el campo de aquél.

La tabla III-2 suministra información sobre la pérdida de energía sufrida por partículas livianas cargadas en el proceso de colisión inelástico, en aire y en agua.

3.3- PERDIDA DE ENERGIA POR RADIACION

Cuando una partícula cargada eléctricamente es frenada, se produce emisión de radiación electromagnética, llamada bremsstrahlung o radiación de frenado.

TABLA III-2

Energía cinética T	Pérdida en aire	Pérdida en agua
MeV	MeV/cm	MeV/cm
0.01	$25,97 \times 10^{-3}$	23,0
0.1	4.76×10^{-3}	4,19
1.0	$2,17 \times 10^{-3}$	1,86
2.0	$2,20 \times 10^{-3}$	1,84
5.0	$2,39 \times 10^{-3}$	1,93

La pérdida de energía por radiación aumenta con la energía de la partícula liviana y con el número atómico del material absorbente.

La tabla III-3 ilustra sobre la pérdida por radiación de partículas de diversas energías, en aire y en agua.

3.4- DISPERSION DE PARTICULAS LIVIANAS CARGADAS

TABLA III-3

Energía cinética T	Pérdida en aire	Pérdida en agua
MeV	MeV/cm	MeV/cm
0.01	--	--
0.1	--	--
1.0	$0,01 \times 10^{-3}$	0,006
2.0	$0,03 \times 10^{-3}$	0,023
5.0	$0,1 \times 10^{-3}$	0,078

Estas partículas moviéndose a través de la materia, son, en ocasiones, desviadas de su trayectoria como resultado de su interacción con el campo eléctrico de núcleos y electrones orbitales. Debido a su pequeña masa, son fácilmente deflectadas y experimentan frecuentes dispersiones elásticas.

En algunas colisiones, las partículas pueden experimentar deflexiones angulares muy amplias, de manera que el recorrido es prácticamente invertido, dando origen a la retrodispersión.

La dispersión aumenta con la disminución de energía de las partículas y con el incremento del número atómico del medio absorbente.

3.5- ALCANCE DE LAS PARTICULAS LIVIANAS CARGADAS

Debido a su pequeña masa, la dispersión y la variación en la pérdida de energía son grandes en las partículas livianas cargadas; sin embargo, su alcance está suficientemente definido, debido a que la variación estadística en la pérdida de energía total es pequeña, por el gran número de pequeñas pérdidas parciales que la integran.

Los alcances de estas partículas se determinan utilizando un detector que cuente el número de partículas que atraviesa diversos espesores de un material determinado. En la medición se deben efectuar correcciones por el fondo, y la curva puede complicarse por la radiación de frenamiento. A medida que el espesor del absorbente aumenta, disminuye el número de partículas transmitidas que no ha sufrido los efectos de colisiones elásticas o inelásticas con núcleos y electrones orbitales.

Cuando se grafica el porcentual de partículas de una determinada energía, transmitidas en función del espesor del absorbente se obtiene, como en la Figura III-7, una curva rápidamente decreciente con una cola. El punto en que la cola se confunde con el fondo es usualmente tomado como el alcance de aquellas pocas partículas que no sufrieron dispersión o pérdidas por radiación. Este es el rango o alcance absoluto, por oposición al alcance extrapolado, que se obtiene extrapolando la fracción lineal de la curva.

Estas consideraciones son válidas para partículas monoenergéticas. Expresiones empíricas permiten calcular el alcance de las partículas en función de la energía y para diversos absorbentes.

En el caso de un espectro continuo de energías de partículas, como es el de la emisión β , la extrapolación lineal no es posible.

En este caso, cuando se analiza la curva, el alcance se toma de ordinario en el punto en que la curva de absorción se une con la del fondo, con lo que se tiene el alcance máximo absoluto R_0 .

Para los espectros continuos, existen también fórmulas empíricas que relacionan el alcance máximo con la energía máxima. La figura III-8 indica el alcance de estas partículas en tejido acuoso en función de la energía.

3.6- OTRAS INTERACCIONES

Las partículas livianas cargadas pueden producir también desintegración nuclear, pero, ello no ocurre a los niveles de energía habituales en la desintegración radiactiva.

4- INTERACCION DE PARTICULAS PESADAS CARGADAS CON LA MATERIA

Las partículas alfa, los deuterones y los protones se comportan en forma similar en cuanto a su interacción con la materia. Por esta razón la discusión de las características de esa interacción se centrará sobre las primeras.

La partícula alfa es el núcleo del átomo de helio, está compuesta de dos protones y dos neutrones.

Tiene una doble carga unitaria positiva de

$2,506 \times 10^{-10}$ u.e.s. y su masa es 4,00280 u.m.a.

El rango de energías de emisión varía, aproximadamente entre 4 y 10 MeV.

4.1- PERDIDA DE ENERGIA POR COLISION

El proceso más importante de pérdida de energía, cuando estas partículas pesadas cargadas interactúan con la materia, es la colisión inelástica con electrones orbitales, de las que deriva ionización.

En ese proceso, el paso de la partícula cerca del electrón hace que su campo ejerza una poderosa atracción sobre el de este último, pudiendo extraerlo de su órbita e impartirle una considerable velocidad.

La partícula pierde algo de energía en el encuentro, y luego de cientos de tales interacciones se frena lo suficiente como para captar dos electrones orbitales y se detiene convertida en un átomo de helio.

4.2- ALCANCE DE LAS PARTICULAS ALFA

Siendo mucho más pesadas que los electrones, las partículas alfa no serán desviadas de su trayectoria por estas interacciones.

La figura III-9 ilustra sobre el número de partículas alfa encontradas a la distancia R de la fuente, para el caso de radiación monoenergética.

Aún las partículas alfa más energéticas pden su energía muy rápidamente al atravesar la materí de manera que sus alcances no son más de unos pocos metros en aire o una pequeña fracción de milímetro en substancias sólidas y líquidas.

El alcance de las partículas alfa varía entre 3 y 7 cm. de aire a 15°C y 760 mm. de presión, aumentando desde el valor menor rápidamente con la energía de las partículas, según puede verse en la figura III-10.

4.3- IONIZACION ESPECIFICA

Las partículas alfa tienen una ionización específica muy elevada; así las partículas de 7,6 MeV comienzan por unos 2000 pares de iones por milímetro de aire, y justo antes del fin de su trayectoria llegan a cerca de 7000 pares.

4.4- OTRAS INTERACCIONES

Entre otros procesos de pérdida de energía de la partícula alfa en su interacción con la materia, y aunque es un evento extremadamente raro, debe mencionarse la desintegración nuclear, resultado de la colisión directa de la partícula con un núcleo.

5- INTERACCION DE LOS NEUTRONES CON LA MATERIA

Las interacciones de los neutrones tienen lugar, fundamentalmente, con los núcleos, en forma de colisiones elásticas o reacciones nucleares.

De tal encuentro puede derivarse la dispersión del neutrón, su absorción por el núcleo con emisión de un fotón o de una partícula pesada, como un protón, o su absorción produciendo fisión nuclear.

6. BIBLIOGRAFIA

Friedlander, G. y Kennedy, J.W.: Nuclear and Radiation
Chemistry

Johns, H.: The Physics of Radiology

Quimby, E. y Feitelberg, S.: Radioactive Isotopes in Medii
cine and Biology

Hine, G.J. y Brownell, G.L.: Radiation Dosimetry.

IV - EQUIPOS Y PROPIEDADES DE LOS RAYOS X

1- TUBOS DE RAYOS X

El tubo de rayos X convencional está **compuesto** por un ánodo y un cátodo colocados dentro de una ampolla de vidrio en la cual se ha hecho el vacío (Figura IV-1).

El ánodo, llamado también blanco o anticátodo, está generalmente formado por una pieza de cobre en cuyo extremo hay un blanco de tungsteno. El cátodo está **compuesto** por un filamento metálico que al ser suficientemente calentado emite electrones de su superficie. Como la temperatura debe ser muy elevada, este filamento se hace generalmente de tungsteno pues este metal tiene un elevado punto de fusión (3.380 °C.).

Si se aplica una diferencia de potencial V entre el ánodo y el cátodo de manera tal que el ánodo sea positivo, los electrones desprendidos del cátodo por el calentamiento del mismo, se dirigen hacia el ánodo. Durante este recorrido, los electrones aumentan su velocidad y por lo tanto su energía cinética la que alcanza el valor máximo cuando llegan al ánodo. Dado que las partículas aceleradas son electrones, la energía máxima expresada en eV, es numéricamente igual a la diferencia de potencial expresada en V .

Cuando estos electrones inciden sobre el ánodo, interaccionan con el mismo y se producen rayos X los cuales

presentan un espectro de energías cuyo valor máximo coincide con la energía máxima de los electrones.

El rendimiento de producción de rayos X en los tubos convencionales es muy bajo y la mayor parte de la energía cinética de los electrones se transforma en calor. En efecto, en primera aproximación el rendimiento es igual a $10^{-6} T.Z$; donde T es la energía de los electrones expresada en keV (o sea la diferencia de potencial expresada en kV) y Z el número atómico del blanco.

Si se emplea un blanco de tungsteno ($Z = 74$), para una diferencia de potencial de 100 kV el rendimiento es menor que el 1%, o sea que más del 99% de la energía entregada al tubo se disipa en forma de calor. Por ello el blanco debe tener un alto punto de fusión y ser capaz de eliminar el calor rápidamente.

El tungsteno es un material sumamente refractario y de alto valor de Z, por lo que se lo utiliza como blanco en el extremo de una pieza de cobre refrigerada por circulación de aceite, agua o aire.

En los equipos de rayos X el calentamiento del cátodo se produce por circulación de corriente eléctrica en el filamento y se verifica que una pequeña variación en la temperatura del filamento provoca una gran variación en el número de electrones que atraviesan el tubo. La diferencia de potencial en cambio, determina la velocidad de

los electrones pero influye poco en el número de electrones que llegan al blanco.

1.1- TUBOS DE RAYOS X PARA DIAGNOSTICO

Estos tubos están destinados a obtener una imagen nítida del elemento biológico que se analiza. Para lograr esto, se requiere que los rayos X surjan de una superficie muy pequeña para evitar problemas de penumbra. Además, la intensidad de los rayos X debe ser suficientemente grande como para que el tiempo sea muy corto y permita obtener la imagen nítida de objetos en movimiento.

Para lograr que los rayos X provengan de una superficie pequeña puede darse al ánodo una pendiente adecuada como la que se indica en la figura IV-2. En ese caso, los electrones inciden sobre la superficie del ánodo, uno de cuyos lados es "a", pero visto desde abajo los rayos X parecen provenir de una superficie menor ya que el lado "a" se proyecta con una longitud $b = a \text{ sen } A$.

Si por ejemplo A es igual a 17° y "a" vale 7 mm, resulta ser "b" igual a 2 mm. aproximadamente. En este caso, si la otra dimensión del ánodo fuera de 2 mm resultaría que los electrones incidirían sobre una superficie de 14 mm^2 , mientras que los rayos X parecerían provenir sólo de 4 mm^2 .

El ángulo A no puede reducirse demasiado pues en ese caso disminuye también el cono útil de rayos X.

Para lograr reducir el tiempo sin que la temperatura del ánodo supere valores tolerables, puede emplearse un ánodo rotatorio (figura IV-3). En este caso el ánodo está distribuido sobre una superficie tronco cónica que gira alrededor de un eje. Entonces, en un instante dado los electrones inciden sobre una pequeña porción del área del ánodo, pero como éste gira, el blanco total resulta ser mucho mayor.

1.2- TUBOS PARA RADIOTERAPIA

En radioterapia, la intensidad de radiación X no necesita ser tan grande como en el caso de los tubos para diagnóstico, pero es mucho mayor la energía media entregada. Esto obliga a colocar un mecanismo capaz de eliminar continuamente el calor producido.

En general, estos tubos están sumergidos en aceite y para eliminar el calor transmitido al aceite se puede agregar un serpentín por donde circula agua o sea puede hacer circular el aceite.

La superficie del ánodo puede ser en ese caso mayor que en el de los tubos de diagnóstico pues es tan importante el problema de penumbra en los de terapia, aunque debe también tenerse en cuenta.

Cuando la energía de los electrones incidentes es muy grande (especialmente por encima de 200 keV), un gran número de electrones es eyectado del ánodo. Estos electrones al interaccionar con otras partes del tubo producen rayos X los cuales pueden introducir una modificación importante en el haz principal de rayos X produciendo penumbra.

Este problema puede evitarse si se rodea al ánodo con un tubo de cobre rodeado a su vez por tungsteno (figura IV-4).

En esta forma, los electrones que surgen del ánodo interaccionan con el cobre y, dado su bajo número atómico ($Z = 29$) la producción de rayos X es mucho menor. Al mismo tiempo los fotones que pueden producirse son en su mayor parte absorbidos por el tungsteno, dado su alto número atómico y su gran densidad.

En correspondencia con el cono útil de rayos X, se coloca una ventana de berilio ($Z = 3$) que puede absorber los electrones secundarios y al mismo tiempo atenúa muy poco el haz de fotones.

En los tubos para terapia el ángulo A del haz varía normalmente entre 26° y 32° , aumentando así el cono útil de rayos X. Las dimensiones del ánodo proyectadas sobre un plano normal al eje principal del haz, son de 5 a 7 mm. de lado.

En los equipos de terapia de contacto con los cuales se trata la piel, se emplea baja tensión y se reduce la distancia del blanco a la piel. En ellos, el ánodo es muy delgado y los rayos X que se producen son transmitidos a través del mismo.

2 - CIRCUITOS PARA EQUIPOS DE RAYOS X

2.1- AUTORRECTIFICADO

La diferencia de potencial que debe existir entre el cátodo y el ánodo se consigue por medio de un transformador que permite elevar la tensión hasta el valor requerido (figura IV-5). En la práctica se agrega al circuito un autotransformador y un reóstato que permiten obtener cualquier tensión hasta un valor máximo.

Todo esto obliga, por supuesto, a emplear tensión alterna, lo cual significa que las polaridades de ánodo y cátodo cambian con el tiempo. Cuando el ánodo es positivo, puede atraer a los electrones que se desprenden por calentamiento del cátodo y hay entonces emisión de rayos X. Pero, cuando el ánodo es negativo, no hay desplazamiento de electrones hacia él y por lo tanto no hay emisión de rayos X.

Si la frecuencia de la corriente alterna es de 50 ciclos por segundo, durante un centésimo de segundo

el ánodo será positivo, durante el centésimo de segundo siguiente será negativo y así sucesivamente (figura IV-6 a). Por lo tanto sólo circulará corriente por el tubo durante el primer centésimo, el tercero, etc. (figura IV-6 b). En tonces en estos intervalos de tiempo se producirán rayos X, y como la intensidad de los mismos aumenta no sólo con la corriente sino también con la tensión, la curva correspondiente presenta un pico más pronunciado que el de la corriente (figura IV-6 c).

2.2- CIRCUITO CON RECTIFICACION DE MEDIA ONDA

Es similar al anterior pero tiene además una válvula rectificadora intercalada en serie con el tubo de rayos X (figura IV-7).

Esta válvula tiene por finalidad impedir que pueda producirse una emisión de electrones desde el ánodo hacia el cátodo. Esto podría ocurrir en el circuito auto-rectificado cada vez que la polaridad del ánodo se hace negativa, si la temperatura del mismo llegara a valores muy elevados.

2.3- CIRCUITO CON RECTIFICACION DE ONDA COMPLETA

En los circuitos anteriores, la polaridad del ánodo variaba con el tiempo y por lo tanto la emisión de rayos X se produce por pulsos.

Rara lograr que el ánodo sea siempre positivo, deben agregarse al circuito válvulas rectificadoras convenientemente dispuestas. Así, por ejemplo, en el circuito de Graetz se emplean cuatro válvulas dispuestas en la forma indicada en la figura IV-8.

Quando el potencial de A es menor que el de B, los electrones siguen el camino ACDEB, y cuando el potencial de A es mayor siguen el camino BCDEA. De esta forma se consigue un flujo continuo de electrones en el tubo en la forma indicada en la figura IV-9.

3 - DISTRIBUCION ANGULAR DE RAYOS X

Quando un haz de electrones de baja energía incide sobre un blanco muy delgado, los rayos X producidos se dirigen preferentemente en direcciones próximas al plano normal a la dirección del haz de electrones.

En un tubo de rayos X, el blanco tiene un espesor suficiente como para detener a todos los electrones, los cuales debido a las sucesivas interacciones modifican su dirección. Por lo tanto los rayos X se producen en este caso en todas direcciones.

Sin embargo, cuando la energía de los electrones aumenta, los rayos X producidos tienden a dirigirse preferentemente en direcciones próximas a la del haz incidente. Por ello en los equipos de altas energías

(mayores que 1 Mev) se emplean en general los rayos transmitidos a través del blanco en la dirección del haz de electrones.

4 - ESPECTROS DE RAYOS X

Cuando un haz de electrones incide sobre un blanco, los rayos X producidos no son monoenergéticos sino que presentan un espectro de energías

La cantidad de energía irradiada por unidad de intervalo de energía de los fotones de bremsstrahlung, disminuye linealmente con la energía de éstos (figura IV-10).

En un tubo de rayos X, los fotones primarios interaccionan con el propio ánodo, el filtro inherente y los filtros que pueden agregarse, modificándose este espectro en la forma indicada en la figura. Se puede observar que los fotones de menor energía son absorbidos en mayor proporción pues la probabilidad de interacción es en ellos mucho mayor.

Por otra parte, debe considerarse también la radiación característica que se produce en el blanco y que contribuye a aumentar la intensidad del haz de rayos X. Sin embargo, con relación a la densidad de flujo de energía total (que es proporcional al área bajo la curva del espectro) este aumento sólo tiene importancia en los equipos de diagnóstico.

5 - VARIACION DE LA EXPOSICION CON LA TENSION Y LA CORRIENTE

Cuando se aumenta la tensión en un tubo de rayos X, los electrones que inciden sobre el blanco tienen mayor probabilidad de producir fotones y éstos tienen además mayor energía, con lo cual aumenta considerablemente la densidad de flujo de energía. Cuando este haz de rayos X atraviesa un filtro, (el cual absorbe preferentemente las bajas energías) la densidad de flujo de energía total resulta proporcionalmente menos afectada cuanto mayor es el voltaje aplicado.

Todo esto justifica que pequeñas variaciones de tensión provoquen aumentos considerables en la densidad de flujo de energía y por lo tanto en la exposición.

Si se representa gráficamente la exposición en función de la tensión aplicada manteniendo constante la corriente del tubo (o sea de electrones que incide en el ánodo), se obtiene una curva como la indicada en la figura IV-11.

Si, en cambio, se mantiene constante la tensión y se aumenta la corriente en el tubo, aumentará en la misma proporción el número de fotones producidos en cada intervalo de energía y por lo tanto la exposición aumentará manteniendo la misma relación. Esto significa que la exposición es directamente proporcional a la corriente que circula por el tubo (figura IV-12).

6 - CALIDAD DE LA RADIACION X

La calidad de la radiación X suele expresarse por medio del hemiespesor o capa hemirreductora (C.H.R.).

La capa hemirreductora se define como el espe sor de absorbente necesario para reducir a la mitad la exposición debida a un haz de radiación X.

Habitualmente, se emplean como absorbentes el aluminio, cobre y plomo para baja (hasta aproximadamente 120 kV) media (120 kV a 1 MV) y alta tensión respectivamente.

Se designa con el nombre de energía efectiva de un espectro de radiación X, a la energía de un haz mo noenergético al cual le corresponde una C.H.R. igual a la del espectro.

Los espesores de distintos materiales que son C.H.R. para un mismo haz de fotones se denominan C.H.R. equivalentes.

En la figura IV-13 se ha representado la expo sición debida a un haz de rayos X cuando entre la fuente y el detector se colocan capas de diferente espesor de un determinado absorbente.

En este caso, el valor de la capa hemirreducto ra, cuando no hay filtro es de 0,5 mm. de aluminio, pues ése es el espesor que reduce la intensidad de exposición de 20 R/min a 10 R/min.

El gráfico de la figura 13, permite también determinar la C.H.R. correspondiente a distintos filtros del mismo material que el absorbente.

En efecto, si por ejemplo se usa un filtro de 1 mm de aluminio la intensidad de exposición resulta igual a 6,4 R/min. El absorbente que corresponde a la ~~mitad~~ de este valor es 2,3 mm, es decir que como ya habia un filtro de 1 mm, será necesario agregar un absorbente de 1,3 mm para reducir la exposición a la mitad. O sea que en este ejemplo la capa hemirreductora sería de 1,3 mm. de aluminio si se usara un filtro de 1 mm. de aluminio.

Analizando el gráfico se puede deducir que el valor de la C.H.R. aumenta al aumentar el espesor del filtro interpuesto. Esto se explica teniendo en cuenta que los fotones de baja energía se absorben con mayor probabilidad y entonces un haz filtrado conserva una mayor proporción de altas energías.

7 - VARIACION DEL ESPECTRO DE ENERGIAS CON EL FILTRO

El empleo de filtros, modifica el espectro de energías en forma similar a la que se indica en el figura IV-14.

Si la curva I corresponde a un cierto filtro, la II corresponde a un filtro mayor que I, y la III a otro mayor que el II. (No se ha dibujado la parte que corresponde a la radiación característica).

En esta figura se observa que la intensidad se modifica poco para energías próximas a la máxima, mientras que para las bajas energías se reduce notablemente al aumentar el filtro. Es decir que, la energía media va aumendo con el filtrado pero por supuesto la densidad de flujo de energía total disminuye.

8 - VARIACION DE LA CALIDAD CON LA CORRIENTE Y LA TENSION APLICADA AL TUBO

De acuerdo con lo expresado anteriormente, el valor de la capa hemirreductora aumenta con la energía; por lo tanto, también aumentará si se incrementa la diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo en el tubo.

Por el contrario, si se modifica la corriente del tubo, si bien aumenta el número de fotones no se alteran los valores relativos del espectro de energías y por lo tanto no varía la capa hemirreductora.

9 - VARIACION DEL RENDIMIENTO EN PROFUNDIDAD EN UN FANTOMA DE AGUA

9.1- VARIACION CON EL FILTRO

Si con un equipo de rayos X se irradia un fantoma de agua, se puede medir con un dosímetro la dosis a distintas profundidades en la dirección eje principal del haz de radiaciones.

El rendimiento en un punto en profundidad se define como la relación entre la dosis en ese punto y la dosis en superficie.

Si se ha realizado la experiencia con un determinado filtro y se representan gráficamente los valores del rendimiento en función de la profundidad, puede obtenerse una curva como la 1 de la figura IV-15.

Repetiendo la experiencia con un filtro mayor, la curva correspondiente (por ejemplo la 2) estará por encima de la anterior.

Si en lugar de representar el rendimiento se graficara la dosis en la unidad de tiempo en función de la profundidad, se obtendrían curvas como las indicadas en la figura IV-16. Aquí, la curva 1 (menor filtro) está por encima de la 2 (mayor filtro).

La razón de la posición relativa de estas curvas en los gráficos anteriores es la siguiente: Como se ha visto, cuando se aumenta el filtro disminuye la densidad de flujo total, y por lo tanto la dosis es menor. Pero por otra parte al aumentar el filtro aumenta la proporción de los fotones de mayor energía y debido a ello se reduce la atenuación del haz.

9.2- VARIACION CON LA TENSION

Si ahora se realiza una experiencia similar a

la anterior pero se mantiene el mismo filtro y se aumenta la tensión de V_1 a V_2 , la curva de rendimiento correspondiente a V_2 estará por encima de la primera (V_1) (figura IV-17).

297 En efecto, se ha visto que al aumentar la tensión, aumenta la exposición y por lo tanto aumenta la dosis (figura IV-18). Al mismo tiempo, el aumentar la tensión disminuye la atenuación del haz pues aumenta la energía de los fotones.

9.3- VARIACION CON LA CORRIENTE DEL TUBO

Cuando lo que se modifica es la corriente que circula por el tubo, el rendimiento en profundidad no se altera ya que si bien es distinto el número total de rayos X que incide sobre el cuerpo, no se modifican los valores relativos del espectro de energías, es decir, no se altera la calidad del mismo (figura IV-19).

La dosis en superficie, en cambio, aumenta en forma directamente proporcional a la corriente pues se ha visto que la exposición aumentaba también en la misma forma. Como las curvas de rendimiento coinciden, las dosis en profundidad también aumentarán en forma proporcional a la corriente. (figura IV-20).

9.4- VARIACION CON LA DISTANCIA DE LA FUENTE A LA SUPERFICIE (D.F.S)

Cuando se cambia la distancia del ánodo a la superficie que se irradia, se modifica la dosis pues no es una variación de la densidad de flujo de energía y además es distinta la contribución por radiación secundaria en los puntos en profundidad. Como este último factor tiene una importancia mucho menor que el primero, se puede afirmar que en primera aproximación la dosis en un punto varía en forma inversamente proporcional al cuadrado de la distancia del ánodo al punto, si se mantiene constante la profundidad del mismo.

Irradiando a distancias d_1 y d_2 (figura IV-21) la relación entre las dosis en superficie será:

$$\frac{D'_0}{D''_0} = \frac{d_2^2}{d_1^2}$$

y para un punto situado a profundidad x : $\frac{D'}{D''} = \frac{(d_2 + x)^2}{(d_1 + x)^2}$

Dividiendo miembro a miembro queda:

$$\frac{D'/D'_0}{D''/D''_0} = \frac{H_1}{H_2} = \frac{(d_2 + x)^2}{d_2^2} \cdot \frac{d_1^2}{(d_1 + x)^2} = \frac{(1 + \frac{x}{d_2})^2}{(1 + \frac{x}{d_1})^2}$$

donde H_1 y H_2 son los rendimientos a la profundidad x para las distancias fuente-superficie d_1 y d_2

Si $d_2 > d_1$ es $1 + \frac{x}{d_2} < 1 + \frac{x}{d_1}$

y entonces: $H_2 > H_1$

Es decir que el aumentar la distancia fuente-superficie aumenta el rendimiento en profundidad, (figura IV-22) pero al mismo tiempo disminuye la dosis pues ésta es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia (figura IV-23).

EN RESUMEN

El aumento del rendimiento en profundidad puede lograrse aumentando cualquiera de los siguientes parámetros:

- a) espesor del filtro
- b) tensión entre cátodo y ánodo
- c) distancia fuente-superficie

El aumento de la dosis en la unidad de tiempo puede lograrse modificando los parámetros siguientes en la forma indicada:

- a) disminuyendo el espesor del filtro
- b) aumentando la tensión
- c) aumentando la corriente
- d) disminuyendo la distancia fuente-superficie

10- RADIACION SECUNDARIA

Cuando sobre un cuerpo incide un haz de rayos X,

la exposición que puede medirse en la superficie del mismo es superior a la que se mediría si no existiera el cuerpo.

Este incremento es debido a la contribución por radiación secundaria que se origina en el mismo cuerpo.

Para energías hasta 400 keV, se define el factor de retrodispersión como la relación entre la exposición en la superficie y la exposición en aire.

El valor del factor de retrodispersión varía con el área del campo en superficie y con la calidad del haz de radiaciones.

En la figura IV-24 se observa que al aumentar el área del campo aumenta el factor de retrodispersión. Esto se debe a que aumenta el volumen irradiado y por lo tanto el número de fotones secundarios que se originan.

En la misma figura se advierte que para un dado campo, la curva presenta un máximo. La razón de esto es la siguiente: para valores muy bajos de C.H.R., corresponden fotones de muy baja energía en los cuales predomina el efecto fotoeléctrico. Al aumentar la energía aumenta la importancia relativa del efecto Compton y por lo tanto aumenta la proporción de fotones secundarios. Para mayores energías, si bien predomina el efecto Compton disminuye la fracción de energía que corresponde a los fotones secundarios y éstos tienden a dirigirse preferentemente en direcciones próximas a la del haz incidente.

En forma similar, se produce también un aumento apreciable de la dosis en puntos situados en profundidad al aumentar las dimensiones del campo. En la figura IV-25 aparecen las curvas de rendimiento en profundidad para distintos campos cuando la C.H.R. es de 1 mm de cobre y la D.F.S. es de 50 cm.

La variación de la calidad del espectro de rayos X también modifica la contribución por radiación secundaria en profundidad. La figura IV-26 muestra el cociente "B" entre la dosis para un campo de 100 cm^2 y la dosis para un campo nulo en función de la C.H.R., para distintas profundidades.

El gráfico de la izquierda corresponde a una D.F.S. de 30 cm. y bajas energías. El de la derecha corresponde a una D.F.S. de 50 cm. y energías mayores.

Se observa que para valores pequeños de C.H.R. (bajas energías) la contribución por radiación secundaria aumenta con el espesor hemirreductor. Para valores mayores de C.H.R. ocurre lo contrario.

También puede observarse que el valor de B aumenta con la profundidad.

BIBLIOGRAFIA

Johns-The Physics of Radiology

Hine and Brownell-Radiation Dosimetry

British Journal of Radiology-Suplemento N° 10.

V - DOSIMETRIA EN FUENTES PUNTUALES GAMMA

TRANSFERENCIA DE ENERGIA DE UN HAZ DE RADIACIONES AL MEDIO IRRADIADO

La transferencia de energía de un fotón a un me dio con el cual interacciona se realiza mediante dos procesos: en el primero, a través de alguno de los tres efectos de interacción conocidos (fotoeléctrico, Compton o formación de pares) el fotón entrega parte o toda su energía a un electrón del medio o al par positrón-electrón en que se materializa, en forma de energía cinética.

En este proceso, la probabilidad de transferencia de energía por unidad de recorrido del fotón al medio está dada por el coeficiente de absorción μ_a .

En el segundo proceso, la energía cinética adquirida por el electrón o positrón se transfiere al medio en el que se mueven, fundamentalmente por colisión con los electrones del medio. La energía transferida por colisión se traduce en ionización y excitación de los electrones.

Cuando el medio absorbente es el aire, se verifica que en promedio se produce un par de iones por cada 33,7 eV de energía transferida por colisión.

- VARIACION DE LA INTENSIDAD DE UN HAZ AL ATRAVESAR UN MEDIO ABSORBENTE

Sea un haz de N fotones colimados que en la

unidad de tiempo inciden sobre una superficie ΔS . Después de atravesar un pequeño espesor de absorbente Δx , se verifica que una parte del haz (ΔN) es eliminado del mismo. El espesor Δx debe ser tal que ΔN resulte despreciable con respecto a N .

Aplicando la definición de coeficiente de atenuación será:

$$\mu = \frac{\Delta N}{N \cdot \Delta x} \quad \text{o sea: } \Delta N = \mu \cdot N \cdot \Delta x \quad (1)$$

Si el haz atraviesa un espesor x , puede deducirse de (1) el valor del número de fotones (N) que emergen por unidad de tiempo sin haber interaccionado con la materia conociendo el número de fotones incidentes en la unidad de tiempo (N_0). Se demuestra que:

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu x}$$

Dividiendo ambos miembros de la última expresión por ΔS y multiplicando por la energía de cada fotón ϵ (supuesto un haz monoenergético) se verifica:

$$\frac{N \cdot \epsilon}{\Delta S} = \frac{N_0 \cdot \epsilon}{\Delta S} \cdot e^{-\mu x}$$

Por definición de intensidad resulta:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (2)$$

Esta expresión da solamente el valor de la intensidad de los fotones que no han interaccionado, pero en la realidad, esta intensidad se ve incrementada por la energía de fotones secundarios que inciden en el punto en cuestión.

Los valores de μ pueden obtenerse de la figura V-1 o de la tabla V-1.

3 - RELACION ENTRE DOSIS EN LA UNIDAD DE TIEMPO E INTENSIDAD

Dividiendo ambos miembros de la expresión (1) por $\Delta m = \Delta S \cdot \Delta x \cdot \delta$, donde Δm es la masa que atraviesa el haz de fotones en el espesor Δx y δ la densidad del medio, resulta:

$$\frac{\Delta N}{\Delta m} = \frac{\mu \cdot N}{\delta \cdot \Delta S} \quad (2)$$

Con esta expresión, se obtiene el número de fotones eliminados del haz por unidad de masa. Si se multiplican ambos miembros por la energía de cada fotón (supuesto un haz monoenergético) será:

$$\frac{\Delta N \cdot \epsilon}{\Delta m} = \frac{\mu \cdot N \cdot \epsilon}{\delta \cdot \Delta S}$$

De acuerdo con la definición de intensidad queda:

$$\frac{\Delta N \cdot \epsilon}{\Delta m} = \frac{\mu}{\delta} \cdot I$$

Con lo cual se obtiene que la energía que es eliminada de un haz de fotones (parte de la cual será luego absorbida localmente y el resto dispersada) por unidad de masa y por unidad de tiempo es igual al producto del coeficiente másico de atenuación por la intensidad del haz.

Pero el coeficiente μ , puede considerarse como la suma de μ_a (coeficiente de absorción energética) y de μ_s que tiene en cuenta la energía eliminada del haz que no es absorbida localmente, es decir la energía dispersada. O sea: $\mu = \mu_a + \mu_s$

Por lo tanto:

$$\frac{\Delta N \cdot \epsilon}{\Delta m} = \frac{\mu_a}{\delta} \cdot I + \frac{\mu_s}{\delta} \cdot I$$

El primer término del segundo miembro representa entonces la energía cedida (por los fotones primarios a electrones y positrones) por unidad de masa y por unidad de tiempo que es absorbida localmente.

Por otra parte, si se considera un elemento de masa Δm , se observa que algunos electrones y positrones que han recibido energía de los fotones dentro de tal elemento de masa, en su trayectoria pueden salir de él y ceder parte de su energía fuera del mismo.

Si el elemento en cuestión se encuentra en una zona de equilibrio electrónico, la energía que sale de Δm será igual a la energía que otras partículas cargadas, puestas en movimiento fuera de Δm , cederán dentro de Δm .

En resumen, en una zona de equilibrio electrónico se verifica que la energía que los fotones ceden a electrones y positrones en un elemento Δm es igual a la energía que electrones y positrones (puestas en movimiento dentro o fuera de Δm) ceden en Δm .

En ese caso el término $I \cdot \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)$ representa también la energía cedida al medio por partículas cargadas (o sea la energía absorbida por el medio) por unidad de masa y de tiempo. Es decir que ese término es igual a la dosis debida al haz primario en la unidad de tiempo en un punto situado en una zona de equilibrio electrónico, o sea:

$$\dot{D} = I \cdot \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right) \quad (3)$$

Los valores de $\left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)$ para aire y para agua pueden obtenerse de la figura V-2 o de la tabla V-1.

4 - CALCULO DE LA INTENSIDAD PARA UNA FUENTE PUNTUAL

Para una fuente puntual de actividad A que emite un fotón de energía ϵ por desintegración se verifica que a una distancia d de la fuente cuando no hay absorbente interpuesto vale:

$$I = \frac{A \cdot \epsilon}{4 \cdot \pi \cdot d^2}$$

Si hubiera un absorbente de espesor x interpuesto

entre la fuente y el punto, sería de acuerdo con (2):

$$I = \frac{A \cdot \epsilon}{4\pi \cdot d^2} e^{-\mu x} \quad (4)$$

5 - DOSIS EN LA UNIDAD DE TIEMPO PARA UNA FUENTE PUNTUAL

De las expresiones (3) y (4) se deduce que la dosis en la unidad de tiempo ($\dot{D}$) en un punto situado en una zona de equilibrio a una distancia d de una fuente de actividad A que emite un fotón de energía por desintegración, cuando existe un absorbente de espesor x entre el punto y la fuente es:

$$\dot{D} = \frac{A \cdot \epsilon}{4\pi \cdot d^2} \cdot \frac{\mu_a}{\delta} \cdot e^{-\mu x} \quad (5)$$

En el caso de un emisor gamma de varias energías ($\epsilon_1, \epsilon_2, \dots$), debe tenerse en cuenta la abundancia relativa por desintegración para cada energía ($p_1, p_2, \dots$) tomándose los coeficientes de atenuación ($\mu_1, \mu_2, \dots$) y de absorción $\left[\left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_1, \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_2, \dots \right]$, correspondientes.

La dosis en la unidad de tiempo se obtendrá sumando los valores deducidos de la expresión (5) para cada energía, o sea:

$$\dot{D} = \frac{A \cdot p_1 \cdot \epsilon_1}{4 \cdot \pi \cdot d^2} \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_1 e^{-\mu_1 x} + \frac{A \cdot p_2 \cdot \epsilon_2}{4 \pi \cdot d^2} \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_2 e^{-\mu_2 x} + \dots$$

Es decir:

$$\dot{D} = \frac{A}{4 \cdot \pi \cdot d^2} \sum_{i=1}^n p_i \epsilon_i \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_i e^{-\mu_i x}$$

(Esta fórmula no tiene en cuenta la contribución por radiación dispersa).

6 - EXPOSICION PRODUCIDA POR UNA FUENTE GAMMA PUNTUAL

De acuerdo con la definición de exposición puede deducirse el valor de la energía absorbida localmente que es originada por interacción en la unidad de masa de aire, en un punto en el cual la exposición es de 1 roentgen:

$$1 \text{ R} = \frac{1 \text{ ues (q)}}{1,29 \cdot 10^{-3} \text{ g}}$$

$$\frac{1 \text{ p.i}}{4,8 \cdot 10^{-10}} \cdot 33,7 \frac{\text{eV}}{\text{p.i}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \frac{\text{erg}}{\text{eV}} \cdot \frac{1}{1,29 \cdot 10^{-3} \text{ g}} =$$

$$\approx 86,9 \frac{\text{erg}}{\text{g}} \quad (6)$$

ya que la carga de un ion es de $4,8 \cdot 10^{-10}$ ues(q), la energía media entregada al aire para formar un par de iones (p.i) es de 33,7 eV y un eV equivale a $1,6 \cdot 10^{-12}$ erg.

De acuerdo con lo visto en el punto 3, la energía cedida por unidad de masa y por unidad de tiempo, que

es absorbida localmente cuando la intensidad de radiación es I , será para el aire igual al producto:

$$I \cdot \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_{\text{aire}}$$

Por lo tanto, teniendo en cuenta el valor obtenido en (6) si se designa con X la exposición en la unidad de tiempo, para un haz de intensidad I , será:

$$\dot{X} = I \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right) \cdot \frac{1}{86,9} \frac{R}{\text{erg/g}} \quad (7)$$

Para una fuente puntual, la exposición en un punto situado a una distancia d , cuando no hay absorbente interpuesto resulta:

$$\dot{X} = \frac{A\epsilon}{4\pi d^2} \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_{\text{aire}} \cdot \frac{1}{86,9} \frac{R}{\text{erg/g}}$$

De esta expresión puede deducirse que, para dos puntos situados a distancias d_1 y d_2 de una misma fuente, la relación entre las exposiciones es inversamente proporcional al cuadrado de esas distancias; es decir:

$$\frac{\dot{X}_1}{\dot{X}_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2}$$

Cuando entre la fuente y el punto se tiene un absorbente de espesor x , si no se considera la radiación dispersa, la exposición, de acuerdo con (2) y (7) es:

$$\dot{X} = I_0 \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_{\text{aire}} \cdot e^{-\mu x} \cdot \frac{1 R}{86,9 \text{ erg/g}}$$

Para una fuente puntual de un emisor gamma de varias energías será:

$$\dot{X} = \frac{A}{4\pi d^2} \cdot \frac{1 R}{86,9 \text{ erg/g}} \cdot \sum_i p_i \epsilon_i \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_{i, \text{aire}} \quad (8)$$

y si existe un absorbente interpuesto:

$$\dot{X} = \frac{A}{4\pi d^2} \cdot \frac{1 R}{86,9 \text{ erg/g}} \cdot \sum_i p_i \epsilon_i \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_{i, \text{aire}} \cdot e^{-\mu_i x}$$

7 - RELACION ENTRE DOSIS Y EXPOSICION

Resulta de interés poder relacionar la exposición en un punto de un determinado medio, con la dosis en la unidad de tiempo en ese mismo punto. Si se expresa la dosis en la unidad de tiempo en rad sobre tiempo y la exposición en roentgen sobre tiempo, de (3) y (7) se tiene:

$$\dot{D} = I \cdot \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_{\text{medio}} \cdot \frac{1 \text{ rad}}{100 \text{ erg/g}} \quad (\text{cuando existe equilibrio electrónico})$$

$$\dot{X} = I \cdot \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_{\text{aire}} \cdot \frac{1 R}{86,9 \text{ erg/g}}$$

Por lo tanto

$$\frac{\dot{D}}{\dot{X}} = \frac{\left(\frac{\mu_a}{\delta}\right)_{\text{medio}}}{\left(\frac{\mu_a}{\delta}\right)_{\text{aire}}} \quad 0,869 \frac{\text{rad}}{R} = f_{\lambda} \frac{\text{rad}}{R}$$

La tabla V-2 da los valores de f_{λ} en agua, hueso y músculo, para energías entre 10 keV y 3 MeV.

En la misma se observa que para las energías y emitidas por los radioisótopos más usuales en radioterapia esta relación vale aproximadamente $0,96 \frac{\text{rad}}{R}$ (para agua y para músculo). O sea que en esos casos se verifica:

$$\dot{D} = \dot{X} \cdot 0,96 \frac{\text{rad}}{R} \quad (9)$$

En la figura V-3 se encuentran graficados los valores de f_{λ} para hueso, músculo y grasa.

8 - CALCULO DE LA CONSTANTE ESPECIFICA DE RADIACION GAMMA (Γ)

De acuerdo con la expresión (8) resulta que para un determinado radionucleido, el valor de la exposición depende sólo de la actividad de la fuente y de la distancia de ésta al punto en cuestión. Por lo tanto pueden reunirse todas las constantes en un solo factor que

se denomina constante específica de radiación gamma (Γ) y que vale:

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{R}{86,9 \text{ erg/g}} \sum_i p_i \epsilon_i \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right)_{i, \text{aire}}$$

En la figura V-4 puede obtenerse el valor de Γ para radiación monoenergética y cuando se considera un fotón por desintegración.

En el caso de un radionucleído que emite varias energías debe tenerse en cuenta la abundancia por desintegración de cada una de ellas, (p_i) multiplicarla por el valor Γ_i que corresponde a cada energía y hacer la suma de esos productos. Es decir que el valor de Γ se obtendrá mediante la siguiente sumatoria: $\Gamma = \sum_i p_i \Gamma_i$.

Los valores de Γ $\left(\text{expresados en } \frac{\text{R} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{Ci}} \right)$ para algunos radionucleídos figuran en la tabla V-3.

Con los valores de Γ , puede calcularse la exposición de la siguiente forma:

$$\dot{X} = \frac{A \cdot \Gamma}{d^2}$$

Cuando se tiene un absorbente de espesor x entre la fuente y el punto y no se considera la contribución por radiación dispersa, la exposición valdrá:

$$\dot{X} = \frac{A}{d^2} \cdot \Gamma \cdot e^{-\mu x}$$

si se puede adoptar un único valor para μ .

En caso contrario, debe hacerse el cálculo de la exposición para cada energía por separado y luego sumar.

Quando se desea calcular la dosis en la unidad de tiempo en tejido acuoso, para los radionucleidos más usuales se verifica, recordando la (9), que:

$$\dot{D} = \frac{A}{d^2} \cdot r \cdot e^{-\mu x} \cdot 0,96 \frac{\text{rad}}{R} \quad (10)$$

(si no se considera la contribución por radiación dispersa, que se reenfoca en el punto en cuestión).

9 - CALCULO DE LA DOSIS ACUMULADA DURANTE UN CIERTO TIEMPO

Sea un emisor gamma de actividad inicial A_0 . Al tiempo t se verificará una actividad $A = A_0 e^{-\lambda t}$; por lo tanto la dosis en la unidad de tiempo será de acuerdo con la (10) y para las condiciones establecidas en el párrafo anterior:

$$\dot{D} = A_0 \frac{e^{-\lambda t} \cdot r \cdot e^{-\mu x}}{d^2} \cdot 0,96 \frac{\text{rad}}{R} = \dot{D}_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Si se desea conocer la dosis acumulada durante un cierto tiempo t se debe integrar la expresión anterior, de lo que resulta:

$$D_{0,t} = \frac{\dot{D}_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

Si el tiempo t es mucho mayor que el período de semidesintegración, el valor de $e^{-\lambda t}$ tiende a 0 y por lo tanto queda:

$$D_{0,\infty} = \frac{\dot{D}_0}{\lambda}$$

Si por el contrario el tiempo t es muy pequeño con respecto al período de semidesintegración, la actividad no habrá variado sensiblemente durante ese tiempo y por lo tanto será:

$$D_{0,t} = \dot{D}_0 \cdot t$$

BIBLIOGRAFIA

- Johns H., The Physics of Radiology
Hine G. y Brownwell G., Radiation Dosimetry
Dosimetría Clínica. (O.I.E.A.)

VI - DOSIMETRIA EN FUENTES LINEALES GAMMA

1 - DEFINICION Y DETERMINACION DE LA DOSIS CUANDO SE CONOCE LA POSICION RELATIVA DEL PUNTO A LA FUENTE

Se denominan fuentes lineales, a las fuentes radiactivas dispuestas de tal manera que una de sus dimensiones es mucho mayor que las otras dos.

En la figura VI-1 se ha representado una fuente lineal de longitud activa L_a . Si es A la actividad total de la fuente el cociente A/L_a dará el valor de la actividad por unidad de longitud. En un elemento de longitud dx , la actividad valdrá entonces $\frac{A}{L_a} \cdot dx$:

La exposición en la unidad de tiempo en un punto P debida a ese elemento dx será:

$$d\dot{X} = \frac{A}{L_a} \cdot \frac{r}{r^2} \cdot dx \quad (1)$$

Pero $\text{tg } \theta = \frac{x}{h}$ y diferenciando queda:

$$\frac{d\theta}{\cos^2 \theta} = \frac{dx}{h}$$

Reemplazando en (1) resulta:

$$d\dot{X} = \frac{A}{L_a} \frac{r}{r^2} \frac{h}{\cos^2 \theta} d\theta$$

Pero $r \cos \theta = h$ luego:

$$d\dot{X} = \frac{A}{L_a} \frac{r}{h} d\theta$$

Integrando entre los extremos de la fuente (figura VI-2) queda:

$$\dot{X} = \frac{A}{L_a} \frac{r}{h} \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta = \frac{A}{L_a} \frac{r}{h} \Phi$$

Esta fórmula no tiene en cuenta la absorción en el filtro que rodea a la fuente ni la absorción en el medio interpuesto entre la fuente y el punto donde se desea conocer la dosis.

Paterson y Parker han tabulado para diferentes longitudes activas de R_a-226 la relación entre exposición y actividad en algunos puntos teniendo en cuenta sólo la absorción en el filtro. Con el mismo criterio fueron calculadas las tablas de Quimby y otras.

Si es posible disponer de curvas de isodosis como la indicada en la figura VI-3 y se desea determinar la dosis en un punto dado, puede procederse de la siguiente manera:

Se convendrá en designar con la letra h la distancia del punto en cuestión (P) al eje de la fuente

(figura VI-4) y con la letra t la distancia del punto medio de la fuente (M) al pie de la perpendicular trazada desde el punto P al eje de la fuente (P').

Una vez conocidos los valores de h y de t, bastará llevarlos al gráfico de las curvas de isodosis (figura VI-3) y obtener por interpolación el valor de la dosis en el punto P por unidad de tiempo y por unidad de actividad.

Multiplicando ese valor por el tiempo de tratamiento y por la actividad de la fuente, se obtiene la dosis total en el punto P debido a esa fuente lineal.

De lo expuesto se deduce que cuando se dispone de tablas o curvas de isodosis, la única dificultad consiste en determinar la posición relativa entre la fuente y el punto.

Este problema puede resolverse con el auxilio de radiografías.

2 - EMPLEO DE RADIOGRAFIAS

La posición relativa entre una fuente y un punto puede obtenerse por medio de dos radiografías ortogonales, por ejemplo una anteroposterior (A-P) y otra lateral (L).

Dado que el foco de un equipo de rayos X se encuentra a una distancia finita de la placa radiográfica,

la imagen obtenida sobre la misma es de mayor tamaño que el objeto que se analiza.

Así por ejemplo (figura VI-5) un objeto de longitud a situado en la zona de interés, se proyecta en la placa en una longitud a'.

El cociente entre a' y a se denominará amplificación y se designará con la letra m, es decir:

$$m = \frac{a'}{a}$$

De la figura VI-5 se deduce que

$$\frac{a'}{a} = \frac{D'}{D}$$

es decir que la amplificación puede obtenerse dividiendo la distancia del foco a la placa por la distancia del foco a la zona de interés.

Otra manera de obtener la amplificación consiste en colocar un anillo metálico a la misma distancia de la placa que la zona de interés. Este anillo se proyectará en general como una elipse, sobre la radiografía.

Se puede deducir que el cociente entre la longitud del eje mayor de esa elipse y el diámetro real del anillo es igual a la amplificación.

Una vez conocido el valor de la amplificación (m), para hallar la verdadera magnitud de un segmento

paralelo a la placa (a), bastará dividir la longitud de su proyección en la radiografía (a'), por la amplificación, es decir:

$$a = \frac{a'}{m}$$

Mediante este cociente, puede obtenerse también el valor aproximado de la proyección normal de un segmento cualquiera ubicado en la zona de interés (figura VI-6).

3 - DETERMINACION DE DISTANCIAS EN GEOMETRIAS SIMPLES

Cuando pueden obtenerse proyecciones ortogonales y las fuentes son paralelas a ambas radiografías, la distancia "h" de un punto cualquiera al eje de la fuente, se obtiene como la hipotenusa de un triángulo rectángulo cuyos catetos son las distancias trazadas sobre las proyecciones del punto a la fuente (u y v, figura VI-7).

Si como caso particular, en una de las radiografías la proyección del punto pertenece a la del eje, la distancia "h" será directamente igual a la distancia del punto a la fuente en la otra proyección. (figura VI-8).

Cuando la fuente es perpendicular a una de las proyecciones (y por lo tanto paralela a la otra) la distancia "h" se obtiene en la primera uniendo la proyección del punto dado con la proyección de la fuente que resulta ser también un punto. (figura VI-9).

En todos estos casos el valor de la distancia "t" se obtiene sobre una proyección paralela a la fuente, trazando la perpendicular del punto dado a la fuente. La distancia del pie de esta perpendicular al punto medio de la fuente es igual a "t".

Si las proyecciones no son ortogonales, debe dividirse cada valor (u, v, h, t) por la amplificación correspondiente.

4 - CALCULO DE DOSIS EN PUNTOS ALEJADOS DE LA FUENTE

Cuando se desea calcular la dosis en un punto situado a una distancia de la fuente tal que ésta pueda considerarse como puntual, será necesario calcular solamente la distancia (d) del punto al centro de la fuente.

Para ello puede aplicarse el método que se describe a continuación:

En la figura VI-10 se han dibujado las proyecciones de un punto P y de una fuente lineal, indicándose con M' y M" las proyecciones del punto medio de la fuente.

Puede deducirse que el valor de la distancia del punto P al punto M (d) se obtiene de la siguiente expresión:

$$d^2 = d_x^2 + d_o^2$$

donde d_x es la proyección de P'M' sobre en eje perpendicular

a la otra placa y d_0 es igual al segmento $P''M''$.

Si se construye un triángulo rectángulo cuyos catetos son iguales a d_x y d_0 , la hipotenusa resulta igual a la distancia d , (figura VI-11).

Cuando se dispone de radiografías debe previamente calcularse la amplificación de cada una y dividir las distancias d_x y d_0 por el valor correspondiente.

Una vez obtenida la distancia d se busca en los gráficos de las figuras VI-27, 28, 29 y 30, el valor correspondiente de la dosis en la unidad de tiempo por unidad de actividad.

Finalmente se multiplica el valor obtenido en el gráfico por la actividad de la fuente y por el tiempo de tratamiento, obteniéndose así la dosis total recibida por el punto en cuestión.

5 - DETERMINACION DE DOSIS EN LOS PUNTOS "A"

Con el fin de analizar este problema de una manera general, se definirán los puntos "A" de la siguiente manera:

Dada una fuente lineal EF (figura VI-12), se lleva a partir del extremo inferior E, un segmento de 2 cm. en la dirección del eje de la misma, obteniéndose el punto C.

Luego se considera la recta que pasa por C y es

perpendicular a la proyección lateral, y se llevan segmentos de 2 cm. a cada lado de C, determinándose así los puntos A_i y A_d .

Resulta muy sencillo determinar la posición relativa de los puntos "A" con respecto a la fuente lineal si se posee una radiografía anteroposterior (Figura VI-13).

Para ello, se mide la proyección l'_x de la fuente sobre un eje perpendicular a la proyección lateral y se divide por la amplificación correspondiente a la radiografía anteroposterior, (m_a) obteniéndose el valor l_x .

Luego se dibujan dos rectas paralelas a una distancia l_x una de la otra (figura VI-14) y haciendo centro en el punto E, se traza un arco de radio igual a la longitud total de la fuente (L) y se determina el punto F en la forma indicada en la figura. Deberá cuidarse que el segmento $\overline{EF}$ se encuentre en una posición similar a la de la radiografía.

A partir de E se lleva entonces el segmento $\overline{EC}$ de 2 cm. de longitud y por C, se traza la perpendicular a las rectas paralelas. Finalmente se llevan segmentos de 2 cm. a cada lado de C y se determinan los puntos A.

Se consigue ubicar así, en verdadera magnitud, a la fuente $\overline{EF}$ y a los puntos "A", en el plano que los contiene. Haciendo uso de las curvas de isodosi correspondiente, se halla entonces la dosis en cada punto "A"

producida por la fuente EF, llevando los valores de h y de t determinados en la forma indicada en la figura VI-15.

Una vez realizada la construcción anterior se puede determinar inmediatamente la posición relativa entre los puntos "A" y cualquier fuente que esté alineada con la EF. En la figura VI-16 se han indicado las distancias h y t para el punto A_d y para una fuente alineada con la EF.

En forma totalmente similar puede calcularse la dosis en los puntos "B" (situados a 5 cm. a cada lado de C) o en cualquier otro punto de la recta $\overline{A_i A_d}$ (figura VI-17).

5.1- LOCALIZACION DE LOS PUNTOS "A" EN LAS RADIOGRAFIAS

Para poder localizar los puntos "A" en las radiografías, es necesario ubicar previamente las proyecciones del punto C.

Para ello, se hacen las siguientes proporciones: en la radiografía anteroposterior:

$$(fig. VI-18) \quad \frac{\overline{E'C'}}{\overline{E'F'}} = \frac{2 \text{ cm}}{L} \quad \text{o sea:}$$

$$\overline{E'C'} = \frac{2 \text{ cm}}{L} \cdot \overline{E'F'}$$

En la radiografía lateral:

(fig. VI-19)

$$\frac{\overline{E''C''}}{\overline{E''F''}} = \frac{2 \text{ cm}}{L} \quad \text{o sea:}$$

$$\overline{E''C''} = \frac{2 \text{ cm}}{L} \cdot \overline{E''F''}$$

Para ubicar los puntos C' y C'' bastará llevar los segmentos $\overline{E'C'}$ y $\overline{E''C''}$ a partir de E' y E'' respectivamente.

En la radiografía lateral, los puntos A_i'' y A_d'' coinciden con C''.

En la radiografía anteroposterior se debe trazar por C' una recta horizontal y llevar a cada lado de C' segmentos iguales al producto de 2 cm. por la amplificación correspondiente (m_a).

5.2- CASO PARTICULAR EN LA DETERMINACION DE DOSIS EN LOS PUNTOS

Se analizará a continuación el caso en el cual todas las fuentes se encuentran alineadas y ubicadas en un plano sagital.

Si se cumplen estas condiciones, la recta $\overline{A_i A_d}$ resulta perpendicular al eje de las fuentes y por lo tanto la distancia h vale 2 cm. para los puntos A (figura VI-20) y 5 cm. para los puntos B.

El valor de t para la fuente inferior (1) se deduce de la figura VI-20.

En efecto:

$$t_I = \overline{MC} = \overline{CE} - \overline{ME} = \overline{CE} - \frac{\overline{EF}}{2}$$

Pero $\overline{CE} = 2 \text{ cm}$ y $\overline{EF} = L$

de donde $t_I = 2 \text{ cm} - \frac{L}{2}$

Cuando la longitud total de la fuente L , es mayor que 4 cm (figura VI-21), se verifica:

$$t_I = \overline{CM} = \overline{NE} - \overline{CE} = \frac{\overline{EF}}{2} - \overline{CE}$$

o sea $t_I = \frac{L}{2} - 2 \text{ cm}$

De manera que en general se tiene

$$t_I = \left| 2 \text{ cm} - \frac{L}{2} \right|$$

para cualquier valor de L .

Para otra fuente alineada con la anterior (figura VI-22) el valor de t se obtiene de la siguiente manera:

$$t_{II} = \overline{CM}_{II} = \overline{EM}_{II} - \overline{EC}$$

Pero $\overline{EM}_{II} = L_I + S + \frac{L_{II}}{2}$

de donde $t_{II} = L_I + S + \frac{L_{II}}{2} - 2 \text{ cm.}$

Si se desconociera el valor de $\underline{s}$, puede obtenerse t_{II} de la radiografía lateral (figura VI-23).

Para ello debe primero ubicarse la proyección del punto C, llevando a partir de E'' un segmento $\overline{E''C''}$ cuya longitud vale aproximadamente

$$\overline{E''C''} = 2\text{cm} \frac{\overline{E''F''}}{L}$$

Luego se mide la longitud $\overline{C''M''}_{II}$ siendo M''_{II} el punto medio de la proyección de la fuente II.

Finalmente se divide este valor medido por la amplificación correspondiente (m_I) y se obtiene t_{II} .

6 - CASO GENERAL PARA LA DETERMINACION DE LAS DISTANCIAS h Y t

Para deducir las fórmulas que permitan calcular estas distancias, se supondrá que se dispone de dos proyecciones normales a 90° una de la otra, en la zona de interés.

Sean $\overline{A'B'}$ y $\overline{A''B''}$ las proyecciones de la fuente AB; P' y P'' las proyecciones del punto P cuya dosis deseamos averiguar y M' y M'' los puntos medios de las proyecciones $\overline{A'B'}$ y $\overline{A''B''}$ (figura VI-24).

Si consideramos el vector con origen en P y extremo en M y el vector de origen A y extremo B (figura VI-25), resultará por definición de producto escalar:

$$\overline{AB} \times \overline{PM} = |\overline{AB}| \cdot |\overline{PM}| \cos C$$

Pero $|\overline{PM}| \cos C = t$ por lo tanto $t = \frac{\overline{AB} \times \overline{PM}}{|\overline{AB}|}$

$|\overline{AB}|$ es en realidad la longitud total de la fuente y que se designará con L . El producto escalar que figura en el numerador es, de acuerdo con el álgebra vectorial, igual a la suma de los productos de las proyecciones sobre 3 ejes ortogonales.

En la figura VI-24, se han indicado con x, y, z , los ejes correspondientes; con l_x, l_y, l_z las proyecciones de la fuente sobre esos ejes y con d_x, d_y, d_z , las proyecciones de la distancia (d) del punto P al centro de la fuente. Se ha indicado además el sentido de cada uno de esos segmentos de acuerdo con la figura VI-25.

De todo lo dicho resulta entonces que:

$$t = \sum \frac{l_i \cdot d_i}{L} = \frac{1}{L} (l_x d_x + l_y d_y + l_z d_z)$$

El valor de la distancia d puede calcularse fácilmente si se recuerda que el cuadrado de la distancia entre dos puntos es igual a la suma de los cuadrados de las proyecciones del segmento que determinan dichos puntos, o sea:

$$d^2 = d_x^2 + d_y^2 + d_z^2$$

Finalmente, de la figura VI-4 se deduce aplicando el teorema de Pitágoras que:

$$d^2 = h^2 + t^2 \quad \text{o sea } h = \sqrt{d^2 - t^2}$$

De esta forma, se obtendrían los valores de h y de t buscados. Sin embargo, para deducir estas fórmulas se supuso que se disponía de dos proyecciones normales y las radiografías son en realidad proyecciones centrales.

Para corregir esta situación, se dividen los valores medidos en cada radiografía por la amplificación correspondiente. De esta manera si bien no se consiguen los mismos valores que se obtendrían con proyecciones normales, la diferencia puede considerarse despreciable para los fines buscados.

EJEMPLO

En la figura VI-26, se han representado las copias de dos radiografías tomadas a 90° (una antero-posterior y otra lateral por ejemplo). En las mismas se han indicado: las proyecciones de una aguja de Ra-226 cuya longitud activa es de 3 cm. y su longitud total L:4,1 cm.;

las proyecciones de un punto P en el cual se desea calcular la dosis, y las proyecciones de dos anillos de diámetro $a = 2$ cm. cada uno. (Se considera que la zona de interés está situada en las proximidades del eje del cuerpo).

Se comienza el cálculo determinando la amplificación para cada placa:

En la de la izquierda será:

$$m_i = \frac{a'}{a} = \frac{2,5}{2} = 1,25$$

En la de la derecha será:

$$m_d = \frac{a''}{a} = \frac{2,4}{2} = 1,2$$

En la figura VI-26 se han indicado con flechas los sentidos adoptados para las proyecciones. Al fijar los mismos sólo debe cuidarse la correspondencia en ambas proyecciones de los orígenes y de los extremos.

Para el valor de las proyecciones sobre el eje z se han tomado los correspondientes a la copia de la derecha. El cálculo sería similar si se tomaran las proyecciones sobre z en la de la izquierda, teniendo en cuenta la amplificación correspondiente.

En nuestro caso será:

$$l_x = l'_x : m_i = 2,6 : 1,25 = 2,08 \text{ cm}$$

$$l_y = l'_y : m_d = -3,4 : 1,2 = -2,83 \text{ cm}$$

$$l_z = l'_z : m_d = 2,5 : 1,2 = 2,08 \text{ cm}$$

$$d_x = d'_x : m_i = 1,3 : 1,25 = 1,04 \text{ cm}$$

$$d_y = d'_y : m_d = -3,2 : 1,2 = -2,67 \text{ cm}$$

$$d_z = d'_z : m_d = -0,7 : 1,2 = -0,58 \text{ cm}$$

Puede confeccionarse un cuadro en la forma que se indica en la última página de este capítulo.

Con los valores de h y t calculados, se obtiene de las curvas de isodosis el valor: 0,9 rad/h. mCi. Si la actividad de la fuente fuera por ejemplo de 10 m Ci, la dosis en la unidad de tiempo en el punto P resultaría igual a 9 rad/h.

Finalmente si la aplicación durara 6 días (144 horas) la dosis acumulada en P sería de 1.296 rad.

7 - RESUMEN Y CONSIDERACIONES PRACTICAS

Dentro de la terapia con fuentes radiactivas, reviste importancia la que se realiza con fuentes lineales.

Se denominan fuentes lineales a las fuentes radiactivas dispuestas de tal manera que una de sus dimensiones es mayor que las otras dos.

Estas fuentes se presentan generalmente bajo la forma de tubos o agujas y últimamente se están empleando en forma de alambres.

Los elementos radiactivos más empleados en el país son ^{226}Ra , ^{60}Co y ^{137}Cs . Cada uno de éstos tiene ventajas y desventajas con respecto a los otros dos, que el radioterapeuta deberá conocer para poder seleccionar el que más le convenga.

El Ra-226 posee la ventaja de su largo período de semidesintegración, por lo cual, prácticamente, no tiene decaimiento. Al decaer, este radioisótopo produce Rn-222 que es un gas inerte radiactivo. Si bien el Ra-226 va encapsulado, con el uso estas cápsulas pueden deteriorarse produciéndose pérdidas de Rn-222 con el consiguiente peligro para el personal que lo utiliza. Estas fuentes requieren una revisión periódica para detectar esas pérdidas y un manejo cuidadoso de ellas. El Co-60 no tiene este problema, tiene una constante específica mayor, pero tiene la desventaja de su pronto decaimiento. El Cs-137 tampoco tiene el problema del Ra-226 y posee con respecto al Co-60 la ventaja de tener un período de semidesintegración mucho más largo; pero su constante específica es menor y tiene menos actividad específica (mayor volumen para una misma actividad).

Todas estas fuentes son de uso corriente en ginecología e implantes.

Conviene aclarar, que las técnicas de cálculo empleadas, involucran una serie de unidades, tales como, mCi destruidos (MCD) y mg.h.

Es más conveniente en la actualidad, que se emplee la unidad de dosis rad. Las curvas de isodosís para estas fuentes vienen expresadas en rad/mCi h.

La relación entre las unidades mencionadas, es la siguiente:

$$\begin{aligned} 1 \text{ mCi destruido (MCD)} &= 133,33 \text{ mg h de } ^{226}\text{Ra} \\ 1 \text{ mg } ^{226}\text{Ra} &= 0,976 \text{ mCi de } ^{226}\text{Ra} \end{aligned}$$

Si se poseen fuentes distintas de la de Radio, es común expresar sus actividades en mCi (o en mg) de Radio equivalente.

La actividad equivalente de una fuente radiactiva, es igual a la actividad de una fuente de radio que a igual distancia produce la misma exposición que la fuente en cuestión.

1 mCi de Co-60	equivale a	1,59 mCi de Ra-226
		o 1,62 mg de Ra-226 (x)
1 mCi de Cs-137	"	a 0,384 mCi de Ra-226
		o 0,393 mg de Ra-226 (x)
1 mCi de Ta-182	"	a 0,8 mCi de Ra-226
		o 0,82 mg de Ra-226 (x)
1 mCi de Ir-192	"	a 0,568 mCi de Ra-226
		o 0,58 mg de Ra-226 (x)
1 mg de Ra-226(x)	"	a 0,615 mCi de Co-60
1 mg de Ra-226(x)	"	a 2,5 mCi de Cs-137
1 mg de Ra-226(x)	"	a 1,21 mCi de Ta-182
1 mg de Ra-226(x)	"	a 1,72 mCi de Ir-192

(x): con filtración de 0,5 mm de Pt.

7.1- MODO DE EMPLEO DE LAS CURVAS DE LA FIGURA VI-31

El punto 0 está a nivel del orificio externo del cuello de útero. El médico conoce la longitud total de los tubos colocados y, si intercalara perlas u otro separador entre los tubos, conocería el diámetro o la longitud de ellos, además de la actividad de cada fuente. Estos datos son suficientes para trabajar con las curvas y determinar las dosis en los puntos "A" y "B".

Supongamos que colocamos tres tubos en la sonda intrauterina y dos tubos en los colpostatos según el esquema de la figura:

Tubo I		$L_t = 20\text{mm de } 6,66 \text{ mg Ra-226}$
Tubo II		$L_t = 25\text{mm de } 13,3 \text{ mg Ra-226}$
Tubo III		$L_t = 25\text{mm de } 13,3 \text{ mg Ra-226}$
Colpostato:		c/u $L_t = 25\text{mm de } 13,3 \text{ mg Ra-226}$

Pasos a seguir:

1°) Se mide la distancia del punto medio de cada fuente al punto 0.

Para nuestro caso son las siguientes:

Fuente I = 6 cm

Fuente II = 3,75 cm

Fuente III = 1,25 cm

2°) Se ubican estos valores en el eje de las abscisas; se trazan por los mismos paralelos al eje de las ordenadas, y sus intersecciones con las curvas A o B, dan las contribuciones de cada fuente al punto "A" o "B" (según la curva que se lea), por unidad de carga y de tiempo (rad/h-mCi).

Hacemos esto para cada fuente de la sonda y obtenemos los siguientes valores:

Fuente I) para "A" 0,295 rad/(h.mCi)

" "B" 0,175 rad/(h.mCi)

Fuente II) " "A" 0,95 rad/(h.mCi)

" "B" 0,284 rad/(h.mCi)

Fuente III) " "A" 1,42 rad/(h.mCi)

" "B" 0,272 rad/(h.mCi)

La contribución de los colpostatos a los puntos "A" y "B" es fija, y es para "A" = 1,03 rad/h mCi y para "B" = 0,515 rad/h mCi.

3°) Se expresan las actividades de las fuentes en mCi de ^{226}Ra . En nuestro ejemplo debemos transformar los mg de ^{226}Ra en mCi de ^{226}Ra .

Para la fuente I;

$$6,66 \text{ mg } ^{226}\text{Ra} \times 0,976 \text{ mCi } ^{226}\text{Ra}/\text{mg } ^{226}\text{Ra} = 6,5 \text{ mCi}$$

Para las otras fuentes;

$$13,33 \times 0,976 = 13,01 \text{ mCi } ^{226}\text{Ra}$$

4°) Se multiplican las actividades de las fuentes (expresadas en mCi de ^{226}Ra) por las contribuciones correspondientes, obtenidas en el paso 2°).

Punto "A"

Fuente I) 0,295 rad/(h.mCi) x 6,5 mCi = 1,92 rad/h

Fuente II) 0,95 " " x 13,01 " = 12,36 "

Fuente III) 1,38 " " x 13,01 " = 17,95 "

Contr. de los colpos.)

1,03 " " x 13,01 " = 13,4 "

Total en el punto "A" 45,63 "

Punto "B"

Fuente I) 0,175 rad/(h.mCi) x 6,5 mCi = 1,14 rad/h

Fuente II) 0,248 " " x 13,01 " = 3,23 "

Fuente III) 0,272 " " x 13,01 " = 3,53 "

Contr. de los colpos.)

0,515 " " x 13,01 " = 6,7 "

Total en el punto "B" 14,60 "

Ya hemos obtenido la dosis en la unidad de tiempo en "A" y "B".

Suponiendo que se quieran entregar en el punto "A" 6.000 rad, el tiempo será:

$$\frac{6.000 \text{ rad}}{45,59 \text{ rad/h}} = 131,6 \text{ h} \approx \underline{132 \text{ horas}}$$

Cuando la dosis en el punto "A" es de 6.000 rad, el punto "B" recibe:

$$14,61 \text{ rad/h} \times 132 \text{ h} = \underline{1929 \text{ rad}}$$

Nota: El valor de la contribución de los dos colpostatos, se ha tomado adoptando una posición promedio de los mismos.

BIBLIOGRAFIA

Johns H. The Physics of Radiology

Hine G.J. y Brownell G.L. Radiation Dosimetry

Paterson, Parker. Radium Dosage

Fuente	l'_x	l'_y	l'_z	d'_x	d'_y	d'_z	l_x	l_y	l_z	d_x	d_y	d_z
	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm
1	+2,6	-3,4	+2,5	+1,3	-3,2	-0,7	+2,08	-2,83	+2,08	+1,04	-2,67	-0,58

$l_x d_x$	$l_y d_y$	$l_z d_z$	$\sum l_i d_i$	t	d_x^2	d_y^2	d_z^2	d^2	t^2	h^2	h
cm ²	cm ²	cm ²	cm ²	cm	cm ²	cm ²	cm ²	cm ²	cm ²	cm ²	cm
2,16	7,56	-1,21	8,51	2,07	1,08	7,12	0,34	8,54	4,28	4,26	2,06

VII - INSTRUMENTACION PARA DOSIMETRIA

1 - INTRODUCCION

Los instrumentos empleados en dosimetría tienen por finalidad determinar la energía absorbida por unidad de masa (es decir, la dosis) en el elemento irradiado que se está analizando.

En la práctica se utilizan con mayor frecuencia detectores gaseosos (especialmente cámaras de ionización) pero también puede efectuarse la dosimetría con indicadores químicos, con métodos calorimétricos, con filmes fotográficos, o con dosímetros sólidos (por cambio de color, por cambio de conductividad eléctrica, por fotoluminiscencia o por termoluminiscencia).

2 - DETECTORES GASEOSOS DE RADIACIONES IONIZANTES

Cuando un haz de radiaciones atraviesa un medio cualquiera, interacciona con el mismo y se producen ionizaciones ya sea por acción directa o indirecta.

Si entre dos electrodos, entre los cuales se aplica una diferencia de potencial V , existe un gas que es atravesado por radiaciones, los iones formados en el mismo, tienden a dirigirse hacia los electrodos de signo contrario (figura VII-1).

Sea q la carga eléctrica de los iones de cada signo producidos inicialmente por una cierta radiación en la masa del gas considerado. Si la tensión que se aplica

es muy pequeña, los iones se desplazan lentamente hacia los electrodos y pueden en su mayor parte recombinarse antes de alcanzarlos.

Por lo tanto, la carga colectada será menor que q' (figura VII-2, curva I) hasta que la tensión alcance un valor V_i necesario para que todos los iones formados inicialmente sean colectados.

Desde V_i hasta un cierto valor V_c la carga colectada se mantiene aproximadamente constante, y ésta es la zona en la cual trabaja la cámara de ionización.

Cuando la tensión es mayor que V_c los iones formados inicialmente adquieren suficiente energía como para producir a su vez ionizaciones que aumentan el valor de la carga colectada. En esa zona se emplea el contador proporcional.

Si la diferencia de potencial entre los electrodos se aumenta aún más, se llegará a un valor de tensión V_0 a partir del cual la ionización secundaria es tal que todo el gas queda ionizado y la carga colectada es independiente de la ionización inicial. El contador Geiger-Muller trabaja en esta zona de tensiones.

Si la carga producida por ionización inicial es mayor que q' , la curva correspondiente (II) estará por encima de la I en la zona de cámara de ionización y de contador proporcional pero en la zona Geiger Muller, ambas curvas coinciden.

CAMARA DE IONIZACION

Los detectores gaseosos constan en general de un electrodo exterior cilíndrico y un electrodo interior consistente en una varilla metálica colocada en correspondencia con el eje del cilindro (figura VII-3).

Cuando un detector trabaja en la zona de cámara de ionización, puede coleccionar prácticamente todas las cargas producidas en la ionización inicial y la corriente que puede detectarse mide en cierta escala la energía que el haz de radiaciones cede al gas en la unidad de tiempo.

Esta cámara no es adecuada para medir el número de partículas o fotones que llegan a la misma.

CONTADOR PROPORCIONAL

Si una radiación ionizante atraviesa un detector que trabaje en la zona de contador proporcional, el número de iones coleccionados será, para una tensión dada, proporcional al número de iones producidos inicialmente y por lo tanto proporcional a la energía cedida al gas encerrado en el detector.

Debido a esto es posible medir la energía entregada al contador por cada partícula, ya que se registra un pulso de tensión proporcional a la carga coleccionada.

Al mismo tiempo, contando el número de pulsos, es posible conocer el número de partículas que interaccionan con el detector.

Para que la medición realizada sea correcta, es necesario que las partículas interaccionen con una separa-

ción en el tiempo tal que los pulsos de tensión no se superpongan.

El equipo electrónico asociado al contador posee un discriminador que impide el registro de pulsos de altura inferior a un valor dado con el fin de eliminar los pulsos de ruido.

Dado que en los contadores proporcionales la carga colectada es mucho mayor que la producida inicialmente, se logran pulsos de tensión suficientemente grandes como para ser detectados a pesar del discriminador. Esto no sería posible con una cámara de ionización.

CONTADOR GEIGER MULLER

Cuando un detector trabaja en la zona Geiger Muller no es posible analizar la energía cedida por las radiaciones ionizantes pues-como se ha visto la carga colectada es independiente de la ionización inicial.

Este detector se lo emplea para conocer el número de radiaciones que interaccionan con el mismo pues es suficiente una ionización inicial para que se detecte un pulso de tensión.

3 - INSTRUMENTOS PARA LA MEDIDA DE LA EXPOSICION

3.1- CAMARA DE AIRE LIBRE O CAMARA "STANDARD"

Estas cámaras se usan como patrones primarios para la medición de exposiciones. En estas cámaras el

volumen es mucho mayor que la zona donde ocurre la ionización primaria, de modo de recoger todos los iones provenientes de la ionización secundaria causada por los electrones puestos en movimiento por la radiación.

Consisten en una cámara blindada con un colimador de entrada (figura VII-4). La fuente de radiación debe estar lo suficientemente alejada como para permitir un haz prácticamente paralelo dentro de la cámara.

Los electrodos están a una distancia del haz mayor que el alcance de los electrones secundarios más energéticos.

El campo eléctrico debe ser paralelo y esto se consigue con electrodos suplementarios, de los cuales no se saca corriente de ionización a medir.

De esta manera, el volumen (V) donde ocurre la interacción primaria de la radiación γ o X que origina la ionización que se mide, está dado por:

$$V = \pi . r^2 . L$$

donde r es el radio de la abertura del colimador y L es la longitud del electrodo colector. En ese volumen se transfiere energía de la radiación a electrones, los que luego la disipan en un volumen mayor, definido por la distancia entre los electrodos.

Si i es la corriente de ionización obtenida, la exposición en la unidad de tiempo en röntgen/seg, resulta, en condiciones normales de temperatura y presión:

$$\dot{X} = \frac{i \text{ (Amp)}}{\pi r^2 \cdot L \text{ (cm)}} \cdot \left[3 \times 10^9 \frac{\text{ues(q)}}{\text{seg. Amp.}} \right] \cdot \left[1 \frac{\text{röntgen}}{\text{ues(q)/cm}^3} \right]$$

Las dimensiones lineales de la cámara pueden ser reducidas aumentando la presión del gas, de modo de disminuir el alcance de los electrones. Estas cámaras son demasiado pesadas y voluminosas para mediciones de rutina y son sólo usadas como patrones primarios de calibración.

3.2- CAMARA DEDAL

Consiste en una pequeña cámara de ionización que contiene aire y cuya pared es de un material equivalente al aire, de un espesor por lo menos igual al alcance máximo de los electrones más energéticos que se ponen en movimiento por interacción de la radiación con la pared de la cámara. (figura VII-5).

El fundamento que permite emplear esta cámara como un instrumento para medir la exposición en un campo de radiaciones es el siguiente: Considérese un pequeño volumen (ΔV) de aire rodeado de aire atravesado por un haz de fotones (figura VII-6). Si ese volumen se encuentra en una zona de equilibrio, la energía que ceden al

medio (incluido ΔV) los electrones y positrones en movimiento en ese volumen, será igual a la parte de la energía que ceden en ese volumen los electrones y positrones puestos en movimiento en todo el medio (incluido ΔV).

Por lo tanto el número de pares de iones que forman en el medio (incluido ΔV) los electrones y positrones puestos en movimiento en ese volumen, es igual al número de pares de iones que se producen dentro de ese volumen.

En ese caso, si se puede recoger la carga eléctrica de cada signo (ΔQ) de los iones formados en ese elemento de volumen y se conoce la masa Δm de dicho volumen, se puede calcular la exposición en ese lugar, dividiendo esas magnitudes. Si se expresa ΔQ en es y Δm en g para obtener la exposición en roentgen se hará $\frac{\Delta Q}{\Delta m} \times 1,293 \times 10^{-3}$. En condiciones normales de temperatura y presión se verifica que la exposición en roentgen se obtiene directamente dividiendo ΔQ por ΔV .

Si el aire que rodea al elemento de volumen analizado, se condensa en una pared que rodea a dicho volumen, se obtiene prácticamente el mismo resultado.

Para lograr el equilibrio electrónico, es necesario que el espesor de esa pared sea por lo menos igual al alcance máximo de los electrones puestos en movimiento (figura VII-7). Por otra parte conviene que esa

pared sea lo más delgada posible a fin de que la absorción en la misma no altere sensiblemente el valor de la exposición

Cuando la energía de los fotones incidentes es superior a 3 MeV es imposible lograr el equilibrio electrónico. Esta es una de las razones por la cual no se recomienda la medida de la exposición para energías por encima de ese valor.

En la práctica se utilizan como materiales para la construcción de la pared, aquéllos que se comportan en forma equivalente al aire (por ejemplo la baquelita) y se recubre el interior de la pared con una delgada capa de un material conductor, que hará de electrodo (por ejemplo aluminio o grafito).

La carga ΔQ pueda medirse de dos maneras. Si se hace circular por un circuito exterior es posible medir la intensidad de corriente y en consecuencia calcular la exposición en la unidad de tiempo.

Si en cambio se aplica una diferencia de potencial conocida entre los electrodos, sin conectar la cámara a un circuito exterior, al irradiarla durante un cierto tiempo la caída de potencial será proporcional a la carga colectada. Conociendo la capacidad de la cámara podrá calcularse ΔQ y de esa manera determinar la exposición durante el tiempo de irradiación.

A pesar de que, como se ha visto, es posible

determinar directamente la exposición con una cámara dedal, calculando $\Delta Q/\Delta V$, en la práctica se calibra esta cámara contra un equipo patrón.

Uno de los motivos por el cual conviene efectuar tal calibración es la imposibilidad de conseguir una pared para la cámara que se comporte exactamente igual que el aire para cualquier energía del haz de fotones incidentes.

Pequeñas diferencias en el número atómico efectivo de la pared con respecto al número atómico efectivo del aire hacen que la respuesta de la cámara varíe con la energía, especialmente cuando predomina el efecto fotoelétrico, es decir a bajas energías.

Por lo tanto, cuando se emplea una cámara dedal para medir exposiciones, es necesario disponer de una curva de calibración en función de la energía que permita corregir las lecturas realizadas.

Esta curva está dada para determinadas condiciones de temperatura y presión (T_c y P_c). Habitualmente P_c vale 760 mm de Hg y $T_c = 295^\circ \text{ K}(22^\circ \text{ C})$. Cuando la cámara no es estanca y al efectuar una medición la temperatura y/o la presión son distintas de T_c y P_c debe efectuarse una corrección multiplicando por el factor siguiente: $F(T,P) \frac{P_c}{P} \cdot \frac{T}{T_c}$ donde T y P son la temperatura y la presión en el momento de la medición. Las temperaturas T y T_c deben expresarse en grados Kelvin.

En resumen, cuando se realiza una medición con una cámara dedal, y se ha obtenido una lectura L, el valor de la exposición se obtiene aplicando la fórmula:

$$X = L \cdot K_E \cdot F(T,P)$$

donde K_E es el factor que se obtiene de la curva de calibración de la cámara en función de la energía efectiva del haz de radiaciones.

3.3- FILMES MONITORES

Este tipo de dosimetría es usado ampliamente para el monitoreo del personal expuesto profesionalmente a radiaciones.

Los filmes constan de cristales de bromuro de plata suspendidos uniformemente en gelatina. Cuando la radiación atraviesa la emulsión se liberan electrones y algunos átomos de plata se neutralizan (se reducen), formándose una "imagen latente". Si se añade un agente reductor débil, los cristales que tienen "núcleos reducidos" completan su reducción. Este proceso es el revelado de la película. Mediante algunos ácidos débiles, tales como el ácido acético, se detiene el proceso de revelado y subsiguientemente se eliminan los cristales no desarrollados con soluciones de tiosulfato. Este proceso se denomina fijado de la película.

El velado del film está relacionado con la exposición a la cual estuvo sometido. Este velado suele expresarse cuantitativamente por la densidad óptica del film revelado (D_{op}) definida por:

$$D_{op} = \log \frac{I_0}{I}$$

siendo I_0 la iluminación de un haz de luz cualquiera incidente sobre el film e I la iluminación del haz emergente.

Las densidades ópticas son medidas con densitómetros, que consisten en una fuente luminosa, una fotocélula y un circuito medidor de corriente.

Para bajas exposiciones, la densidad óptica es prácticamente proporcional a la exposición; a valores altos la relación se aparta de la linealidad. El tipo de curva es relativamente independiente de la energía de la radiación; no obstante, los valores absolutos dependen mucho de esa energía. Por este motivo, para determinar las dosis recibidas durante el trabajo con radiaciones, se debe tener información sobre las energías involucradas. Esto resulta normalmente difícil de obtener y por lo tanto debe incluirse en el sistema dosimétrico alguna manera de estimar la energía de la radiación.

Habitualmente los filmes son cubiertos parcialmente por diversos absorbentes. La energía aparente de la

radiación puede determinarse por la relación entre las densidades de zonas blindadas y descubiertas.

Para calibrar el sistema fotográfico de monitoraje se exponen filmes a exposiciones conocidas, producidas por radiaciones de energía diversa. De esta manera se obtienen varias curvas de densidad contra exposición (figura VII-8).

Con los filmes cuya exposición se quiere determinar se sigue el siguiente procedimiento: a) se estima la energía aparente de la radiación según lo mencionado anteriormente; b) entrando en la curva de energía correspondiente se obtiene la exposición.

El revelado de los filmes de calibración y de los usados como monitores debe hacerse simultáneamente. Las condiciones de temperatura del baño, agitación y tiempo de revelado influyen fuertemente sobre la relación densidad -exposición y deben ser mantenidos bajo estricto control.

4 - DETERMINACION DE LA DOSIS

4.1- CALCULO DE LA DOSIS CUANDO SE CONOCE LA EXPOSICION

De acuerdo con lo expresado en el punto 7 del capítulo V. (Dosimetría de fuentes Puntuales Gamma) puede calcularse el valor de la dosis (o de la dosis en la

unidad de tiempo) en un punto, en un medio dado, conociendo la exposición (o la exposición en la unidad de tiempo) en dicho punto. (figura VII-9).

La fórmula que vincula esas magnitudes es:

$$D(\text{rad}) = X (\text{roentgen}) \cdot f_{\lambda}$$

y es válida sólo cuando existe equilibrio electrónico. En realidad, al introducir la cámara en un punto de un medio cuya dosis se desea averiguar, se produce un desplazamiento del medio y la exposición medida no corresponde exactamente al valor buscado. Sin embargo, el error que se comete es menor que el 1% para energías menores que 2 MeV.

Los valores de f_{λ} pueden obtenerse de la tabla V-2 o de la figura V-3, en función de la energía efectiva del haz de fotones que inciden en el punto en cuestión.

4.2- TEORIA DE BRAGG Y GRAY

La teoría de Bragg y Gray permite determinar la dosis en un medio, en función de la ionización producida en un gas introducido en una pequeña cavidad dentro del medio.

Cuando un haz de fotones interacciona con un medio, se ponen en movimiento electrones y positrones que ceden su energía al medio por colisión (ionización y excitación).

Si se introduce en el medio una cierta masa de gas en una cavidad suficientemente pequeña como para que no se altere la distribución de electrones secundarios, se tendrá la misma densidad de flujo de electrones dentro y fuera de la cavidad (figura VII-10).

Por lo tanto la relación entre la dosis en el medio (D_m) y en el gas (D_g) será igual a la relación entre los poderes máscos de frenamiento en el medio (S_m) y en el gas (S_g); (Pues la dosis es igual al producto de la densidad de flujo de electrones y positrones por el poder máscico de frenamiento, cuando no se tiene en cuenta la energía perdida por radiación).

O sea:

$$\frac{D_m}{D_g} = \frac{S_m}{S_g} = S_g^m \quad (1)$$

donde S_g^m es el poder máscico de frenamiento del medio relativo al gas.

Si se conoce el número de pares de iones que se han formado por unidad de masa en el gas (J), y se sabe cuál es la energía media necesaria para la producción de un par de iones (W) la dosis en el gas se puede determinar por la expresión siguiente:

$$D_g = W.J. \quad (2)$$

De (1) y (2) resulta el valor de la dosis en el medio según la expresión de Bragg y Gray:

$$D_m = S_g^m \cdot W.J. \quad (3)$$

Cuando el gas es aire, el valor de W es aproximadamente igual al $33,7 \frac{\text{eV}}{\text{p.f}}$

Si se mide en u.e.s.(q) la carga ΔQ que se produce en la cavidad y se conoce el volumen ΔV de dicha cavidad medido en cm^3 (figura VII-11), se verifica que en condiciones normales de temperatura y presión resulta para el aire:

$$D_a = W.J.(\text{rad}) = 0,869 \cdot \frac{\Delta Q \text{ (u.e.s.)}}{\Delta V \text{ (cm}^3\text{)}}$$

En ese caso, la dosis en el medio que rodea a la cavidad será:

$$D_m(\text{rad}) = S_a^m \cdot 0,869 \cdot \frac{\Delta Q \text{ (u.e.s.)}}{\Delta V \text{ (cm}^3\text{)}} \quad (4)$$

4.3- DETERMINACION DE LA DOSIS APLICANDO LA TEORIA DE BRAGG Y GRAY

Cuando se dispone de una cámara de pequeña cavidad (de volumen ΔV) cuya pared tiene una composición atómica conocida puede determinarse la dosis midiendo la carga ΔQ producida en el gas dentro de la cavidad (figura VII-12).

De acuerdo con la (4), la dosis en la pared (D_p) será:

$$D_p = 0,869 \cdot S_a^p \cdot \frac{\Delta Q}{\Delta V} \quad (5)$$

en condiciones normales de temperatura y presión.

Si la cámara se coloca en una zona de equilibrio electrónico la relación entre las dosis en el medio que rodea a la cámara y en la pared de la misma es igual al coeficiente entre los coeficientes másicos de absorción en el medio y en la pared o sea:

$$\frac{D_m}{D_p} = \frac{\left(\frac{\mu_a}{\delta}\right)_m}{\left(\frac{\mu_a}{\delta}\right)_p} \quad (6)$$

Para que se cumpla esta relación es necesario que el espesor de la pared de la cámara sea por lo menos igual al alcance de los electrones secundarios más energéticos.

En ese caso, la dosis en el medio puede calcularse teniendo en cuenta la (5) y (6), o sea:

$$D_m(\text{rad}) = 0,869 \cdot S_a^p \cdot \frac{\Delta Q (\text{ues})}{\Delta V (\text{cm}^3)} \cdot \frac{\left(\frac{\mu_a}{\delta}\right)_m}{\left(\frac{\mu_a}{\delta}\right)_p} \quad (7)$$

4.4- DETERMINACION DE LA DOSIS EN UNA ZONA DONDE NO EXISTE EQUILIBRIO ELECTRONICO

Cuando no existe equilibrio electrónico no es válida la expresión (7) pero puede aplicarse la fórmula (4)

si la pared es suficientemente delgada, de manera que prácticamente no se produzca ionización en la cámara por electrones puestos en movimiento en la pared. También puede utilizarse la (4) si el material de la pared es equivalente al medio.

BIBLIOGRAFIA

Johns H.: The Physics of Radiology

Hine G.J. y Brownell F.L.: Radiation Dosimetry

Handbook 79. National Bureau of Standards

Beninson D.J. Apuntes para el Curso de Metodología y Aplicación de Radioisótopos (C.N.E.A.)

VIII - PLANIFICACION DE TRATAMIENTOS EN TELETERAPIA ESTATICA

1 - CONSIDERACIONES PREVIAS

1.1- CAMPO

Se ha visto que tanto las fuentes radiactivas como los equipos de rayos X emiten fotones en todas direcciones desde la fuente o el anticátodo.

Sin embargo al irradiar un paciente el haz de fotones está limitado por medio de diafragmas o localizadores, de manera que el haz útil está contenido en una pirámide o en un cono con vértice en la fuente.

Geométricamente se define el campo como la intersección de esa pirámide o cono con un plano perpendicular al eje del haz de radiaciones. Si no se establece lo contrario, en general se entiende que este plano pasa por la intersección del eje del haz de radiaciones con la superficie del paciente o del fantoma.

Dado que ni las fuentes radiactivas, ni los anticátodos son puntuales, el vértice de la pirámide o el cono ya citados, no está perfectamente definido, y existe entonces una zona de penumbra tanto mayor cuanto más grande es la fuente o el anticátodo (figura VIII-1).

Para evitar este inconveniente en la definición geométrica de campo, se adoptará como vértice de la pirámide o del cono, el punto medio de la cara frontal de la fuente (figura VIII-2).

1.2- RADIACION DISPERSA

Cuando el haz primario de fotones interacciona con la materia, se ponen en movimiento electrones y positrones que gradualmente ceden su energía al medio por colisión.

Al mismo tiempo en la masa alcanzada por el haz primario se producen fotones secundarios (por efecto Compton, o por radiación de aniquilamiento) que a su vez pueden interaccionar con el medio. Como consecuencia de la interacción de los fotones secundarios se produce un aumento de la dosis en la zona irradiada por el haz primario y además pueden medirse dosis fuera de esa zona.

Este incremento en el valor de la dosis debida a la radiación secundaria se hace más notable al aumentar el área del campo, especialmente cuando es baja la energía de los fotones del haz incidente.

En la figura VIII-3 se ha representado el cociente (B) entre la dosis total y la dosis debida a la radiación primaria en función del área del campo para distintas energías en un punto situado a 10 cm de profundidad.

En dicha figura se observa que al aumentar el área del campo crece el valor de B y que para un mismo campo el valor de B disminuye al aumentar la energía.

1.3- FACTOR DE RETRODISPERSION

Se denomina factor de retrodispersión al cociente entre la exposición en la superficie (o en el punto de mayor dosis) de un paciente o de un fantoma y la exposición en aire en ese mismo punto. Dicho factor crece al aumentar las dimensiones del campo en superficie. Este factor es aproximadamente igual al cociente entre dosis en tejido acuoso en lugar de exposiciones.

En efecto, si bien los fotones dispersos tienen menor energía que los del haz incidente y por lo tanto la energía efectiva del conjunto total de fotones es menor, en la práctica esta diferencia influye poco en el valor de f_{λ} (relación entre dosis y exposición) especialmente cuando es alta la energía de los fotones incidentes.

1.4- DISTRIBUCIÓN DE LA DOSIS EN FUNCIÓN DE LA PROFUNDIDAD

Cuando un haz de fotones incide sobre un medio absorbente la intensidad de dicho haz es máxima en la superficie del medio y disminuye en profundidad por efecto de la absorción y por el aumento de la distancia a la fuente.

El número de electrones y positrones que se ponen en movimiento seguirá la misma ley de variación y por lo tanto será máximo en la superficie.

Sin embargo, como los electrones y positrones

ceden gradualmente al medio su energía en un recorrido cuyo alcance máximo (R) es función de su energía inicial, los puntos de la superficie de una masa irradiada serán atravesados por menos electrones y positrones que otros puntos situados a una profundidad menor o igual que el al cance de dichas partículas.

En efecto, un punto S en superficie sólo puede recibir electrones o positrones puestos en movimiento en una semiesfera de radio igual a R (figura VIII-4a).

Otro punto T situado a una pequeña profundidad podrá recibir electrones y positrones provenientes de un volumen mayor (figura VIII-4b) y todos los puntos ($P; P'$) situados a una distancia igual o mayor al alcance máximo de los electrones recibirán partículas puestas en movimiento dentro de una esfera de radio R (figura VIII-4c y d).

Si la atenuación del haz de fotones es despre ciable en distancias del orden de R , la distribución de electrones y positrones puestos en movimiento será apro ximadamente similar desde la superficie hasta una profun didad igual a $2 R$ y entonces la energía absorbida en pun tos como S , T y P aumentará al aumentar el volumen donde se ponen en movimiento los electrones y positrones que ceden energía en esos puntos.

Por lo tanto, la dosis absorbida aumentará des de la superficie hacia la profundidad hasta una distancia

de la superficie igual al alcance máximo de los electrones más energéticos.

A partir de esa profundidad la dosis disminuirá ya que debido a la atenuación del haz de fotones primarios, se reduce el número de electrones y positrones puestos en movimiento.

Es evidente que desde la superficie hasta la profundidad de dosis máxima, no existe equilibrio electrónico pues es mayor el número de electrones y positrones que salen de un punto que el número de electrones y positrones que llegan al mismo.

A partir de esa profundidad, en cambio todos los puntos se encuentran en equilibrio electrónico.

Como se ha visto, lo expresado anteriormente es válido siempre que la atenuación del haz sea despreciable en una longitud igual a R . Esto ocurre para energías bajas especialmente por debajo de 1 MeV, aunque hasta 3 MeV pueden aceptarse como válidas las conclusiones anteriores sin cometer un error apreciable.

Para energías mayores, la atenuación del haz es importante es una longitud igual a R y por lo tanto, en puntos situados a una profundidad mayor que la de dosis máxima, la energía de electrones y positrones que se ponen en movimiento es mayor que la energía que llega a los

mismos, ya que con altas energías, los electrones secundarios aparte de tener mayor alcance, se dirigen preferentemente en la dirección del haz primario.

Por lo tanto con altas energías no es posible lograr equilibrio excepto en el plano de dosis máxima.

Este plano se encuentra a una profundidad menor que R debido a que la atenuación del haz impide que la distribución de radiación secundaria sea uniforme y entonces un punto como el P (figura VIII 4c) puede recibir menor dosis que otro situado a una profundidad menor.

Para fotones con 5 MeV de energía el máximo de dosis se verifica a 2 cm mientras que el valor de P correspondiente es de 3 cm.

Para fotones de 22 MeV: 4 cm y 10 cm.

(Estos valores son aproximados).

En la figura VIII-5 se ha representado la variación del rendimiento en profundidad en el eje del haz de radiaciones para fotones de distinta energía.

Se observa que al aumentar la energía la dosis máxima se verifica a mayor profundidad y además disminuye la atenuación de la curva a partir de la dosis máxima.

Para una dada energía de fotones, se cumple que la atenuación de la curva de rendimiento en profundidad disminuye al aumentar el tamaño del campo (Fig. VIII-6).

La variación de la distancia fuente piel también influye en la curva de rendimiento en profundidad, verificándose que al aumentar la D.F.P. disminuye la atenuación de la misma.

1.5- CURVAS DE ISODOSIS

Las curvas de isodosis son líneas que unen puntos de igual dosis sobre un plano determinado. En general este plano contiene al eje del haz de radiaciones y es paralelo a uno de los lados del campo.

Cuando se tiene un haz de radiaciones que incide normalmente sobre la superficie las curvas de isodosis adoptan una forma como la indicada en la figura VIII-7.

Si el eje del haz de radiaciones no es perpendicular a la superficie las curvas de isodosis adoptan una forma como la indicada en la figura VIII-8.

También se producen modificaciones en las curvas de isodosis si la superficie donde incide el haz de radiaciones no es plana, o si se intercalan filtros en cuña (capítulo X).

Existen diversos métodos que permiten obtener aproximadamente las curvas de isodosis cuando la superficie es irregular, partiendo de las curvas correspondientes a una superficie plana y normal al eje del haz de radiaciones.

El método más simple consiste en desplazar cada punto de las curvas normales, una fracción del desplazamiento que se verifica en la superficie.

En la figura VIII-9 se considera que por el punto A pasa una curva de isodosiis cuando la superficie es plana y normal al eje. La recta r une A con la fuente y sobre esta recta se mide el valor de b que es el desplazamiento de la superficie.

A partir de A se lleva un valor b' que es una fracción de b y se obtiene el punto A' por donde pasa la curva de isodosiis correspondiente a la superficie en cuestión.

La relación entre b' y b es función de la energía del haz. Para equipos de Co-60 se verifica que, aproximadamente:

$$b' = \frac{2}{3} b$$

1.6- COMPOSICION DE CURVAS DE ISODOSIS

Cuando se emplean dos o más campos para el tratamiento de una lesión, las curvas de isodosiis resultantes pueden obtenerse componiendo las curvas correspondientes a cada campo.

En la figura VIII-10 se han dibujado las curvas de isodosiis correspondientes a dos campos opuestos.

En la intersección de las curvas se ha indicado la suma de los valores de cada una de ellas.

En base a estas sumas, en la figura VIII-11 se dibujaron por interpolación las curvas de isodosis correspondientes a la composición de ambos campos.

Cuando en un tratamiento se emplean más de dos campos, para hallar las curvas de isodosis resultantes se componen previamente los campos de a dos en la forma indicada en las figuras VIII-10 y 11 y luego se componen estas resultantes parciales, hasta completar todos los campos.

1.7- VALORES NORMALIZADOS DE DOSIS

En la práctica resulta cómodo para hacer la composición de curvas de isodosis, tomar un punto de referencia al cual se le fija un valor (generalmente 1 ó 100) y relacionar la dosis en las curvas al valor de la dosis en ese punto.

Se adoptará como dosis normalizada en el punto de referencia el valor 1. En ese caso la dosis normalizada en otro punto será igual al cociente entre la dosis en ese punto y la dosis en el punto de referencia.

Las dosis normalizadas resultarán así proporcionales a las dosis reales.

La dosis normalizada se designará en general con la letra *h*.

2 - CALCULO DE TRATAMIENTOS

El cálculo de un tratamiento en teleterapia estática, empleando uno o varios campos tiene por objeto determinar el tiempo por aplicación y el número de aplicaciones para cada campo necesarios para entregar una determinada dosis.

A continuación se describen dos métodos de cálculo para un campo, para dos campos opuestos y para "n" campos.

Método "T": El cálculo se hace en base a valores o relaciones fijadas en el tumor.

Método "S": El cálculo se hace en base a valores o relaciones fijadas en superficie.

2.1- CALCULO PARA UN SOLO CAMPO

En este caso no existe diferencia en los datos que se necesitan para ambos métodos

Datos: (Ver figura VIII-12).

- Profundidad (x) del punto A donde se desea entregar una determinada dosis.
- Dosis total que debe recibir dicho punto (D).
- Rendimiento en superficie para el campo y la distancia fuente piel (D.F.P.) elegidos $\dot{D}_0$.
- Dosis que se desea entregar en tumor por cada aplicación (D_a)

- e) Curva de rendimiento en profundidad para el campo y la D.F.P. elegidos.

Cálculo:

Método T:

- a) Con el valor de x se obtiene en la curva de rendimiento en profundidad el valor correspondiente H .
- b) Se calcula la dosis en la unidad de tiempo en la lesión ($\dot{D}$) multiplicando el rendimiento en superficie por el rendimiento en profundidad.

$$\dot{D} = \dot{D}_0 \cdot H$$

- c) El tiempo por aplicación (t) se obtiene dividiendo la dosis por aplicación en tumor (D_a) por la dosis en la unidad de tiempo en el mismo punto ($\dot{D}$).

$$t = \frac{D_a}{\dot{D}}$$

- d) Se determina el número de aplicaciones (N) dividiendo la dosis total (D) por la dosis por aplicación (D_a).

$$N = \frac{D}{D_a}$$

- e) La dosis en piel (D_p) se calcula dividiendo la dosis total en tumor (D) por el rendimiento en profundidad (H).

$$D_p = \frac{D}{H}$$

Método S:

Se calcula o se determina:

a) El número de aplicaciones

$$N = \frac{D}{D_a}$$

b) El rendimiento en profundidad H para la profundidad x

c) La dosis por aplicación en la superficie $(D_o)_a$ dividiendo la dosis por aplicación en tumor por el rendimiento en profundidad en ese punto.

$$(D_o)_a = \frac{D_a}{H}$$

d) El tiempo por aplicación (t) dividiendo la dosis por aplicación en la superficie por el rendimiento en superficie $(\dot{D}_o)$

$$t = \frac{(D_o)_a}{\dot{D}_o}$$

e) La dosis en piel

$$D_p = \frac{D}{H} \text{ o también } D_p = (D_o)_a \cdot N$$

2.2- CALCULO PARA DOS CAMPOS OPUESTOS SIN EMPLEAR CURVAS DE ISODOSIS

En este caso se fija la dosis total a entregar en un punto A de la lesión. Se designará campo 1 (C1) al más próximo a la lesión y campo 2 (C2) al opuesto (figura VIII-13).

Método T:

Datos:

- a) Profundidad del punto en cuestión (A) para cada campo (x' y x'') ($x' \leq x''$).
- b) Dosis total en el punto A(D)
- c) Rendimiento en superficie para cada campo $\dot{D}'_0$ y $\dot{D}''_0$
- d) Relación (R) entre la dosis total que debe entregarse en A por C1 (D') y la que debe entregarse por C2 (D'')

$$\text{Es decir } R = \frac{D'}{D''}$$

- e) Dosis que se desea entregar en A por cada aplicación y por cada campo (D'_a ; D''_a).
- f) Curvas de rendimiento en profundidad para cada campo y para las D.F.P. elegidas.

Cálculo:

- a) Con los valores de x' y x'' se obtienen en las curvas de rendimiento en profundidad los valores correspondientes H' y H'' .

- b) Se calcula la dosis en la unidad de tiempo en el punto A para cada campo

$$\text{Para el C1} \quad \dot{D}' = \dot{D}'_0 \cdot H'$$

$$\text{Para el C2} \quad \dot{D}'' = \dot{D}''_0 \cdot H''$$

- c) Se determina el tiempo por aplicación para cada campo

$$\text{Para el C1} \quad t' = \frac{D'}{\dot{D}'}$$

$$\text{Para el C2} \quad t'' = \frac{D''}{\dot{D}''}$$

- d) Se halla la dosis total a entregar en A por cada campo en función de R y de D.

$$\text{Dado que } R = \frac{D'}{D''} \quad \text{es:}$$

$$\frac{R}{1 + R} = \frac{D'}{D' + D''} \quad \text{pero } D' + D'' = D$$

luego

$$\frac{R}{1 + R} = \frac{D'}{D} ; \quad D' = \frac{R}{1 + R} D$$

$$\text{Para el C2 será } D'' = D - D' = \frac{D}{1 + R}$$

- e) Se calcula el número de aplicaciones para cada campo

$$\text{Para el C1} \quad N' = \frac{D'}{D'_a}$$

$$\text{Para el C2} \quad N'' = \frac{D''}{D''_a}$$

Si estos cocientes no resultan enteros, se tomarán como valores de N' y de N'' los números más próximos y se hará una verificación de la dosis que recibirá el punto A aplicando la fórmula siguiente:

$$D(\text{calculada}) = N' \cdot \dot{t}' \cdot \dot{D}' + N'' \cdot \dot{t}'' \cdot \dot{D}''$$

f) La dosis en piel para un campo será igual a la dosis dada durante todo el tratamiento por ese campo más la dosis a la salida del campo opuesto. Se calcula mediante las siguientes fórmulas.

$$\text{Para el C1} \quad D'_p = \frac{D'}{H'} + \frac{D''}{H''} \cdot H'_s$$

$$\text{Para el C2} \quad D''_p = \frac{D''}{H''} + \frac{D'}{H'} \cdot H''_s$$

Donde H'_s y H''_s son los rendimientos en profundidad a la salida de C1 y de C2 respectivamente.

Método S:

Datos:

a), b) y c) Idem método T.

d) Relación (ρ) entre la dosis dada por C1 (D'_0) y la dosis

dada por C2 (D_0'') durante todo el tratamiento

Es decir

$$\rho = \frac{D_0'}{D_0''}$$

e) Dosis media (D_a) que se desea entregar en el punto A por cada aplicación. Empleando este método no se consigue en general la misma dosis por aplicación para los dos campos. D_a representa entonces el promedio de las dosis por aplicación entregadas en tumor durante todo el tratamiento.

f) Idem método T.

Cálculo

a) Con x' y x'' se determinan H' y H''

b) Número total de aplicaciones

$$N = \frac{D}{D_a}$$

c) Número de aplicaciones para cada campo:

En este método la dosis dada por aplicación es la misma para los dos campos, o sea

$$(D_0)'_a = (D_0)''_a = (D_0)_a$$

Por lo tanto, como $D_0' = N'(D_0)'_a$ y $D_0'' = N''(D_0)''_a$

será:

$$\rho \approx \frac{D'_0}{D''_0} \approx \frac{N'(D_0)_a'}{N''(D_0)_a''} \approx \frac{N'}{N''}$$

De donde se deduce, teniendo en cuenta que $N \approx N' + N''$:

$$N' \approx \frac{\rho}{1 + \rho} N; \quad N'' \approx \frac{N}{1 + \rho}$$

o también $N'' \approx N - N'$

d) Dosis dada por aplicación

El valor de la dosis total entregada en tumor puede expresarse así:

$$D \approx (D_0)_a N' H' + (D_0)_a N'' H''$$

de donde

$$(D_0)_a \approx \frac{D}{N' H' + N'' H''}$$

e) Tiempo por aplicación

$$t' \approx \frac{(D_0)_a}{D'_0}; \quad t'' \approx \frac{(D_0)_a}{D''_0}$$

f) Dosis en piel

$$D'_p \approx (D_0)_a N' + (D_0)_a N'' H'_s$$

$$D''_p \approx (D_0)_a N' H'_s + (D_0)_a N''$$

2.3- CALCULO PARA DOS CAMPOS OPUESTOS EMPLEANDO CURVAS DE ISODOSIS

Método T:

El empleo de curvas de isodosis en este método, tiene por finalidad verificar si la relación R es la adecuada y conocer la dosis en todos los puntos del volumen irradiado.

En este caso también se fija la dosis total a entregar en un punto A de la lesión.

Previamente puede realizarse todo el cálculo indicado en 2.2 (método T), pero para obtener las curvas de isodosis resultantes se necesitan sólo los datos a) y d) además de las curvas de isodosis para cada campo normalizadas a 1 en el punto de mayor dosis.

En este último caso, deberán determinarse en la forma indicada en 2.2 (Cálculo, método T) los valores de los rendimientos en profundidad para el punto A (H' ; H'') y la dosis total recibida en ese punto por cada campo (D' y D'').

Luego se calcula la dosis dada por cada campo en todo el tratamiento (D'_0 y D''_0) aplicando las fórmulas siguientes:

$$D'_0 = \frac{D'}{H'}$$

$$D''_0 = \frac{D''}{H''}$$

Multiplicando las curvas de isodosiis normalizadas por los respectivos valores de dosis dadas así calculados se obtienen las curvas de isodosiis correspondientes a cada campo.

Finalmente, se deberán componer estas curvas en la forma indicada en 1.6 y se obtendrán las curvas de isodosiis resultantes para el tratamiento en cuestión.

El número de aplicaciones y el tiempo por aplicación se obtiene en la forma indicada en 2.2 (cálculo, método T)

Método S

El empleo de curvas de isodosiis en este método permite fijar una determinada dosis en una curva que abar que la zona de interés, asegurándose así que ningún punto de la lesión tendrá una dosis inferior a la fijada.

Datos:

- a) Dosis en la curva que rodea al tumor (D_c).
- b) Rendimiento en superficie para cada campo $\dot{D}'_0$; $\dot{D}''_0$
- c) Relación

$$\rho = \frac{D'_0}{\overline{D}_0''}$$

- d) Dosis media por aplicación en la curva citada $\overline{D}_a$
- e) Curvas de isodosiis para cada campo normalizados a 1 en el punto de mayor dosis.

DETERMINACION DE LAS CURVAS DE ISODOSIS

Se adoptarán valores normalizados de dosis y se tomará como punto de referencia el de mayor dosis cuando se considera sólo el campo 1.

Es decir que el punto al cual le corresponde el valor 1 antes de componer las curvas estará próximo a la superficie de C1, o sea $h'_0 \approx 1$ (dosis dada normalizada).

La dosis normalizada en el punto de mayor dosis para C2, cuando se considera sólo ese campo se designará h''_0 .

Como ρ es el cociente entre las dosis dadas por C1 y C2 en todo el tratamiento, y los valores h'_0 y h''_0 son proporcionales a ellos por definición de dosis normalizada, será también:

$$\rho \approx \frac{h'_0}{h''_0} \approx \frac{1}{h''_0}$$

o sea: $h''_0 \approx \frac{1}{\rho}$

Una vez calculado h''_0 se multiplicarán por ese valor los de las curvas de isodosis del C2 que estaban normalizadas a 1 en el punto de mayor dosis.

Luego se componen estas curvas corregidas con las del C1 y se obtienen las curvas de isodosis resultantes con dosis normalizadas (figura VIII-14).

Cabe señalar que ahora la dosis normalizada en la superficie del C1 no vale 1 ya que se ha sumado la contribución por el C2. El valor correspondiente se designará h'_p y puede calcularse si desea mediante la expresión:
 $h'_p = h'_0 + h''_0 H''_S = 1 + h''_0 H''_S$; donde H''_S es el rendimiento en profundidad a la salida de C2.

En la misma forma en la superficie del C2 no se tendrá h''_0 sino $h''_p = h''_0 + h'_0 H'_S = h''_0 + H'_S$ donde H'_S es el rendimiento en profundidad a la salida del C1.

En las curvas de isodosis resultantes (con dosis normalizadas) puede establecerse la curva a la cual le corresponderá la dosis fijada D_t . El valor de dosis normalizada para esa curva se lo designará h_t .

Sin embargo para realizar el cálculo del tratamiento esto no es necesario

CALCULO BASADO EN LAS CURVAS DE ISODOSIS.

a) Número total de aplicaciones:

$$N = \frac{D_t}{D_a}$$

b) Número de aplicaciones por cada campo.

Se demostró en 2.2 (Cálculo, método S) que:

$$N' = \frac{\rho}{1 + \rho} N;$$

$$N'' = \frac{N}{1 + \rho} = N - N'$$

c) Dosis dada por aplicación:

De acuerdo con la definición de dosis normalizadas será:

$$\frac{D'_o}{D_t} = \frac{h'_o}{h_t} \qquad D'_o = \frac{h'_o D_t}{h_t} = \frac{D_t}{h_t}$$

pero $D'_o = N'(D_o)_a$ $(D_o)_a = \frac{D'_o}{N'} = \frac{D_t}{N'h_t}$

d) Tiempo por aplicación

$$t' = \frac{(D_o)_a}{\dot{D}'_o} \qquad t'' = \frac{(D_o)_a}{\dot{D}''_o}$$

e) Dosis en piel:

$$D'_p = h'_p \frac{D_t}{h_t} \qquad D''_p = h''_p \frac{D_t}{h_t}$$

2.4- CALCULO PARA N CAMPOS EMPLEANDO CURVAS DE ISODOSIS

Método S (figura VIII-15)

Datos:

- Dosis en la curva que rodea al tumor (D_t).
- Rendimiento en superficie para cada campo. Se indicará en forma genérica mediante $\dot{D}_o^{(i)}$ refiriéndose al valor correspondiente al campo i . El valor de i podrá variar entre 1 y n .
- Valores normalizados de dosis dadas se designarán $h_o^{(i)}$. En particular podrá adoptarse $h'_o = 1$.

- d) Dosis media por aplicación en la curva que rodea al tumor $\overline{D_a}$.
- e) Curvas de isodosiis para cada campo normalizadas a 1 en el punto de mayor dosis.

DETERMINACION DE LAS CURVAS DE ISODOSIS

Primero se multiplican los valores de las curvas de isodosiis de cada campo por el correspondiente valor de $h_0^{(i)}$.

Luego se componen las curvas en la forma indicada en 1.6 y 1.7.

A la curva a la cual se le hará corresponder la dosis D_t se la designará por h_t .

Los valores de dosis normalizadas en piel se designarán $h_p^{(i)}$.

CALCULO BASADO EN LAS CURVAS DE ISODOSIS

- a) Número total de aplicaciones

$$N = \frac{D_t}{D_a}$$

- b) Número de aplicaciones por cada campo. En este método se procura que la dosis dada por aplicación sea la misma para todos los campos, por lo tanto la dosis dada en todo el tratamiento por cada campo será proporcional al número de aplicaciones para ese campo:

$$D_o^{(1)} = (D_o)_a \cdot N^{(1)} \therefore \frac{N'}{D_o'} = \frac{N''}{D_o''} = \dots = \frac{N^{(1)}}{D_o^{(1)}} = \dots = \frac{N^{(n)}}{D_o^{(n)}}$$

Pero como las dosis dadas son proporcionales a los valores normalizados de dosis dadas ($h_o^{(i)}$), resulta que estos valores son proporcionales al número de aplicaciones es decir

$$\frac{N'}{h_o'} = \frac{N''}{h_o''} = \dots = \frac{N^{(1)}}{h_o^{(1)}} = \dots = \frac{N^{(n)}}{h_o^{(n)}}$$

Dado que en toda serie de razones iguales, un antecedente es a su consecuente como la suma de antecedentes es a la suma de consecuentes, se cumple que:

$$\frac{N^{(1)}}{h_o^{(1)}} = \frac{\sum_i N^{(i)}}{\sum_i h_o^{(i)}} = \frac{N}{\sum_i h_o^{(i)}} \text{ luego } N^{(1)} = \frac{h_o^{(1)}}{\sum_i h_o^{(i)}} \cdot N$$

(se adopta el número entero más próximo).

c) Dosis dada por aplicación.

Aplicando la definición de dosis normalizada se verifica:

$$\frac{D_o^{(1)}}{h_o^{(1)}} = \frac{D_t}{h_t}$$

pero $D_o^{(1)} = (D_o)_a \cdot N^{(1)}$

$$\therefore \frac{(D_o)_a N^{(f)}}{h_o^{(f)}} = \frac{D_t}{h_t}$$

Finalmente

$$(D_o)_a = \frac{D_t}{N^{(f)}} \frac{h_o^{(f)}}{h_t}$$

Dado que el número de aplicaciones que se adopta por cada campo no coincide exactamente con el valor calculado, la dosis dada por aplicación no será la misma para todos los campos.

d) Tiempo por aplicación

$$t^{(f)} = \frac{(D_o)_a}{D_o^{(f)}}$$

e) Dosis en piel

$$D_p^{(f)} = h_p^{(f)} \frac{D_t}{h_t}$$

BIBLIOGRAFIA

Johns H.: The Physics of Radiology
 Hine G.J. y Brownell F.L.: Radiation Dosimetry
 British Journal of Radiology - Suplemento N°10
 Atlas of radiation dose distribution - O.I.E.A.

IX - PLANIFICACION DE TRATAMIENTOS EN TELETERAPIA CINETICA

1 - INTRODUCCION

La irradiación de una lesión con unidades de teleterapia (cuyo cabezal tenga posibilidad de girar alrededor de un eje de rotación) haciendo uso de técnicas cinéticas, posibilita la entrega de una dada dosis en el lugar de interés en forma tal que otros puntos de la sección irradiada reciban dosis sustancialmente menores que aquélla.

Dichas técnicas son especialmente recomendables si: a) la piel del paciente se encuentra particularmente afectada en los lugares en que podrían incidir los campos estáticos de eventuales tratamientos a realizar en tumores más profundos (ya sea como resultado de irradiaciones anteriores a la que se planifica o a otras circunstancias: quemaduras, irritaciones varias, etc).

b) la lesión a tratar es profunda y aproximadamente centrada en la sección transversal del paciente (ej.: esófago, vejiga). En estos casos es conveniente la irradiación efectuando rotaciones de 360°.

c) la lesión a tratar es profunda y situada sobre uno de los dos ejes de la sección transversal del paciente (ej.: recto, parametrios). En este caso conviene efectuar la irradación barriendo ángulos convenientes -según el caso- de 90°, 120, ó 180°.

d) los tratamientos estáticos posibles determinan que

órganos nobles o muy radiosensibles que son alcanzados por el haz de irradiación, reciban dosis mayores que las aceptables para evitar su disfuncionamiento.

2- CENTRADO DE LA LESION

Para que la lesión sea permanentemente irradiada durante todo el tratamiento, es necesario que su posición coincida con el eje de rotación del equipo.

Para lograrlo se colocará el cabezal en posición vertical centrándose la proyección de la lesión con el centro del haz. Posteriormente se girará el cabezal 90° y se desplazará verticalmente la camilla (hacia arriba o hacia abajo) hasta que el eje del haz -ahora horizontal - intercepte al tumor. En estas condiciones se habrá obtenido la coincidencia antes indicada.

3 - CALCULO DE TRATAMIENTOS CON TERAPIA CINETICA

DATOS NECESARIOS

- a) curvas de rendimiento en profundidades para distancia fuente - punto constante e igual al radio de rotación del cabezal.
- b) calibración del haz a esa distancia.
- c) tabla de corrección por interposición de camilla (Tabla 1. Capítulo XI).

Para poder determinar la dosis por unidad de tiempo que recibirá la lesión, es necesario dividir la sección transversal (obtenida tomando el contorno del paciente en el lugar conveniente) en ángulos iguales, por ejemplo de 30° , que abarque el sector a irradiar, como indica el esquema de la figura IX-1.

(Para el mejor dibujo de dicha sección conviene tener ya preparada una plantilla de cartón con la forma de la camilla sobre la que se ubica el paciente).

Se miden las distancias x piel-tumor correspondientes a cada ángulo, confeccionando un cuadro de valores como el indicado en la página IX-3.

La tercera columna se obtendrá buscando en la curva de rendimiento (para el tamaño de campo y la distancia fuente - tumor que se utilicen) el valor correspondiente al espesor x.

Para tener en cuenta la absorción que tendrá el haz de radiaciones al atravesar la camilla (para los ángulos en los que ello ocurra) deberá efectuarse la corrección correspondiente, multiplicando los valores de la tercera columna por la constante obtenida en la tabla 1 correspondiente a la camilla que se utilice (columna 4). El producto se incluye en la columna 5.

1	2	3	4	5
Angulo	Espesor x (cm)	Rendimiento	Factor de correc ción por camilla	3 x 4
0°	10	0,50	1	0,50
30°	12	0,43	1	0,43
60°	14	0,36	1	0,36
90°	16	0,28	1	0,28
120°	14	0,36	0,8	0,29
150°	11	0,47	0,8	0,37
.	.	.	.	.
.	.	.	.	.
.	.	.	.	.
330°	12	0,43	1	0,43

(Los valores indicados son arbitrarios).

El promedio aritmético de estos últimos valores, (o si se desea mayor precisión, la integral gráfica de los mismos) dará el resultado de la "transferencia" $\bar{P}$ ponderada sobre toda la irradiación. Se destaca que para que ello sea correcto, durante el tiempo de tratamiento el cabezal debe barrer a velocidad constante un número entero de veces el sector angular que se desea irradiar.

Conocida la dosis por unidad de tiempo ($\dot{D}$) que la fuente produce a la distancia igual al radio de rotación sin substancia absorbente interpuesta, el producto ($\dot{D}$) $\cdot$ $\bar{P}$ dará la dosis promedio por unidad de tiempo ($\dot{D}$) que recibe el tumor durante el tratamiento $\bar{D} = (\dot{D}) \bar{P}$.

Si se desea aplicar una dada dosis D_a en cada sesión.

$$t = \frac{D_a}{\dot{D}}$$

dará el tiempo t que debe durar la aplicación.

Si el sector angular a irradiar es de G grados, la velocidad de rotación del cabezal para que dé un "barrido" entero será:

$$V = \frac{G}{t}$$

El número total de aplicaciones N que tendrá el tratamiento será:

$$N = \frac{D}{D_a}$$

donde D es la dosis total que se desea reciba la lesión.

4 - CALCULO DE LAS DOSIS RECIBIDAS POR PUNTOS EXCENRICOS EN TERAPIA CINETICA.

Se denominan excéntricos a todos aquéllos que no coinciden con el centro de rotación del tratamiento cinético.

En tal tipo de aplicación, el haz de radiaciones irradia durante todo el tiempo que dura la misma el volumen comprendido por una superficie cilíndrica de diámetro igual a la dimensión transversal del campo que se utilice. Por consiguiente, todos los puntos excéntricos pero contenidos en ese volumen, absorben energía durante el tiempo total de irradiación.

Los restantes puntos de la sección transversal irradiada solamente son alcanzados por el haz cuando están en conjunción o en oposición respecto del centro de rotación y del cabezal del equipo. Por ello, el tiempo durante el cual absorben energía es menor que el total de aplicación.

El cálculo de dosis en puntos excéntricos es en general difícil y laborioso si se desea gran precisión. Sin embargo, pueden obtenerse valores bastante aproximados si se aceptan ciertas simplificaciones como las que se exponen en el presente trabajo.

4.1- DATOS NECESARIOS

Para este cálculo se necesitan los siguientes elementos:

- a) Curva de rendimiento en profundidad para distancia fuente-punto constante e igual a la distancia de la fuente al eje de rotación del cabezal y para el tamaño de campo elegido.
- b) Dosis en la unidad de tiempo en superficie para esa distancia y ese campo.
- c) Curvas de isodosis para un campo estático, normalizadas al valor 1 para el eje de rotación, obtenidas con un espesor de absorbente interpuesto entre el eje y la superficie aproximadamente igual al radio medio del contorno del paciente (o del sector irradiado).
- d) Tabla de corrección por interposición de camilla.
- e) Sección transversal del paciente en la zona de interés.

4.2- METODO DE CALCULO

Primero se divide la sección transversal (o el

sector irradiado) en ángulos iguales con centro en el eje de rotación (Fig. IX-2); se miden las distancias piel-eje(x) y se llevan a un cuadro de valores similar al siguiente:

1	2	3	4	5	6
Angulo	x	Rendimiento en C	ρ	Factor de corrección por camilla	3 x 4 x 5
0° 30° 60° etc.					

La tercera columna de este cuadro se obtiene buscando en la curva de rendimiento (dato a) el valor correspondiente a cada profundidad x.

Para obtener los valores de la cuarta columna se podría proceder de esta manera: Se superpone la sección transversal con las curvas de isodosis (dato C) haciendo coincidir primero el eje de las mismas con una dirección cualquiera: por ejemplo la de 0° (Fig. IX-3).

Se lee entonces por interpolación el valor correspondiente al punto P donde se desea averiguar la dosis. Se

admitirá que este valor representa la relación ρ entre la dosis en P y la dosis en C.

En rigor, deberían emplearse curvas de isodosis que tuvieran en cuenta para cada ángulo el verdadero espesor de material interpuesto entre el eje y la piel y además al efecto producido por la curvatura del contorno. Sin embargo, la relación ρ no se modifica en general demasiado variando el espesor de tejido interpuesto y en definitiva se obtiene un valor de dosis bastante aproximado.

Luego debería repetirse la lectura de ρ para los distintos ángulos desplazando las curvas de isodosis alrededor del eje de rotación.

En la práctica, sin embargo, la determinación de ρ puede hacerse rápidamente sin necesidad de desplazar las curvas de isodosis. Basta para ello hacer coincidir el eje de estas curvas con la recta que une C con P y trazar una circunferencia con centro en C y radio $\overline{CP}$ (Fig. IX-4).

Por razones de simetría, el valor de ρ que se lee en T (intersección de la circunferencia con la recta de 0°) es el mismo que se obtenía en P cuando el eje de las curvas de isodosis coincidía con la recta de 0° .

Por lo tanto, los valores de ρ pueden obtenerse en la figura 4 para todos los ángulos en los puntos de intersección con la circunferencia. Si alguno de estos puntos quedara fuera de las curvas de isodosis, se hace $\rho \approx 0$.

4.3- INFLUENCIA DE LA CAMILLA

Para tener en cuenta el efecto de la camilla de be primero determinarse en que posiciones del cabezal la camilla intercepta las radiaciones que se dirigen de la fuente al punto P.

Para ello, se une el punto P (Fig. IX-5) con los extremos de la camilla (M y N) y se prolongan estas rectas hasta cortar la circunferencia que describe el ca bezal (Q y S). Las rectas $\overline{CQ}$ y $\overline{CS}$ corresponden a las posici ones del eje del haz de radiaciones que limitan la zona en la cual debe hacerse corrección por camilla.

Los valores de corrección por camilla se agre gan en la columna 5 del cuadro de valores.

4.4- CONCLUSION DEL CALCULO DE DOSIS

La columna 6 se obtiene multiplicando los valores de las columnas 3,4 y 5. Luego se suman los valores de la columna 6 y se divide este resultado por el número de ángulos en que fue dividido el sector irradiado.

Si se multiplica este cociente por la dosis en la unidad de tiempo en superficie (dato b) se obtiene el valor medio de la dosis en la unidad de tiempo para el pun to P durante un ciclo completo.

Finalmente, multiplicando el último valor hallado por el tiempo de irradiación, se obtiene la dosis total re cibida por el punto P.

BIBLIOGRAFIA

Johns H. The Physics of Radiology
Dosimetria Clínica (O.I.E.A.).

X - CALCULO DE FILTROS EN CUÑA

1 - INTRODUCCION

La utilización de "filtros en cuña" está indicada especialmente para el tratamiento realizado mediante la composición de dos campos, por lo menos, en los que se presenta una zona "caliente" o de alta dosis. La utilización de estas cuñas tiene por objeto homogeneizar la distribución de dosis en la zona de tratamiento.

Las cuñas se hacen de plomo, recubiertas (sobre la cara que sirve de apoyo) con una plancha de aluminio de espesor tal que absorba los electrones arrancados en el plomo por el haz de radiaciones.

2 - DESARROLLO DE UN METODO DE CALCULO

Se supone como ejemplo que se deben diseñar las cuñas para el tratamiento de una lesión ubicada de acuerdo a la figura X-1 (rayado), que es tratada con dos campos como indica dicha figura.

Se buscan los puntos pertenecientes a la zona de tratamiento que reciben, en la combinación de los campos I y II, las dosis máxima y mínima. Sean dichos puntos los A y B de la figura X-1. Sea H_a el rendimiento en profundidad en el A y H_b el rendimiento en profundidad en el punto B para el campo I, que se sacarán de un gráfico donde se tengan las curvas de isodosis para el campo utilizado. Para que la dosis en los puntos A y B sea la misma, debe cumplirse:

$$H_a \times H_p = H_b$$

donde H_p es la fracción que deberá dejar pasar la cuña de plomo interpuesta en el campo 1. Resulta:

$$H_p = \frac{H_b}{H_a}$$

Con el valor de H_p obtenido se entra en el gráfico de la figura X-2 donde se tienen los espesores de plomo en función de H_p para energías de 0,66 y 1,25 MeV.

Procediendo de la misma forma con el campo II se obtendrá el espesor de cuña correspondiente a ese campo.

La adopción de una sección triangular para la cuña resulta suficientemente satisfactoria. En este caso se tiene un triángulo rectángulo donde el cateto mayor es una dimensión del campo y el cateto menor el espesor de plomo calculado.

Se muestra en la figura X-3 la distribución de dosis en tejido acuoso para un campo de 10 x 10 cm a D.F.P. = 50 cm. correspondiente a un equipo de cobalto 60.

En la figura X-4 se muestra la distribución de dosis del campo anterior cuando se interpone una cuña diseñada para tratar la lesión que aparece rayada en la figura 1. En la figura X-5 se tiene la distribución de dosis para dos campos de 10 x 10 cm a D.F.P. = 50 cm. con

el mismo tiempo de tratamiento por campo. Puede observarse la homogeneización de la dosis en la zona de interés si se comparan la figura X-5 con la figura X-6 donde se tiene el mismo tratamiento sin utilizar cuñas.

En el ejemplo anterior se emplearon dos campos cuyos ejes forman un ángulo θ de 90° (figura X-1) pero puede emplearse el mismo método si θ es distinto de 90° .

Si se dispone de curvas de isodosis corregidas por la presencia de filtros en cuña (figura X-7) para lograr que la distribución de dosis sea aproximadamente uniforme en una zona extensa al componer dos campos, el valor de θ debe cumplir la siguiente condición:

$$\theta = 180^\circ - 2 \phi = 10^\circ$$

donde ϕ es la inclinación de la curva de isodosis de 0,5 (figura X-7).

BIBLIOGRAFIA

Johns H.: The Physics of Radiology

Atlas of radiation dose distribution - O.I.E.A.

XI - DOSIS INTEGRAL EN TELETERAPIA

1 - INTRODUCCION

Cuando se efectúa una irradiación externa para el tratamiento de una determinada lesión, se irradia además una zona más o menos grande de tejidos sanos. Por ello resulta de interés conocer cuál es el total de energía que se absorbe en toda la masa que recibe el haz de radiación.

Es lógico aceptar que, entre las diversas formas de entregar a dicha lesión una dada dosis, deberá preferirse aquélla que haga mínimo el valor de esa energía total absorbida, salvo que exista alguna otra razón de mayor importancia que modifique ese criterio.

Aunque el nombre que se ha elegido para ese parámetro no es muy apropiado, se lo denomina dosis integral y se lo expresa generalmente en la unidad gramorad (grad). No hay que olvidar que se trata en realidad de una energía (y no de una dosis) y que siendo $1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g}$ resulta:
 $1 \text{ grad} = 100 \text{ erg}.$

2 - DEDUCCION DE LA FORMULA

Se ha visto en el capítulo "Dosimetría de fuentes puntuales" que cuando un haz de N fotones atraviesa en la unidad de tiempo un absorbente de espesor pequeño Δx , el número de fotones eliminados del haz es:

$$\Delta N = \mu N \Delta x.$$

Multiplicando ambos miembros por la energía (ϵ) de cada fotón (supuesto un haz monoenergético) se obtiene la energía eliminada del haz en el espesor Δx en la unidad de tiempo.

$$\Delta N \cdot \epsilon = \mu N \cdot \epsilon \Delta x$$

Recordando que $\mu = \mu_a + \mu_s$ resulta:

$$\Delta N \cdot \epsilon = \mu_a N \epsilon \Delta x + \mu_s N \epsilon \Delta x$$

El primer término del segundo miembro representa la parte de la energía eliminada en el espesor Δx que luego es absorbida localmente.

Si se integra esa expresión para todo el espesor del cuerpo irradiado (figura XI-1) se obtendrá la energía total absorbida por unidad de tiempo; es decir la dosis integral por unidad de tiempo

$$\frac{D \cdot I}{\text{tiempo}} = \int_0^x \mu_a N \epsilon dx \quad (1)$$

Si es N_0 el número de fotones que en la unidad de tiempo atraviesan la superficie S_0 , a una profundidad x el número de fotones que atraviesen la superficie S será:

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu x}$$

Reemplazando en (1) y resolviendo:

$$\frac{D.I}{\text{tiempo}} = N_0 \mu_a \cdot \epsilon \int_0^x e^{-\mu x} dx \quad \therefore \frac{D.I}{\text{tiempo}} = N_0 \cdot \epsilon \frac{\mu_a}{\mu} (1 - e^{-\mu x}) \quad (2)$$

Pero la dosis en la unidad de tiempo es igual a la intensidad por el coeficiente másico de absorción energética.

Por lo tanto, en la superficie será:

$$\dot{D}_0 = I_0 \left(\frac{\mu_a}{\delta} \right) = \frac{N_0}{S_0} \cdot \epsilon \frac{\mu_a}{\delta} \quad \therefore N_0 \epsilon \cdot \mu_a = \dot{D}_0 S_0 \delta$$

Reemplazando en (2) queda:

$$\frac{D.I}{\text{tiempo}} = \dot{D}_0 S_0 \cdot \frac{\delta}{\mu} (1 - e^{-\mu x})$$

Para irradiaciones en las que $(\dot{D})_0$ sea constante con el tiempo, la dosis integral vale:

$$D.I. = \dot{D}_0 \cdot S_0 \cdot t \cdot \frac{\delta}{\mu} \cdot (1 - e^{-\mu x}) \quad (3)$$

donde t es el tiempo total de tratamiento.

La expresión de la dosis integral (D.I), ha sido obtenida suponiendo que:

- 1°) Las curvas de isodosis son paralelas a la superficie, supuesta plana y normal al eje del haz de irradiación.

2°) El factor de multiplicación es despreciable.

3°) No se considera la energía que se absorbe en el resto del volumen no directamente irradiado debida a la existencia de radiación secundaria.

Si bien las suposiciones 2°) y 3°) tienen consecuencias opuestas a la 1°), se considera que la dosis integral así calculada se subestima, pese a lo cual su aplicación es satisfactoria para elegir cuál de las diversas planificaciones de tratamiento puede ser la más adecuada en ese sentido.

En la figura XI-2 está representada la función $F = \frac{\delta}{\mu} (1 - e^{-\mu x})$ para valores de x comprendidos entre 0 y 40 cm., en irradiaciones con equipos de cobalto-60 y de cesio-137.

Bastará pues, para obtener la dosis integral con aplicar la expresión:

$$D.I = \dot{D}_0 \cdot S_0 \cdot t \cdot F$$

3 - EXTENSION DEL USO DE LA FORMULA DE DOSIS INTEGRAL PARA IRRADIACIONES CINETICAS

Si como ocurre en la gran mayoría de los equipos de irradiación la velocidad de rotación del cabezal es constante, la expresión (3), puede escribirse así:

$$D.I. = \dot{D}_0 \cdot S_0 \cdot \frac{\delta}{\mu} \int_0^t (1 - e^{-\mu x}) dt$$

donde t es el tiempo total de tratamiento.

$(\dot{D})_0 \cdot S_0$ representa el producto de la dosis en la unidad de tiempo debida al flujo de fotones en un dado punto (no habiendo entre él y la fuente materia absorbente) por el área que tiene el campo de irradiación en ese lugar. Siendo dicho producto constante cualquiera sea la distancia a que se halle el punto en cuestión de la fuente emisora (por ser inversas las variaciones respectivas de S y de $\dot{D}$, resulta cómodo, para el caso particular de terapia cinética, considerar a $\dot{D}$ como la dosis por unidad de tiempo que produciría el haz en un punto situado a una distancia igual al radio de rotación y S el área del campo medido a dicha distancia.

Si se divide la sección transversal del paciente (tomada a la altura del punto que se desea irradiar) en ángulos iguales con vértice en el centro de rotación y se mide el espesor x correspondiente a cada ángulo en la forma indicada en la figura XI-3, haciendo uso del gráfico de la figura XI-2 puede determinarse la expresión:

$$F = \frac{\delta}{\mu} (1 - e^{-\mu x})$$

Representando los valores correspondientes a

cada posición del cabezal, se obtiene una gráfica como la indicada en la figura XI-4.

En el caso de que en alguna posición del cabezal en movimiento el haz de radiación incida previamente en la camilla, la dosis por unidad de tiempo se reducirá, en el tramo afectado, en un factor $e^{-\mu_c x_c}$, donde μ_c es el coeficiente de absorción total de la camilla y x_c su espesor.

Para el cálculo deberá modificarse la gráfica anterior en el mencionado tramo, multiplicando los valores correspondientes de la curva obtenida por el factor exponencial antes indicado. En la tabla 1 se dan los valores del factor de corrección por interposición de camilla ($e^{-\mu_c x_c}$) para diferentes materiales y espesores de camilla en instalaciones de equipos de Cobalto-60 y Cesio-137.

La curva definitiva será del tipo indicado en la figura XI-5.

Trazando una horizontal de tal manera que las áreas en sentido opuesto se compensen (tal como se indica en el dibujo), se determina el valor V .

Por lo tanto la fórmula a ser utilizada para el cálculo de la dosis integral, es:

$$D.I. = (\dot{D}).S.V.t$$

Si se expresa el área S en cm^2 , el tiempo total

t en minutos y la dosis por unidad de tiempo $\dot{D}$ en $\frac{\text{rad}}{\text{min}}$, la dosis integral resulta en grad.

Se destaca que, todo lo aquí expuesto para terapia cinética, es válida si durante el tiempo que dura cada aplicación, el cabezal barre un número entero de veces el sector que se desea irradiar.

TABLA 1

FACTOR DE CORRECCION

POR INTERPOSICION DE CAMILLA

(se recomienda medirlo experimentalmente en cada caso)

MATERIAL	Espesores (cm) x_c			
	1	1,5	2	3
Madera o Plástico	0,94	0,91	0.88	0.82
	0.92	0.88	0.85	0,78
Aluminio	0.92	0.85	---	---
	0.88	0.81		
Hierro	0.74	0.58	---	---
	0.63	0.47		

(Valores superiores: Co-60)(Valores inferiores: Cs-137).

XII - CALCULO DE BLINDAJES

1 - BLINDAJE PARA RADIACION GAMMA

Como ya se ha visto anteriormente, la exposición en la unidad de tiempo $\dot{X}$ producida por una fuente radiactiva puntual de actividad A y constante específica de radiación Γ , a una distancia d, si no hay absorbente interpuesto, es:

$$\dot{X} = \frac{A \cdot \Gamma}{d^2}$$

Si se trata de un haz de radiación colimado y el espesor de absorbente que se le interpone es suficientemente pequeño, se indicó también que la exposición cumple la siguiente función:

$$\dot{X} = \dot{X}_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

donde $\dot{X}_0$ es la exposición que habría si no hubiese blindaje y μ el coeficiente de atenuación correspondiente a la sustancia absorbente y a la energía ϵ de la radiación. La demostración de esta fórmula supone que, para espesores suficientemente delgados, es despreciable la probabilidad de interacción de la radiación secundaria producida por la interacción de los fotones incidentes.;

En general, en la práctica habitual no se cumplen estas hipótesis; por esta razón debe tenerse en cuenta la existencia de fotones secundarios producidos en la

interacción Compton y en la formación de pares. Estos fotones contribuyen a aumentar la exposición (que se calcula en base a la fórmula (1)). Esta contribución está representada por un factor B (del inglés "build-up"), denominado "factor de multiplicación".

Este factor depende de la energía ϵ de la radiación incidente, del número atómico Z y de la densidad δ del absorbente, y del espesor x de éste. La dependencia de ϵ , Z y δ puede ser expresada en función de μ y en tal forma están representados los valores de B como dependientes del producto μx en los gráficos correspondientes (para los materiales habitualmente utilizados en la construcción de blindajes y para un amplio rango de energías). (Figuras XII-4 a XII-7).

Dado que teóricamente un haz de radiación electro-magnética al atravesar la materia tiene un alcance infinito, un cálculo de diseño de blindaje requerirá presuponer una exposición E sobre la cara "exterior" que sea compatible con el destino que se dé a la construcción y con las normas básicas de seguridad radiológica. Por lo tanto $\dot{X}$ será un dato del problema.

En la práctica se presentan dos situaciones distintas en lo que se refiere a la geometría del blindaje a calcular, que para simplificar llamaremos "blindaje hacia adentro" y "blindaje hacia afuera".

La primera de ellas ocurre cuando es conocida la distancia total entre la fuente radiactiva y la superficie exterior del blindaje. (Figura XII-1); la segunda, cuando el absorbente debe ser construido a partir de una distancia dada entre la fuente y la cara interior de la pared. (Figura XII-2).

En este último caso la distancia total entre la fuente y el punto donde se desea que la exposición valga $\dot{X}$ (contra la cara externa) es incógnita, dado que el espesor x a calcular incrementa la distancia interior conocida.

Resumiendo:

- a) Para un "blindaje hacia adentro" la expresión de cálculo es:

$$\dot{X} = \frac{A\Gamma}{d^2} e^{-\mu x} B \quad (2)$$

- b) Para un "blindaje hacia afuera" la expresión de cálculo es:

$$\dot{X} = \frac{A\Gamma}{(d + x)^2} e^{-\mu x} B \quad (3)$$

En ambos casos las funciones son trascendentes, encontrándose la incógnita x (implícita o explícitamente) en el primer caso en dos factores (la exponencial y B) y en el segundo en tres (también en el factor cuadrático).

METODO DE RESOLUCION

Se explicará en base a la fórmula (3); (por ser la (2) un caso particular de aquélla, cuando $x = 0$ en el factor cuadrático. Esto implica sólo que el espesor del absorbente no aumenta la distancia fuente-punto y no que el espesor del blindaje sea nulo, dado que su valor es precisamente lo que se desea calcular).

Pasando factores de un miembro a otro de la ecuación, resulta:

$$\frac{\dot{X}}{-A} \frac{(d + x)^2}{B} = e^{-x} \quad (4)$$

Representando gráficamente en forma separada las funciones de x resultantes en cada uno de los miembros (por comodidad en papel semilogarítmico, para que la exponencial se transforme en recta), dando valores arbitrarios a la variable independiente y determinando para cada uno el valor de B que corresponda, se obtendrán dos curvas (Figura XII-3).

La intersección de ellas, determinará sobre el eje x el valor del espesor que satisface la igualdad (4). Como esta expresión fué obtenida en base a (3), ese valor será el buscado para que se cumplan las condiciones del problema.

2 - BLINDAJE PARA RADIACION BETA

A diferencia de la característica antes citada para un haz de radiación electromagnética, el alcance de las partículas beta en la materia irradiada tiene un valor finito, que depende de la energía máxima del espectro y de las características de la sustancia irradiada.

Con gran aproximación, para los materiales "livianos" (de bajo Z) se cumple que el alcance lineal R de los electrones, multiplicado por la densidad del absorbente irradiado es una constante, independiente del material.

$$R_1 \cdot \delta_1 = R_2 \cdot \delta_2 = \dots = \text{cte.}$$

Por lo tanto, conociendo el alcance R de los electrones en función de su energía para un determinado material, puede obtenerse el valor correspondiente a cualquier otro, utilizando la relación

$$R_2 = R_1 \frac{\delta_1}{\delta_2}$$

En la figura XII-7 se ha representado el alcance de los electrones en función de la energía inicial, en diversos medios.

Debe tenerse presente que la interacción de los electrones produce "radiación de frenamiento" (bremsstrahlung)

(la que depende del cuadrado del número atómico Z), razón por la cual deben elegirse blindantes "livianos", generalmente aluminio o lucite, para disminuir así la generación de la radiación electromagnética resultante.

3 - BLINDAJE PARA INSTALACIONES DE RAYOS X

En base a las tablas publicadas por el National Bureau of Standards (Handbook) se han modificado los valores para adaptarlos al ritmo promedio de acumulación de exposiciones que determina la máxima exposición anual permisible.

Los gráficos XII-8, 9, 10 y 11 indican directamente el espesor de plomo u hormigón necesario para reducir las exposiciones a dichos valores, para diversas energías-pico del espectro de rayos X.

A) Para irradiación directa del haz primario, el espesor de plomo requerido puede ser obtenido (utilizando la curva de la energía-pico en cuestión), entrando en ordenadas con el valor:

$$K = 1,7 \times 10^{-3} \cdot \frac{D^2}{f \cdot t}$$

donde

D = distancia (expresada en metros entre el áno do y el punto que se desea proteger).

t = tiempo (en horas semanales) de irradiación directa.

i = corriente del tubo (en miliamperes).

y leyendo en abscisas el espesor correspondiente.

B) Para el blindaje de la radiación secundaria se utilizan las mismas curvas, pero en este caso entrando en ordenadas con el valor:

$$K = 1,7 \frac{D^2 \cdot d^2}{i \cdot t}$$

donde:

D = distancia (expresada en metros) entre el punto de dispersión (generalmente, el paciente) y el punto que se desea blindar.

d = distancia (expresada en metros) entre el ángulo y el punto de dispersión (generalmente, el paciente).

t = tiempo (en horas semanales) de irradiación.

i = corriente del tubo (en miliamperes).

La fórmula de K vale en este caso solamente para energías-pico iguales o menores a 500 keV.

Se destaca que estos gráficos fueron realizados para tubos de media onda con un determinado tipo de anticátodo, utilizando campos grandes y una dada filtración, por lo que la extensión de su aplicación a cualquier instalación resultará sólo aproximada.

XIII - NORMAS BASICAS DE SEGURIDAD RADIOLOGICA

1 - INTRODUCCION

Desde el descubrimiento a fines del siglo pasado de los materiales radioactivos naturales y de los rayos X, la ciencia y la tecnología utilizaron tales fuentes de energía con diversos fines. Los fenómenos de interacción de las radiaciones ionizantes con la materia fueron, en especial, aprovechados por la medicina, desarrollándose nuevas técnicas diagnósticas y terapéuticas. Simultáneamente con tales aplicaciones comenzaron a comprobarse los efectos que se producían sobre los seres humanos, tanto usuarios como eventuales pacientes, cuando se superaban determinados valores de dosis y que en muchos casos llegaron a la muerte de los irradiados.

En la actualidad llama la atención que hayan pasado muchos años sin que las asociaciones profesionales ni los organismos estatales de todo el mundo se hayan preocupado formalmente en establecer alguna limitación a las dosis de radiación a la que se hallaban expuestos rutinariamente los usuarios.

Fue recién en 1921 que la asociación de radiólogos ingleses recomendó no superar una exposición de un roentgen por semana. Si bien ahora tal cifra sería conceptuada como muy elevada, ella marca el primer hito en el establecimiento de dosis máximas permisibles.

En nuestro país el uso de fuentes selladas de radio 226 y de equipos de rayos X, según los datos que se conocen, comenzó en la segunda década de este siglo. A posteriori, con el desarrollo de la energía nuclear, se comenzaron a utilizar fuentes selladas de cobalto 60 y, al comienzo de la década del 50 y en escala reducida, los isótopos radioactivos artificiales fundamentalmente iodo 131 y fósforo 32.

Cuando la Comisión Nacional de Energía Atómica, cumpliendo con uno de los fines establecidos en su ley de creación, se didicó a difundir el uso pacífico de los materiales radiactivos, se creyó oportuno que, simultáneamente con tal promoción se dictasen las normas legales que regulasen la utilización de los radioisótopos, ya que hasta ese momento no existía en el país ninguna legislación que reglamenbase técnicamente el uso de las radiaciones ionizantes.

Con tal fin se propuso al Poder Ejecutivo la promulgación de un decreto el que fué dictado con el N° 842 el 21 de enero de 1958.

En el artículo 6° del Reglamento puesto en vigencia por dicho Decreto se estableció, entre otros puntos, que la CNEA podría dictar normas referentes a protección radiológica y en base a ello publicó las Normas Básicas de Seguridad Radiológica y Nuclear (Publicación S.I N°11).

2 - OBJETO

Las Normas Básicas de Seguridad Radiológica (Anexo I de la publicación citada) tienen por objeto mantener bajo control los riesgos debidos al uso de radiaciones ionizantes.

3 - ALCANCE

Dichas normas se aplican a:

- a) trabajadores expuestos como resultado de circunstancias impuestas por su ocupación (es decir a aquéllos que se irradian como consecuencia de sus tareas, aunque el uso de las radiaciones ionizantes no forme parte específica de ellas) y
- b) miembros individuales del público.

Tales normas indican que las dosis a que se hace referencia en ellas incluyen las recibidas por irradiación interna y/o externa y excluyen específicamente:

- a) las dosis recibidas por las personas cuando, como pacientes, deban ser objeto de exámenes o tratamientos médicos que involucren el uso de radiaciones ionizantes, y
- b) las dosis resultantes del fondo natural de radiación.

4 - CLASIFICACION DE SITUACIONES DE IRRADIACION

Las normas contemplan las siguientes posibles circunstancias de irradiación, que se comentarán después:

1.- Exposiciones debidas al uso de fuentes controladas:

a) Exposición ocupacional, en las condiciones normales de trabajo.

b) Exposiciones especiales planificadas.

2.- Exposiciones en situaciones anormales:

a) en casos de emergencia

b) en accidentes

Para cada una de esas cuatro circunstancias se establecen las siguientes reglamentaciones.

4.1.a.- EXPOSICION OCUPACIONAL

Las dosis máximas permisibles para las personas señaladas en 3.a), en condiciones normales de trabajo son las que se indican en cada caso, para la irradiación de:

a) todo el cuerpo, o en particular de gonadas u órganos hematopoyéticos: 5 rem/año

b) piel, tiroides y huesos: 30 rem/año

c) manos, antebrazos, pies y tobillos: 75 rem/año

d) cualquier otro órgano: 15 rem/año

Además de lo señalado en a), deberá cumplirse que en cada trimestre calendario el personal masculino no reciba una dosis mayor de 3 rem y el femenino de 1,25 rem. La diferencia es debida a que la mujer puede encontrarse en estado de gravidez aún no confirmado. La dosis total en el feto no debe ser superior a 1 rem.

Por otra parte, no se admite la exposición ocupacional de personas menores de 18 años.

Los "miembros individuales del público" no podrán recibir dosis superiores a un décimo de los señalados para los "trabajadores". Ello implica que en el diseño de las instalaciones y en las operaciones de monitoraje exterior deberá tenerse en cuenta tal reducción.

4.1.b.- EXPOSICIONES ESPECIALES PLANIFICADAS

Determinados tipos de tareas que deben realizarse en la industria atómica requieren que pocos y determinados trabajadores reciban dosis superiores a las comentadas en 4.1.a.

Tales tareas, por sus características especiales, pueden y deben ser planificadas previamente con los siguientes requisitos:

- a) que cada trabajador que sea seleccionado para realizarla, no exceda en un solo evento el doble del máximo permisible anual, es decir, 10 rem.
- b) que las dosis en gonadas y órganos hematopoyéticos de tal trabajador implicadas en esa tarea, sumadas a la que tuviese acumuladas desde el comienzo de su ocupación, sea menor que la resultante de aplicar la fórmula $D = 5 (E-18) \text{ rem}$, donde E es la edad del individuo, expresada en años.

- c) que en los doce meses precedentes el trabajador no haya sufrido una exposición superior a los límites trimestrales
- d) que el trabajador no haya estado sometido en cualquier fecha anterior a exposiciones anormales, superiores a cinco veces los límites anuales permisibles (25 rem).

El personal femenino no puede ser expuesto a exposiciones especiales planificadas, por la razón señalada en 4.1.a.

Si no obstante la planificación previa, circunstancias fortuitas determinasen que durante la realización de las tareas el trabajador recibiese una dosis mayor de 10 rem, pero menor de 25 rem, ello no implicará que necesariamente sea separado de sus tareas habituales. En tal caso la decisión correspondiente estará a cargo conjuntamente del "oficial médico" y del "oficial de seguridad".

Para los "miembros individuales del público" corresponden iguales consideraciones a las señaladas en 4.1.a.

4.2.a.- SITUACIONES DE EMERGENCIA

Las normas establecen que sólo podrán justificarse como operaciones de emergencia las siguientes:

- 1º) rescate de individuos
- 2º) prevención de una fuerte irradiación a un gran número de personas.

3°) puesta a salvo de instalaciones muy valiosas.

En tales casos esas tareas de emergencia serán voluntarias cuando la dosis estimada a recibir durante su realización exceda de 10 rem.

Previamente a la realización de la operación, el voluntario deberá ser informado de todos los riesgos que ella implica y su participación en más de una emergencia deberá ser objeto en todos los casos de una autorización especial del oficial de seguridad.

Las mujeres no podrán ser aceptadas, aún como voluntarias, en tareas de emergencia.

Si la dosis recibida durante la operación es menor que 25 rem el trabajador podrá continuar con sus tareas habituales. Dosis superiores implicarán una decisión especial.

4.2.b.- EXPOSICIONES EN ACCIDENTES

Si las dosis debidas a un accidente resultan superiores a 25 rem, la posibilidad de que el trabajador pueda continuar afectado a sus tareas habituales dependerá de una decisión especial similar a la del caso 4.2.a.

5 - NORMAS BASICAS DE SEGURIDAD PARA EL USO DE RAYOS X

La promulgación de la Ley N° 17.557 y su decreto reglamentario otorgó jurisdicción sobre el control de equipos

destinados fundamentalmente a la generación de rayos X, a la Secretaría de Estado de Salud Pública.

En base a tales disposiciones legales dicha Secretaría ha dictado en 1968 las normas de seguridad, cuya filosofía y contenido técnico son similares a las comentadas anteriormente.

A. ENSAYO Y CALIBRACION DE UN EQUIPO DE TERAPIA DE RAYOS X

1 - EXPERIENCIAS

a) Se medirán los rendimientos en aire a una dada D.F.P (distancia puente-piel) en función de la energía para distintos espesores de filtro. Durante este ensayo se trabajará a corriente constante. Los valores medidos se volcarán en el cuadro A-1, y se representará gráficamente el rendimiento en función de la energía pico.

b) Se medirán los rendimientos en aire a una dada D.F.P en función de la intensidad de corriente para distintas energías. Durante este ensayo se trabajará en las mismas condiciones de filtrado en todas las mediciones.

Los valores medidos se volcarán en el cuadro A-2 y se representará gráficamente el rendimiento en función de la intensidad de corriente.

c) Se determinarán las curvas de rendimiento en profundidad para distintos filtros. Para ello se medirán en un fantoma de agua la exposición en la superficie y a distintas profundidades manteniendo constante la intensidad de corriente, la tensión y la D.F.P.

Se utilizará una cámara control para corregir las variaciones de rendimiento que pueda sufrir el equipo.

Los valores medidos se volcarán en el cuadro A-3 y se representará gráficamente la exposición en la unidad de tiempo corregida en función de la profundidad. Con los

valores del gráfico se calcula y se representa gráficamente el rendimiento en profundidad.

El significado de las letras del cuadro A-3 es el siguiente:

f: filtro

x: profundidad

$\dot{X}_c$: exposición en la unidad de tiempo medida en la cámara control.

K_c : factor de corrección por variación del rendimiento del equipo. Para una profundidad x es igual al cociente entre el primer valor de $\dot{X}_c$ y el valor de $\dot{X}_c$ correspondiente a esa profundidad.

X_m : exposición medida a profundidad x.

t: tiempo

$\dot{X}$: exposición en la unidad de tiempo, corregida:

$$\dot{X} = \frac{X_m \cdot K_c}{t}$$

$\dot{X}_g$: exposición en la unidad de tiempo obtenida del gráfico $\dot{X}$ en función de x.

H: rendimiento en profundidad, igual al cociente entre las exposiciones en la unidad de tiempo obtenidas en el gráfico a profundidad x, y en la superficie (determinada por extrapolación).

d) DETERMINACION DE HEMIESPESORES (CHR)

Se determinarán diferentes valores de CHR para

diversas condiciones de filtración, mediante el trazado de curvas de absorción en función de los espesores de absorbente.

La experiencia se realizará en las condiciones esquematizadas en la figura A-1.

La tensión y la corriente se mantendrán constantes durante toda la experiencia,

Las mediciones de exposición se realizarán mediante la cámara M. Las variaciones del rendimiento del equipo, se controlarán mediante la cámara C.

Las mediciones y cálculos se volcarán en el cuadro A-4 donde las letras tienen el mismo significado que en el cuadro de la experiencia anterior.

CUADRO A-1

Corriente i: mA

D.F.P. : cm

Filtro	Energía pico	Rendimiento
m m	keV	R/min

CUADRO A-2

Filtro: mm

D.F.P.: cm

Energía pico	Corriente i	Rendimiento
keV	mA	R/min

CUADRO A-4

Voltajes: keV Corriente i: mA
filtrado: Material absorbente

		X_c	k_c	X_m	t	$\bar{X}$
mg		R/min	--	R	min	R/min

2 - DETERMINACION DE LA DOSIS EN UN PUNTO EN PROFUNDIDAD CON UN EQUIPO DE RAYOS X

Puede efectuarse por dos métodos:

- a) Midiendo el rendimiento en aire.
- b) Midiendo la exposición en la unidad de tiempo a una cierta profundidad en un fantoma de agua.
- a) En el primer método debe medirse la exposición en la unidad de tiempo a la distancia fuente-piel requerida y para cada tamaño de campo que se va a utilizar.

De acuerdo con lo expresado en el punto 3.2 del capítulo VII (Instrumentación para dosimetría) si es L el valor de la lectura efectuada con una cámara dedal, la exposición en la unidad de tiempo en el centro de la cámara vale:

$$\dot{X} = L \cdot K_e \cdot F(T,p)$$

donde K_e es el factor de calibración de la cámara y $F(T,p)$ es el factor de corrección por temperatura y presión cuando la cámara no es estanca.

Cuando se emplea un localizador cerrado no es posible hacer coincidir el centro de la cámara con el punto donde se desea conocer el rendimiento (a la D.F.P. requerida). En ese caso puede efectuarse una corrección

por distancia multiplicando el valor anterior de E por el factor:

$$\frac{(DFP + r)^2}{(DFP)^2}$$

donde D.F.P. es la distancia fuente-piel y r es el radio de la cámara.

Una vez conocido el rendimiento en aire para la D.F.P. y el campo requerido puede calcularse la dosis en la unidad de tiempo en un punto situado a la profundidad x de la piel aplicando la siguiente fórmula:

$$\dot{D}_x = \dot{X} \cdot (F \cdot R) \cdot H_x \cdot f_\lambda$$

donde (F . R) es el factor de retrodispersión, H_x el rendimiento en profundidad para la profundidad x, la D.F.P. y el campo correspondiente y f_λ es el factor de conversión de roentgen a rad, que es función de la energía efectiva del haz de radiaciones.

b) El segundo método consiste en medir la exposición en la unidad de tiempo a una determinada profundidad (usualmente a 5 cm).

Designando con L_5 la lectura a 5 cm el rendimiento correspondiente será

$$\dot{X}_5 = L_5 \cdot K_e \cdot F(T, p)$$

En este caso el rendimiento en superficie valdrá

$$\dot{X} = \frac{\dot{X}_5}{H_5}$$

donde H_5 es el rendimiento en profundidad a 5 cm.

La exposición en la unidad de tiempo a profundidad x será entonces

$$\dot{X}_x = \dot{X} H_x$$

Reuniendo las fórmulas anteriores y teniendo en cuenta el factor f , el valor de la dosis en la unidad de tiempo a la profundidad x valdrá:

$$\dot{D} = L_5 \cdot K_e \cdot F(T, p) \cdot \frac{H_x}{H_5} \cdot f_\lambda$$

3 - CORRECCION DEBIDA A LA VARIACION DE LA DOSIS EN LA UNIDAD DE TIEMPO, AL COMIENZO Y AL FINAL DE UNA IRRADIACION

Al iniciar y al finalizar una irradiación, la dosis en la unidad de tiempo que se recibe en un punto dado es distinta a la dosis en la unidad de tiempo durante el resto de la irradiación (estado de régimen).

Como consecuencia de ello, si se ha determinado

la dosis total durante un cierto tiempo por medición, dividiendo ese valor por el tiempo de la irradiación, no se obtendrá en general como resultado la dosis en la unidad de tiempo en el estado de régimen.

Para efectuar la corrección correspondiente pue de procederse de la siguiente manera:

Se efectúan dos irradiaciones, una durante un tiempo t_1 y otra durante un tiempo $t_2 = 2 t_1$. Las dosis que se determinen en cada caso se designarán D_1 y D_2 res pectivamente.

Si resultara que $D_2 = 2 D_1$, no sería necesario efectuar corrección alguna, pero si $D_2 \neq 2 D_1$ entonces de be calcularse:

$$\Delta D = D_2 - 2 D_1$$

ΔD representa la disminución en el valor de la dosis debida a la apertura y cierre de un equipo de irradiación. Si ΔD resultara negativo significaría que el problema apertura-cierre produce un aumento de dosis.

Por lo tanto si a D_1 se le suma ΔD , y al resultado se lo divide por t_1 , se obtiene la dosis en la unidad de tiempo durante el estado de régimen o sea:

$$D = \frac{D_1 + \Delta D}{t_1} = \frac{D_2 - D_1}{t_1}$$

Una vez hallado este valor, si ahora se desea conocer el tiempo de irradiación para entregar en una sola aplicación una dosis D, debe emplearse la siguiente expresión:

$$t = \frac{D + \Delta D}{D}$$

B. CALIBRACION DE UN EQUIPO DE TELECOBALTOTERAPIA

1 - INTRODUCCION

La ejecución de esta práctica consistirá en la confección de tres gráficos, que representarán:

- a) Variación del rendimiento en superficie del equipo en función del área del campo.
- b) Variación del rendimiento en profundidad para distancia fuente-piel constante, variando la distancia fuen
te-punto.
- c) Variación del rendimiento en profundidad para distancia fuente-punto constante, variando el espesor inter
puesto entre fuente-punto.

2 - ELEMENTOS UTILIZADOS

Equipo de telecobaltoterapia:

Dosímetro:

Fantoma de agua:

3 - DESARROLLO

- a) Se medirán los rendimientos en superficie del equipo a D.F.P. 50 cm., desde el tamaño de 4 x 4 cm. (16 cm^2) hasta el de 16 x 16 cm (256 cm^2). Los valores medidos se volcarán en el cuadro B-1 y se representarán gráficamente en función de la superficie del campo. Las me
diciones se efectuarán con el centro de la cámara ubica
da a 5 mm, bajo la superficie del fantoma.

CUADRO B-1

Area cm ²	16	25	36	49	64	81	100
Valores Medidos R/min							
Area cm ²	121	144	169	196	225	256	
Valores Medidos R/min							

b) Se medirán la exposición en la unidad de tiempo sobre el eje longitudinal del haz de radiación a distintas profundidades, y se dividirán estos valores por el de la lectura correspondiente a la superficie obteniéndose el rendimiento en profundidad H. Se colocará el fantoma a 50 cm. de D.F.P. Se medirán los valores correspondientes a un tamaño de campo de 16 x 16 cm. (256 cm²) y de 4 x 4 cm. (16 cm²). Los valores medidos se volcarán en el cuadro B-2 y se representará graficamente el rendimiento en profundidad en función de la profundidad.

CUADRO B-2

Campo	Valor	Profundidad en cm.						
		0,5	2	4	7	10	14	18
4 x 4	Medido							
	H							
16 x 16	Medido							
	H							

c) Se colocará la cámara a 55 cm. de la fuente sobre la superficie del fantoma y se tendrá el valor correspondiente a espesor 0. Los restantes valores se tomarán introduciendo la cámara en el fantoma y conservando la distancia entre la fuente y la cámara constante. Se medirán valores correspondientes a campos de 16 x 16 cm. (256 cm^2) y de 4 x 4 cm. (16 cm^2). Los valores medidos se volcarán en el cuadro B-3 y se representará gráficamente el rendimiento en profundidad en función de la profundidad.

CUADRO B-3

Campo	Valor	Espesor interpuesto en cm.						
		0,5	2	4	7	10	14	18
4 x 4	Medido							
	H							
16 x 16	Medido							
	H							

4 - DETERMINACION DE LA DOSIS EN UN PUNTO EN PROFUNDIDAD

Para determinar la dosis en un punto en profundidad puede emplearse cualquiera de los métodos explicados en punto 2 del capítulo A(Ensayo y calibración de un equipo de rayos x).

C. TRAZADO DE CURVAS DE ISODOSIS EN UN EQUIPO DE TELECOBALTOTERAPIA Y CENTRADO DE CAMPOS OBLICUOS

1 - CURVAS DE ISODOSIS

Se trazarán curvas de isodosis en agua utilizando un fantoma adecuado. Se medirán valores sobre el eje del haz de radiación y puntos separados del mismo distribuidos de manera que se puedan trazar con suficiente aproximación las curvas de igual dosis que se desean obtener.

Los valores de las distintas mediciones se dividirán por el del punto central del campo a 5 mm. bajo la superficie del fantoma, para tener todos los valores referidos al rendimiento del campo en dicho punto. Se trabajará con un campo de 10 x 10 cm. a D.F.P. de 50 cm. Una vez tabulados los valores se trazarán las curvas en papel milimetrado para 1; 0,90; 0,80; 0,70; 0,60; 0,50; 0,40; 0,30; 0,20, interpolando entre los valores obtenidos.

ELEMENTOS UTILIZADOS

Equipo:

Dosímetro:

Fantoma de agua:

2 - CENTRADO DE CAMPOS OBLICUOS

En el tratamiento de lesiones para las cuales el eje del haz de radiación ~~no~~ sea perpendicular a la piel del

paciente debe procederse para el centrado del campo de la siguiente manera:

1) Colocando al paciente sobre la camilla y el cabezal vertical, se hará coincidir el eje del campo con el punto sobre la piel que sea proyección del centro de la lesión.

Se fijarán los desplazamientos transversal y longitudinal de la camilla.

2) Dejando inmóvil la camilla se girará 90° el cabezal; se subirá o bajará la camilla hasta hacer coincidir el centro del haz con la proyección a 90° (lateral) de la lesión. En este momento la lesión coincide con el centro de rotación del haz.

3) En lugar del procedimiento 2), se puede a continuación de 1) hacer coincidir el centro de rotación subiendo o bajando la camilla hasta que la distancia de la fuente a la piel sea igual al radio de rotación del equipo menos la profundidad de la lesión.

4) Una vez ubicada la lesión en el centro de rotación se llevará el cabezal al ángulo que se desea y se marcará sobre la piel del paciente el centro del campo.

5) Utilizando los tres movimientos de la camilla se llevará a la distancia de tratamiento deseada, haciendo coincidir siempre el punto marcado en 4) con el centro del campo.

- 6) Para toda aplicación posterior bastará llevar el cabezal al ángulo de inclinación adecuado y repetir el 5).

TABLA DE VALORES

x \ Ex.	0	1	2	3	4	5	6
0,5	*		*		*		*
1	*	*		*		*	
2	*		*		*		*
3	*	*		*		*	
4	*		*		*		*
5	*	*		*			
7	*		*		*		*
9	*	*				*	
12	*		*		*		*
15	*	*		*		*	

x : Profundidad en cm.

Ex: excentricidad en cm.

