

00382
4
19

Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias.

"Desarrollo de una técnica dosimétrica
para haces de electrones usando tintes radiocrómicos".

Tesis que para obtener el grado de
Doctor en Ciencias (Física)
presenta
Roberto Manuel Uribe Rendón.

Julio 1986.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

<u>INDICE.</u>	Pag.
- RESUMEN	3
- INTRODUCCION	4
- CAPITULO I.- INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA.	8
I.1.- Interacción de rayos X y gamma con la materia.	10
I.2.- Interacción de los electrones con la materia.	26
I.3.- Energía de la radiación absorbida en el material blanco.	37
- CAPITULO II.- DOSIMETRIA CON PELICULAS DE TINTE RADIO- CROMICO	40
II.1.- Fundamentos de dosimetría.	41
II.2.- Teoría de Cavidad.	47
II.3.- Dosimetría con tintes radio- crómicos	55
- CAPITULO III.- APLICACIONES	75
III.1.- Uso de tintes radiocrómicos en la irradiación de tubos y	

aislantes de conductores eléctricos	78
III.2.- Uso de tintes radiocrómicos en física sanitaria.	79
III.3.- Uso de tintes radiocrómicos en la irradiación de alimentos.	80
III.4.- Uso de tintes radiocrómicos como dosímetros de traslado.	84
- CONCLUSIONES.	89
- AGRADECIMIENTOS.	92
- REFERENCIAS.	94

RESUMEN.

En este trabajo se desarrolló un dosímetro plástico a base de una película de polivinil butiral a la que se le incorporó leucocianuro de pararosanilina como elemento radiosensible. Se estudió su respuesta a la dosis encontrando que es lineal en el intervalo de 10 a 60 kGy y estable con respecto al tiempo de almacenamiento a temperaturas y humedades relativas inferiores a 45°C y 75% respectivamente.

Se describió el método para incorporar diferentes compuestos orgánicos con objeto de hacer el dosímetro equivalente a tejido muscular y se comprobó que la presencia de ellos no afecta la respuesta lineal de él. Esta propiedad lo hace atractivo para ser utilizado en distintos procesos en los que interviene la radiación, mencionando entre éstos la irradiación de cable eléctrico, la preservación de alimentos, la radioterapia y su uso como dosímetros de traslado.

Para fundamentar este trabajo, se incluye un capítulo de interacción de radiación electromagnética y haces de electrones con la materia, y los aspectos básicos de la teoría de cavidad.

Finalmente, en las conclusiones del presente trabajo se menciona una serie de recomendaciones acerca de los temas asociados a este tipo de materiales que pueden ser de interés para seguirse investigando.

INTRODUCCION.

El valor práctico de la radiación ionizante se reconoció poco después del descubrimiento de los rayos-x por Roentgen y de la radioactividad por Becquerel. Desde entonces, la radiación se ha utilizado en varios procesos para modificar las propiedades físicas y químicas de materiales y organismos vivos, siendo las más importantes la esterilización de productos médicos, la fabricación de nuevos polímeros, la preservación de alimentos y la radioterapia.

Las fuentes de radiación que se usan actualmente en los procesos mencionados en el párrafo anterior son principalmente las gammas producidas por el decaimiento radiactivo del ^{137}Cs o del ^{60}Co y los electrones provenientes de un acelerador con energías en el intervalo de 0.15 a 10 MeV. El uso de uno u otro tipo de radiación viene determinado por el espesor de la muestra a irradiar y la velocidad a la que se desea suministrar la energía de la radiación. Los electrones se utilizan generalmente para irradiar objetos delgados con tiempos de exposición cortos.

La efectividad de un proceso de irradiación usando electrones viene determinada por diversos parámetros como: la energía y corriente del haz de electrones, la frecuencia de barrido del haz sobre la muestra, las dimensiones del haz, el efecto combinado de la velocidad del producto y el tiempo que permanece el haz sobre el mismo, la distancia entre la ventana de salida del haz y el producto, la densidad, número atómico y peso atómico del producto, y su espesor.

La mayor parte de las mediciones asociadas a la radiación ionizante se toman para establecer relaciones numéricas entre ella y los efectos físicos, químicos o biológicos que produce. Estos efectos pueden ocurrir sólo cuando la radiación transfiere parte de su energía al material irradiado. El efecto será distinto si esa energía es impartida a un pequeño elemento de masa del material o si se distribuye en una masa grande. Así pues, la cantidad más importante relacionada a la interacción de la radiación con la materia es la energía absorbida por unidad de masa. Esta cantidad se conoce con el nombre de "dosis absorbida".

Una medida apropiada de la dosis es un prerrequisito para la utilización correcta de la radiación en la investigación y en la industria. Es por esto que debe realizarse investigación en el desarrollo y calibración de nuevos dosímetros así como en sus mecanismos de respuesta. La dosimetría es necesaria en un proceso de irradiación ya que los parámetros que intervienen en esta no dan una idea de la cantidad de energía absorbida en el producto sino sólo de las características de operación del irradiador y de la línea de procesamiento. Además, el efecto de la radiación sobre el producto es más complicado de evaluar rutinariamente en comparación con un método dosimétrico.

El presente trabajo lleva el propósito de describir los estudios realizados para el desarrollo de un dosímetro a base de una película de polivinil butiral a la cual se le incorporó leucocianuro de pararosanilina como elemento radiosensible. Este

tipo de materiales conocido como películas de tinte radiocrómico, son muy útiles para determinar la dosis en instalaciones que emplean un acelerador de electrones pues su espesor puede hacerse bastante reducido, con lo que su presencia no altera apreciablemente el campo de radiación.

Para cubrir este objetivo, la tesis se ha dividido en tres capítulos. En el primer capítulo se discuten los procesos fundamentales de interacción de la radiación gamma y los electrones con la materia, para obtener los coeficientes de absorción de energía de la radiación, haciendo una revisión del tema hasta el año de 1985.

El segundo capítulo se inicia definiendo la dosis y lo que es un dosímetro y se discute la manera de calcularla en un material a partir de una medida con un dosímetro, utilizando la teoría de cavidad. Esta teoría hace uso del hecho de que la dosis puede expresarse como el producto de una cantidad asociada al campo de radiación por un coeficiente de absorción de energía en la materia como los discutidos en el primer capítulo. A continuación se describe la forma de preparar los tintes radiocrómicos, su mecanismo de respuesta a la radiación, y se analiza la variación de ésta con la dosis. Asimismo, se compara ésta con la respuesta de otros dosímetros plásticos irradiados en condiciones similares y en base a la teoría de cavidad se discute como alterar sus propiedades de absorción de la radiación de tal manera que sean equivalentes a los materiales en los cuales se desea conocer la energía absorbida.

Esto último da pie para que en el capítulo III se discutan algunas áreas de aplicación de las películas de tinte radiocrómico mencionando entre ellas la irradiación de tubos y aislantes plásticos, la física sanitaria, la irradiación de alimentos y la intercomparación dosimétrica.

Finalmente, en la sección de conclusiones se discuten los resultados más relevantes de este trabajo, es decir: las películas de tinte radiocrómico fabricadas en nuestro laboratorio son dosímetros útiles en la irradiación con electrones que tienen una respuesta lineal con la dosis en el intervalo de 0 a 60 kGy, siendo este intervalo de respuesta útil más amplio que el de películas de tinte radiocrómico comerciales. Además, son estables y sus características de absorción a la radiación pueden cambiarse fácilmente incorporándoles compuestos químicos a base de bromuros, fosfatos o cloruros, sin pérdida de la linealidad de su respuesta con la dosis.

Como se ha mencionado anteriormente, la investigación para el desarrollo de nuevos dosímetros debe incluir el entendimiento de su mecanismo de reacción. Aunque en el capítulo II de este trabajo se describe el efecto de la irradiación sobre los tintes radiocrómicos, dicho mecanismo no se conoce plenamente. En las conclusiones de este trabajo se hacen una serie de recomendaciones acerca de las posibles líneas de investigación que pueden seguirse para contribuir al conocimiento del mecanismo de reacción de este sistema.

	Pag.
CAP. I.- INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA.	
I.1.- INTERACCION DE RAYOS X Y GAMMA CON LA MATERIA.	10
1.- EFECIO FOTOELECTRICO.	11
2.- DISPERSION COMPTON.	12
3.- DISPERSION RAYLEIGH.	17
4.- PRODUCCION DE PARES.	17
5.- ABSORCION Y ATENUACION DE LA RADIACION GAMMA.	20
6.- FACTOR DE INCREMENTO.	24
I.2.- INTERACCION DE LOS ELECTRONES CON LA MATERIA	26
1.- COLISIONES ELASTICAS.	28
2.- COLISIONES INELASTICAS.	30
3.- COLISIONES INELASTICAS RADIATIVAS (BREMSSTRAHLUNG)	35
I.3.- ENERGIA DE LA RADIACION ABSORBIDA EN EL MATERIAL BLANCO.	37

El entendimiento de cómo interacciona la radiación con la materia tiene su base en una adecuada interpretación del campo de radiación presente en la muestra. Esto se hace a través de una ecuación de transporte, la cual relaciona la intensidad de la fuente con las propiedades de dispersión y absorción de energía del medio irradiado. Para un sólo tipo de radiación la ecuación de transporte la podemos escribir como⁽¹⁾:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi'(T, \vec{\Omega})}{\partial t} = -\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi' + S' - \mu' \phi' \quad (1)$$

$$+ \int dT'' \int d\Omega'' \phi'(T'', \vec{\Omega}'') \mu'(T, \vec{\Omega}; T'', \vec{\Omega}'')$$

en donde, si ϕ es la densidad de fluencia, (o sea, el número de partículas que atraviesan un área unitaria en la unidad de tiempo) entonces, ϕ' es la distribución de la densidad de fluencia respecto de una o más variables, $\vec{\Omega}$ es un vector unitario en la dirección de movimiento de las partículas, S' es la densidad de intensidad de la fuente expresada en partículas/m³ seg y $\mu'(T, \vec{\Omega}; T'', \vec{\Omega}'')$ es el coeficiente de atenuación diferencial de la radiación y representa la probabilidad de que una partícula que incide en el volumen de interés con energía T y dirección $\vec{\Omega}$ sea dispersada en la dirección $\vec{\Omega}''$ con energía T''

La ecuación (1) representa el cambio con respecto al tiempo del número de partículas de energía T y dirección $\vec{\Omega}$ que se encuentran en un volumen unitario de material irradiado. El

segundo miembro de la ecuación indica las causas por las que esta cantidad puede variar: disminuyendo por divergencia de las líneas de flujo de radiación y por la atenuación de la radiación en el material, aumentando por la presencia de fuentes y debido a la dispersión de partículas de energía T'' y dirección $\vec{\Omega}''$, hacia el volumen de interés con energía T y dirección $\vec{\Omega}$.

En general e irrespectivamente del tipo de radiación, el coeficiente de atenuación puede tomarse como la suma de 2 términos, uno que considere exclusivamente la dispersión y otro la absorción

$$\mu'(T, \vec{\Omega}; T'', \vec{\Omega}'') = \mu'(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}'') \delta(T-T'') + \frac{1}{T} \left(-\frac{dT}{dx} \right)$$

En las secciones que siguen se hace una descripción de los procesos físicos que intervienen en la dispersión y absorción de energía para el caso de radiación electromagnética y electrones acelerados, y que dan origen a estos coeficientes.

I.1.- Interacción de rayos X y gamma con la materia.

Los rayos X y gamma son radiaciones electromagnéticas cuyas longitudes de onda son varios órdenes de magnitud más cortas que las de la luz visible ($\lambda=c/\nu=0.01 \times 10^{-8}$ cm/E, E(MeV)).

La interacción de la radiación X o gamma con la materia produce electrones de alta energía, los cuales la ceden.

posteriormente al material irradiado. Por esta razón se le denomina radiación indirectamente ionizante.

Los mecanismos más importantes por medio de los cuales los rayos X y gamma producen electrones son: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares. Además los fotones pueden sufrir dispersión elástica sin producción posterior de electrones mediante su interacción con el campo electrostático de los electrones del átomo o bien con el del núcleo. A continuación se describe brevemente cada uno de estos efectos.

I.1.1.- Efecto Fotoeléctrico.- En el efecto fotoeléctrico un fotón interacciona con un electrón ligado al átomo, desapareciendo y siendo emitido ese electrón, con una energía dada por la relación

$$T = h\nu - E_A \quad (2)$$

donde E_A es la energía de amarre del electrón y T su energía cinética.

Es imposible para un electrón libre absorber un fotón ya que no se conservarían ni la cantidad de movimiento ni la energía. Sin embargo, en el caso de un electrón ligado, el átomo retrocede y se conserva la cantidad de movimiento. Los electrones de la capa K o la L son los más importantes para este efecto en el intervalo de energías de 10 keV a 100 GeV, siendo este efecto más importante para absorbedores de alto número atómico.

El cálculo teórico para obtener la sección transversal del efecto fotoeléctrico debe hacerse a partir de la ecuación relativista de Dirac para un electrón ligado, lo cual lo hace difícil. W. Heitler⁽²⁾ calculó la sección transversal, a^{τ}_k , para la absorción por este efecto, despreciando la energía de amarre de la capa K obteniendo la siguiente relación:

$$a^{\tau}_k = \phi_0 Z^5 (1/137)^4 4\sqrt{2} n^{7/2} \quad (3)$$

donde
$$\phi_0 = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2}{(m_0 c^2)^2} \quad \text{y} \quad n = \frac{m_0 c^2}{h\nu}$$

donde Z es el número atómico del absorbedor y los demás símbolos tienen el significado habitual.

Finalmente mencionaremos que los fotoelectrones no son emitidos isotropicamente, sino preferentemente en la dirección del vector eléctrico asociado al rayo gamma incidente. Esto se muestra en la figura 1, en la que además puede apreciarse que la distribución depende de la velocidad de los fotoelectrones emitidos.

I.1.2.- Dispersión Compton.- En la dispersión Compton, un fotón "choca" con un electrón, cediéndole parte de su energía y saliendo dispersado en una dirección distinta a la original. Debido a que los electrones en un átomo se encuentran debilmente ligados y que comparativamente los fotones inciden con energías bastante mayores, podemos incluir la dispersión de fotones por

electrones atómicos dentro del efecto Compton. Si consideramos un fotón de energía $h\nu$, que interacciona con un electrón libre en reposo, que adquiere una energía cinética T y un fotón dispersado a un ángulo θ , con energía $h\nu'$ menor que $h\nu$, tal como se muestra en la figura 2, de las leyes de conservación de energía y cantidad de movimiento tendremos que la diferencia en longitud de onda entre el fotón incidente y el dispersado será:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (4)$$

$$T_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left(1 - \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right) \quad (5)$$

$$\text{y} \quad \cos \theta = 1 - \frac{2}{(1 + \alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \phi + 1} \quad (6)$$

donde $\alpha = h\nu/m_0 c^2$.

La teoría básica de este efecto, suponiendo que el electrón se encontraba originalmente libre y en reposo, fue desarrollada por Klein y Nishina⁽³⁾, siendo aplicable en casi todo el intervalo de energías para el cual la dispersión Compton constituye el efecto más importante de la sección total.

Para fotones no polarizados la sección diferencial de colisión dada por Klein-Nishina es⁽³⁾:

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = r_0^2 [1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^{-2} \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{2} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \alpha(1 - \cos \theta))} \right\} \quad (7)$$

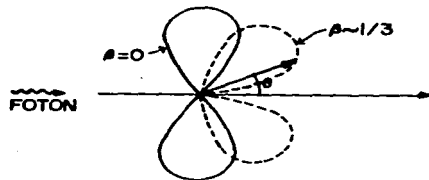


Figura 1.- Distribución angular de los fotoelectrones emitidos por efecto fotoeléctrico en coordenadas polares, para dos diferentes velocidades $\beta=0$ y $\beta=1/3$. La longitud del radio vector representa la probabilidad de fotoemisión en la dirección θ .



Figura 2.- Diagrama esquemático de la dispersión Compton. $h\nu$ es la energía del fotón incidente, $h\nu'$ la del fotón dispersado en una dirección θ , T la energía cinética del electrón de retroceso Compton el cual es dispersado en una dirección ϕ .

dada en $\text{cm}^2/\text{electrón}$ por steradian y en donde α es la energía del fotón incidente expresada en unidades de $m_e c^2$, y r_e el radio clásico del electrón.

Al integrar la relación (7) en todo el ángulo sólido se obtiene la sección eficaz total para el efecto Compton que da la probabilidad de que ocurra este proceso:

$$\sigma_c^{kn} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad (8)$$

De aquí se puede obtener la energía total removida del haz como $h\nu_0 \sigma_c^{kn}$ la cual puede expresarse como:

$$h\nu_0 \sigma_c^{kn} = h\nu_0 \sigma_s + h\nu_0 \sigma_a$$

en donde el primer término de esta ecuación es la energía total dispersada del haz original y el segundo término constituye la energía absorbida en el medio a través de electrones Compton.

Esta última sección la cual está asociada con la absorción de energía en el material viene dada por:

$$\sigma_a = 2\pi r_e^2 \left[\frac{2(1+\alpha)^2}{\alpha^2(1+2\alpha)} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} - \frac{(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} - \frac{4\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} - \left(\frac{1+\alpha}{\alpha^3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3} \right) \ln(1+2\alpha) \right] \quad (9)$$

y es la de más interés para propósitos de dosimetría.

La dispersión Compton es predominante en el intervalo de energía de 0.8 a 4 MeV y cualquier número atómico; para número atómico bajo este efecto predomina en un intervalo de energías mayor^(s).

La ecuación de Klein-Nishina supone que los electrones Compton se encuentran libres y originalmente en reposo. Esta aproximación es válida cuando la energía cinética que adquiere el electrón es grande en comparación con su energía de amarre, sin embargo, hay circunstancias en las que no se cumple esto, especialmente en el caso de electrones de la capa K en elementos pesados. Por ejemplo, para un fotón de 511 keV dispersado un ángulo de 20° en aluminio, el electrón dispersado adquiere una energía de 29 KeV. Si éste es un electrón de la capa K su energía de amarre es de sólo 1.56 KeV. Sin embargo, si se tratara de un electrón de la capa K en plomo, entonces su energía de amarre sería de 88.0 KeV y entonces no podría participar de este proceso. Los efectos de amarre del electrón son más importantes cuando la energía del fotón es menor, para ángulos de dispersión pequeños y para números atómicos grandes. Sus mayores efectos son el de producir una dispersión en los valores de energía del fotón dispersado, reducir el valor promedio de la energía de éstos y el de reducir la probabilidad de dispersión a ángulos pequeños, como puede apreciarse de la discusión hecha sobre el tema por Nelms^(*) y Evans^(s).

I.1.3.- Dispersión de Rayleigh.- En este tipo de interacción el fotón es dispersado por un electrón ligado sin pérdida de su energía y por lo tanto el átomo no es ni excitado ni ionizado. La dispersión por distintas partes de la carga atómica es coherente en este caso, esto es, existen efectos de interferencia de los fotones así dispersados.

Este proceso ocurre principalmente a energías bajas y en materiales de número atómico alto, en la misma región en la cual la ligadura del electrón al átomo influencia a la sección de dispersión de Compton, haciéndola menos probable.

En general, como este proceso no da origen a una absorción de energía, no suele considerarse en cálculos de dosimetría.

I.1.4.- Producción de Pares.- Este efecto es predominante para energías de fotones altas. Consiste en la desaparición del fotón en el campo del núcleo atómico apareciendo un par electrón positrón tal como se muestra en la figura 3. No ocurre por debajo de cierta energía umbral que en el caso de núcleos es $2m_0c^2$ con m_0 la masa del electrón, como puede apreciarse de la ecuación de conservación de energía:

$$h\nu_0 = (T_+ + m_0c^2) + (T_- + m_0c^2) \quad (10)$$

en donde T_+ y T_- son las energías cinéticas del par electrón-positrón.

La producción de pares puede ocurrir también en el campo de

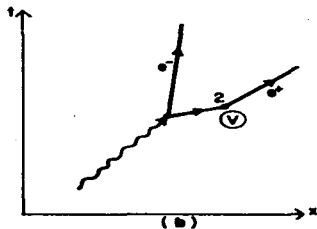
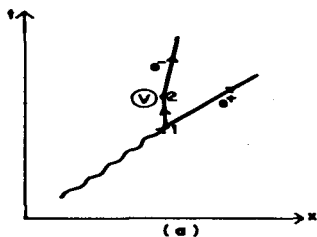


Figura 3.- Diagrama esquemático de la formación de un par electrón positrón a partir de un rayo gamma de alta energía en el campo Coulombiano V de un núcleo. En el diagrama a, el foton crea el par en 1, siendo dispersado posteriormente el electrón por el campo eléctrico del núcleo. En b se tiene la situación semejante con la diferencia de que en este caso el que se dispersa es el positrón.

un electrón, pudiéndose demostrar que en este caso la energía umbral para que ocurra el proceso es de $4m_0c^2$ (6).

La sección transversal para producción de pares en el campo nuclear varía con el cuadrado del número atómico, mientras que en el campo de un electrón lo hace únicamente con el número atómico (7), aunque este último efecto es menos importante. Evans (8) encuentra que para el caso de producción de pares en el campo nuclear la sección transversal puede escribirse como:

$$k = \sigma_0 z^2 \bar{P} \quad (11)$$

en donde $\sigma_0 = 5.8 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{núcleo}$ y \bar{P} es una función que depende de la energía del fotón y del número atómico del material absorbedor y cuyo intervalo de variación se encuentra entre 0 y 20 para energías en el intervalo de $2m_0c^2$ a ∞ .

Cuando un fotón se absorbe mediante producción de pares, sólo una fracción de su energía es empleada como energía cinética del par, de tal manera que el coeficiente de absorción de energía quedaría dado como:

$$K_a = KN \left(1 - \frac{2m_0c^2}{h\nu}\right) \quad (12)$$

donde N es el número de átomos por centímetro cúbico. La energía restante reside en la masa en reposo del par electrón-positrón. Cuando el positrón se modera, se recombina con un electrón produciendo dos rayos gamma de 511 keV cada uno. Así pues, la

producción de pares puede verse como un efecto combinado de absorción de energía y dispersión.

I.1.5.- Absorción y atenuación de la radiación gamma.- La probabilidad total de interacción de un fotón con la materia va a ser la suma de cada uno de los efectos discutidos anteriormente:

$$\sigma = \sigma_a^{\tau} + \sigma_c^{kn} + K \quad (13)$$

Sin embargo, en esta ecuación se está considerando la atenuación total de la radiación. Si se desea considerar únicamente la absorción de la radiación entonces tendremos que utilizar los coeficientes de absorción de energía correspondientes:

$${}^a\sigma = {}^a\sigma_a^{\tau} + \sigma_a^{kn} + K_a \quad (14)$$

Nótese que el primer término es igual en las ecuaciones 13 y 14 ya que el efecto fotoeléctrico siempre involucra la absorción de la radiación del fotón, no así el efecto Compton y la producción de pares en los cuales aparte de la absorción de energía existe la dispersión de la radiación electromagnética. El coeficiente másico de atenuación de la radiación μ/ρ que es el que interviene en la ecuación de transporte (ecuación 1), se define a partir de la sección de interacción como:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_0}{M} \sigma \quad (15)$$

en donde N_0 es el número de Avogadro y M es el peso atómico ⁽⁹⁾. Este coeficiente es el que regularmente se utiliza para propósitos de tabulaciones en cálculos de radiología médica, procesamiento e inspección industrial, diseño del blindaje y coraza de los reactores nucleares y en interpretación de experimentos de física nuclear. La mayor parte del trabajo realizado en esta dirección ha sido con el objeto de tener valores más confiables de estos coeficientes, tratando de que las tabulaciones basadas en desarrollos teóricos sobre cada porción de la sección total concuerden en mayor grado con las mediciones reportadas en la literatura. A este respecto, Hubbell y colaboradores ⁽¹⁰⁾ han hecho una revisión enfatizando en la producción de pares para el intervalo de energías de 1 MeV a 100 GeV para elementos con números atómicos entre 1 y 100 u.m.a., y mencionan que los cálculos deben reconsiderarse para energías por encima de 1 MeV ya que en trabajos previos no se ha considerado la absorción fotonuclear. La sección de producción de pares coherente (es decir la producción del par electrón-positrón en el campo atómico) ha sido corregida para tomar en consideración el apantallamiento de los electrones atómicos, y efectos radiativos producidos por el retroceso del átomo.

Otra contribución a la incertidumbre en los valores de σ se refieren a que en general no se incluye en ella la producción de pares incoherente o producción de tripletes positrón-electrón,

la cual ocurre cuando existe ionización o excitación del átomo que participa en el efecto. Aunque la energía umbral para producir un par en la vecindad de un electrón es $4 m_0 c^2$, el umbral para este efecto en la vecindad de átomos se reduce a $2m_0 c^2$ siendo esto debido al hecho de que parte del momento puede ser transferido al átomo tanto en forma de excitación como de ionización ⁽¹¹⁾. Sin embargo, este efecto es muy reducido para energías por debajo de $4m_0 c^2$ por lo que no suele incluirse en ese intervalo ⁽¹⁰⁾. El tratamiento teórico debería incluir entre otras cosas: el amarre atómico del electrón blanco; el apantallamiento por el resto de los electrones y el núcleo; el retardo que ocurre cuando la velocidad de retroceso del electrón blanco no es despreciable con respecto a la velocidad de la luz; dispersión Compton virtual; términos de intercambio debidos a la indistinguibilidad de los electrones; y correcciones radiativas. En general la contribución de estos efectos a la sección de producción de pares se efectúa a través de la aproximación de Born tratando de incluir uno o más de ellos pero no todos.

Por lo que respecta al efecto Compton, la fórmula de Klein-Nishina es aplicable en casi todo el intervalo en el cual este efecto es predominante ⁽¹⁰⁾, no siendo aplicable a energías bajas debido al amarre de los electrones al átomo y a altas energías debido a la posibilidad de emisión de dos fotones Compton en lugar de uno. El primer efecto puede corregirse incluyendo las funciones de dispersión incoherente $S(q,z)$ como un factor en el

integrando de la sección total de Klein-Nishina con lo cual se obtiene una sección de dispersión Compton para un electrón ligado

$$(\sigma_{BD})^{(12,13)} .$$

$$\sigma_{BD} = \int d\sigma^{kn}(\theta) s(q, z) \quad (16)$$

siendo q la transferencia de momento para la dispersión incoherente. Para el caso de energías altas Mork⁽¹⁴⁾ ha efectuado un cálculo de la sección incluyendo el efecto de emisión de dos fotones así como emisiones radiativas.

La dispersión elástica, aunque no conduce a la absorción de energía en el material, es importante en vista de que desvía a los fotones de su trayectoria original reduciendo así la intensidad del haz incidente en el punto de interés. Está compuesta de la dispersión Rayleigh, la dispersión Delbruck originada por la interacción electrostática con el núcleo atómico y la dispersión nuclear. Schaupp y colaboradores⁽¹⁵⁾ han calculado la contribución de la dispersión Rayleigh a la sección total concluyendo que en el caso de energías moderadas (\approx MeV) el efecto es apreciable sólo a ángulos pequeños, y disminuyendo a medida que la Z del absorbedor aumenta. Hubbell⁽¹³⁾ ha mencionado que la dispersión elástica nunca predomina pero puede contribuir cuando más en un 5-10% de la sección total.

El efecto fotoeléctrico es un poco más importante que la dispersión elástica para energías por encima de 1 MeV, contribuyendo a la sección total sólo en el caso de Z alta y

energías por debajo de 10MeV, Scofield⁽¹⁶⁾ ha calculado este efecto usando un potencial central de Hartree-Slater tomando en consideración las contribuciones individuales de cada subcapa atómica para todos los átomos y en el intervalo de energías de 1 MeV a 1.5 MeV. Cálculos más recientes utilizan los resultados de Scofield incluyendo un factor de renormalización por subcapa el cual es obtenido usando un modelo de Hartree-Fock presumiblemente más exacto que el anterior⁽¹⁰⁾.

I.1.6.-Factor de Incremento.- Los coeficientes másicos de atenuación generalmente se obtienen de manera experimental bajo condiciones de haz delgado y usando fuentes de fotones monoenergéticos los cuales son transmitidos a través de la muestra. La intensidad de la radiación puede encontrarse a través de la relación:

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho)x} \quad (17)$$

de donde

$$\frac{\mu}{\rho} = x^{-1} \ln \frac{I_0}{I}$$

Aquí, I e I_0 son respectivamente las intensidades del haz de radiación medidas después y antes de atravesar el absorbedor de espesor x medido en masa por unidad de área. En la mayoría de los experimentos con radiación electromagnética no se utilizan

condiciones de haz delgado, provocando que los valores medidos de I sean mayores que los encontrados a partir de la ecuación (17). Este incremento en la intensidad de la radiación en el punto de interés es debido a que parte de la radiación original, cuya dirección de propagación no coincide con la línea que une a la fuente con ese punto, es dispersada hacia él mediante alguno de los procesos que se han mencionado anteriormente. Para tomar en consideración este hecho a la ecuación (17) suele incluirse un factor que toma en cuenta la falta de geometría de haz delgado y que se conoce con el nombre de factor de incremento B:

$$I = I_0 B e^{-(\mu/\rho)x} \quad (18)$$

El factor de incremento puede evaluarse calculando el cociente de la intensidad de la radiación sin condiciones de haz delgado, entre la intensidad bajo condiciones de haz delgado. La mayoría de los esfuerzos hechos por calcular el factor de incremento B teóricamente, están basados principalmente en métodos empíricos. Aten (17) ha calculado B cuando $\mu x = 1 - e^{-\mu x} \ll 1$, suponiendo que éste se puede aproximar mediante una serie de potencias de μx , obteniendo valores comparables a los medidos, pero ajustando algunos parámetros experimentalmente. Shure (18), por otro lado, ha calculado B a través de funciones de flujo de radiación multiagrupadas espacialmente y los ha comparado con valores reportados en la ANSI (American National Standard Institute) concluyendo que estos últimos sobreestiman el valor

(19)

del flujo de radiación. Finalmente, Chilton y colaboradores han calculado B para aire, agua y fierro suponiendo una fuente puntual monoenergética, mediante el método de momentos, obteniendo buena concordancia con valores experimentales excepto a altas penetraciones y despreciando efectos de bremsstrahlung en agua y aire. Al parecer la fórmula empírica dada por Berger⁽²⁰⁾:

$$B = 1 + a (\mu_0 r) \exp[b(\mu_0 r)] \quad (19)$$

donde $a(\mu_0 r)$ y $b(\mu_0 r)$ son parámetros que dependen de la fuente de fotones y el medio absorbedor, sigue siendo el método más confiable para determinar el factor de incremento.

I.2.- Interacción de electrones con la materia.

El primer estudio sistemático de la penetración de partículas en la materia fue hecho por Landau en 1944⁽²¹⁾ en el cual calcula la función de dispersión en energía para electrones que atraviesan un espesor de material pequeño, suponiendo que estos producen ionización al ir cediendo su energía. Desde entonces, el tema ha sido motivo de múltiples estudios para tratar de encontrar la energía que depositan los electrones en la materia. Esto se ha hecho mediante diferentes métodos y técnicas computacionales; Sadi Lazo⁽²²⁾ en un estudio reciente utiliza la ecuación de Fokker-Planck para explicar el transporte de partículas cargadas en la materia usando el esquema de

moderación continua para electrones y la sección de dispersión de Rutherford con apantallamiento y concluye que sus resultados son comparables a los obtenidos por otros autores pudiéndose aplicar en problemas de fusión, simulación de electrones supratérmicos, confinamiento inercial de iones y electrones y en esquemas de fusión magnética.

Como se ha visto anteriormente la forma en la que los fotones depositan energía en la materia es comunicando energía cinética a los electrones del absorbedor. Así pues, si se desea conocer la energía de la radiación absorbida en el material de interés debe entenderse la manera en la que estos electrones transfieren esa energía cinética a los átomos y moléculas del material. Por otro lado los electrones per se pueden ser la fuente primaria con la cual se está irradiando un material, cuando éstos son producidos por un acelerador de electrones de alta energía, ($\sim 1-10$ MeV). El estudio de la interacción de los electrones con la materia plantea una serie de dificultades que generalmente no aparecen en el estudio de la pérdida de energía de otro tipo de radiación corpuscular y que a continuación se enumeran: 1) en la interacción con electrones atómicos pueden ocurrir grandes pérdidas de energía, comparables con la energía cinética de los electrones incidentes, 2) el electrón incidente y el electrón blanco son 2 partículas indistinguibles y 3) aparecen efectos relativistas para energías relativamente bajas (~ 100 keV). Birkhoff ⁽²³⁾ hace un estudio completo del tema.

A continuación se describen los procesos básicos de

interacción de los electrones con la materia, o sea: las colisiones elásticas, colisiones inelásticas y producción de bremsstrahlung.

I.2.1.- Colisiones elásticas.- En este tipo de interacción el electrón es únicamente deflectado por el campo eléctrico del núcleo o de los electrones atómicos dependiendo de su energía cinética. En el caso clásico, no relativista, se obtiene la fórmula de dispersión de Rutherford. En este caso se omite la presencia de los electrones orbitales y se considera únicamente la interacción del electrón con el núcleo. El caso en el que se desea incluir el apantallamiento de los electrones orbitales se trata haciendo uso de la teoría relativista de Dirac usando la aproximación de Born ⁽²⁴⁾.

En el caso relativista ($2Z/137\beta \ll 1$) la sección la trabajó Mott con la teoría de Dirac, manteniendo términos del orden de Z fuera de la aproximación de Born ⁽²⁴⁾. La expansión del resultado de Mott por McKinley y Feshbach ⁽²⁵⁾ en potencias de $Z/137$ se presenta a continuación por dar resultados al parecer más correctos:

$$\sigma(\theta)d\omega = \sigma_0(\theta) \left[1 - \beta^2 \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{2} + \frac{\pi\beta Z}{137} (1 - \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{2}) \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{2} \right] d\omega \quad (20)$$

en donde $\sigma_0(\theta)$ es la sección clásica de Rutherford.

Un tratamiento de la dispersión de electrones no quedaría completo si no se menciona el fenómeno de dispersión múltiple el

cual considera el hecho de que un electrón a lo largo de su trayectoria sufre un gran número de dispersiones provocadas por los átomos del material que encuentra en su camino. Esta teoría ha sido desarrollada por Bethe ⁽²⁵⁾, explicando así la curvatura observada en las trayectorias de electrones en una cámara de niebla, cuando no existe campo magnético aplicado.

Cuatro teorías han sido propuestas para explicar la dispersión múltiple de electrones por átomos de un material: (1) la de Molière, (2) la de Snyder y Scott, (3) la de Goudsmit-Saunderson y (4) la de Lewis ⁽²⁶⁾. Las dos primeras presuponen ángulos pequeños, mientras que la tercera es válida para todo ángulo y la última establece una conexión entre las tres primeras. Las teorías de Molière y Goudsmit-Saunderson tienen la ventaja adicional de no presuponer ninguna forma para la sección de dispersión.

Hanson y colaboradores ⁽²⁷⁾ midieron la distribución angular de electrones de 15.7 MeV al ser dispersados por láminas de Be y Au para ángulos para los que la dispersión múltiple es importante encontrando que el ancho de las curvas de dispersión a $1/e$ concuerdan con la teoría de Molière.

Tabata y colaboradores ⁽²⁸⁾ han desarrollado una fórmula empírica por interpolación para calcular la sección de Molière. Mediante este método, es posible calcular la distribución angular de electrones dispersados por un blanco sin necesidad de recurrir a cálculos tediosos o equipo de cómputo sofisticado.

Recientemente, Peterson ⁽²⁹⁾ ha derivado nuevamente la

sección de dispersión de Goudsmit-Saunders relacionándola al problema del camino aleatorio en un grupo, incluyendo sugerencias prácticas para modelar la distribución exacta.

I.2.2.- Colisiones inelásticas.- En este proceso se supone que el electrón pierde su energía cinética mediante interacciones con los electrones del material absorbedor. En analogía con el caso de iones pesados, se puede obtener el poder de frenamiento, el cual en el caso relativista viene dado por la expresión⁽³⁰⁾:

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{(0.1535)}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left\{ \frac{2(\tau + 2)}{(T/m_0c^2)^2} \right\} + F(\tau - \Delta) - \delta \right] \quad (21)$$

$$\text{con } \Delta = \frac{1}{2} \tau \quad \text{y}$$

$$F = -1 - \beta^2 + \ln[(\tau - \Delta)\Delta] + \tau/(\tau - \Delta) +$$

$$+ \frac{1/2\Delta^2 + (2\tau+1) \ln[1 - (\Delta/\tau)]}{(\tau + 1)^2}$$

con $\tau = T/m_0c^2$, δ es el factor densidad, Δ la máxima energía dada a rayos δ dividida por m_0c^2 , $\beta = \frac{v}{c}$, A el peso atómico del absorbedor e I el potencial promedio de excitación.

De esta ecuación podemos encontrar la longitud total de trayectoria del electrón como:

$$R = \int \left(\frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT$$

la cual no coincide con el alcance de los electrones en el material por las razones que se explicarán más adelante. Es conveniente hacer notar que el alcance se ha utilizado continuamente para tratar de encontrar la energía de los electrones incidentes en un material⁽³¹⁾, encontrándose recientemente que esta penetración se ve disminuida en materiales dieléctricos debido a la acumulación de carga al irradiarlos, lo cual crea un campo eléctrico interno que tiende a frenar a los electrones incidentes.

A medida que los electrones van penetrando en un material su energía se va degradando de tal manera que si originalmente se tenía un haz monoenergético, a cierta profundidad en el material absorbedor nos encontraremos con todo un espectro de energías. Este espectro se dedujo teóricamente en un principio a través de la ecuación 21 en el esquema de moderación continua, lo cual dió origen a inexactitudes al hacer la comparación con medidas experimentales por no incluirse en este esquema pérdidas grandes de energía lo cual se manifiesta al principio y al final del espectro encontrado. Spencer y Fano⁽³²⁾ fueron los primeros en tratar de resolver este problema introduciendo en la ecuación de transporte de electrones una sección que tome en cuenta pérdidas pequeñas de energía a través del poder de frenamiento en la aproximación de moderación continua y una sección para pérdidas grandes a través de la sección transversal de Møller⁽³³⁾ para colisiones frontales con la cual también se calcularía la producción de electrones secundarios y las pérdidas por

bremstrahlung incluidas a través de la sección transversal dada por Bethe y Heitler⁽³⁴⁾.

Posteriormente, el mismo Spencer describe los métodos para calcular los momentos espaciales de la distribución de electrones en un medio para de ahí calcular posteriormente esas distribuciones y aunque sus resultados siguen siendo inexactos para el principio y el final del espectro, muestra que ello es debido al hecho de usar medios semi-infinitos en los experimentos lo cual disminuye la contribución de los electrones retrodispersados y a que no se toma en consideración efectos de "stragglings" (es decir, una dispersión en los valores de la energía debida a que la interacción de los electrones con el material da origen a una distribución de los valores de la energía transferida) para energías cercanas a cero.

Recientemente ^(35,36), se han aplicado técnicas de Monte Carlo al problema de moderación de electrones en un material muestreando las pérdidas de energía y las dispersiones múltiples en segmentos sucesivos de la trayectoria de electrones, a partir de distribuciones de probabilidad pertinentes dadas por teorías analíticas. En algunos casos las pérdidas de energía se muestrean de acuerdo a la distribución de pérdida de energía por stragglings de Landau ⁽²¹⁾ y las deflexiones angulares a partir de la distribución angular de dispersión de electrones de Goudsmit-Saunderson ⁽³⁷⁾ la cual está basada en la sección de Rutherford modificada por Mott ⁽²⁴⁾ y una corrección de apantallamiento electrónico debida a Molière ⁽³⁸⁾. Generalmente,

los resultados obtenidos mediante estas técnicas están en concordancia con mediciones de dosis y penetración de electrones en distintos materiales ⁽³⁹⁾.

La aplicación de una serie de polinomios de Laguerre pesados se ha investigado por Tabata e Ito ⁽⁴⁰⁾ para reproducir el depósito de energía por electrones que inciden oblicuamente en un material. Las series las ajustan a las distribuciones generadas por el código de Monte Carlo dado por Berger y Seltzer ⁽³⁵⁾, ajustando una expresión del tipo

$$D(x, \theta) = e^{-(x/2\lambda)} \sum_i a_i L_i(x/\lambda)$$

en donde los valores de λ y a_i se determinan a través del Código ETRAN ⁽³⁵⁾.

Recientemente, los esfuerzos se han concentrado en utilizar la técnica de Monte Carlo, refinando algunos de los parámetros que intervienen en el cálculo del poder de frenamiento utilizado en esa técnica. Así, Seltzer y Berger ⁽⁴¹⁾ han evaluado la energía media de excitación y el efecto de densidad para todos los elementos y 180 compuestos más aplicando correcciones de capa a cálculos anteriores o bien partiendo de las distribuciones de intensidad del oscilador dipolar. Posteriormente, los mismos autores han utilizado estos valores para el cálculo del poder de frenamiento por radiación para electrones ⁽⁴²⁾. Una manera alternativa en el cálculo del potencial promedio de excitación ha sido descrito recientemente por C.J. Tung y D.E. Watt ⁽⁴³⁾ a

través de la aproximación de plasma local usando distribuciones de densidad electrónica de Hartree-Fock con la condición a la frontera de Wigner-Seitz para átomos en sólidos, con lo cual han podido extender la fórmula de Bethe del poder de frenamiento a energías hasta del orden de los potenciales medios de excitación.

Una de las limitaciones del método de Monte Carlo estriba en el tiempo de cómputo requerido para recabar la historia de un número suficiente de electrones que incidan sobre el medio absorbedor. A este respecto, Van de Putte ⁽⁴⁴⁾ menciona que el tiempo de cómputo se reduce si en lugar de utilizar la sección de dispersión de Goudsmit-Saunderson se usa la sección de Molière y que usando la aproximación de moderación continua se obtienen resultados comparables a los encontrados mediante modelos más elaborados para electrones de energías de alrededor de 2MeV y elementos ligeros. A este respecto, Miranda ⁽³⁶⁾ ha hecho un análisis del cálculo de la energía depositada por electrones de 1 y 2 MeV en varios elementos ligeros ($Z \leq 13$) usando el método sugerido por Van de Putte y de ahí ha encontrado la energía depositada por los electrones que inciden tanto perpendicularmente como en forma oblicua al medio absorbedor.

Finalmente, Hansen e Ingerslev-Jensen ⁽⁴⁵⁾ han hecho una revisión de la penetración de electrones y positrones con energías entre 10-3000 keV usando la teoría de Lewis en blancos monoatómicos, por el interés de usarlos como herramienta de análisis en superficies. Este estudio incluye los tipos de interacción, ya sea excitaciones, ionizaciones o bien otras

colisiones inelásticas, la dispersión elástica dada a través de la sección de dispersión de Mott, la influencia de la geometría del blanco ya sea que el problema se considere en un blanco infinito o semi-infinito, y la cristalinidad del blanco lo cual podría provocar que las partículas incidentes fueran canalizadas.

I.2.3.-Colisiones inelásticas radiativas (bremsstrahlung).- Es bien conocido el hecho de que toda partícula cargada sujeta a una aceleración, radía energía electromagnética, siendo la amplitud de esta radiación proporcional a esa aceleración. La sección eficaz de radiación es del orden de $1/137$, la de dispersión elástica, sin embargo, en las pocas colisiones radiativas se libera gran cantidad de energía. La sección eficaz para este proceso puede expresarse como:

$$\sigma_{\text{rad}} = \frac{Z^2}{137} \frac{(e^2)^2}{(m_0 c^2)^2} \frac{\text{cm}^2}{\text{núcleo}} \quad (22)$$

En general, las pérdidas de energía por ionización dominan sobre el bremsstrahlung para energías bajas del electrón incidente ($\approx 1-5$ MeV) y absorbedores de bajo número atómico. Esta relación cambia drásticamente por arriba de una energía T_C en donde

$$T_C = \frac{700}{Z+1.2} \text{ (MeV)} \quad (23)$$

Por ejemplo, en el caso del agua T_C es del orden de 100 MeV mientras que para el plomo es de 40 MeV aproximadamente.

La distribución angular de los rayos-x producidos por el blanco varía principalmente con la energía de los electrones, el número atómico del blanco y su grosor. Esta distribución angular ha sido calculada por Heitler ⁽²⁾, obteniendo que

$$I(\theta) = I(0) \left[1 + \frac{E\theta^2}{m_0c^2} \right]^{-2}$$

en donde $I(\theta)$ es la intensidad del bremsstrahlung emitida al ángulo θ , E la energía de los electrones incidentes, en MeV, θ el ángulo en radianes entre el haz de electrones y los rayos-x emitidos y m_0c^2 la energía en reposo del electrón. Esta fórmula es válida sólo en el caso de incidencia de los electrones en blancos delgados. Para el caso de blancos gruesos Brynjolfsson y Martin ⁽⁴⁶⁾ recomiendan no usar esta expresión debido al aumento de la dispersión que sufren los electrones a medida que van penetrando en el blanco. Esta situación no es la misma en el caso del espectro de radiación bremsstrahlung emitida por un blanco grueso y por uno delgado las cuales en general coinciden y lo cual es debido a que la intensidad hacia adelante proviene de las primeras capas del blanco. Estos espectros han sido calculados teóricamente usando el método de Monte Carlo por Seltzer ⁽⁴⁷⁾ y por Tanaka y colaboradores ⁽⁴⁸⁾ más recientemente, mencionando este último autor que la principal fuente de error en estos cálculos se encuentra en la incertidumbre en las fórmulas para la sección transversal de producción de bremsstrahlung; para una energía de 0.1 a 2 MeV dicha

incertidumbre es de alrededor del 20 al 30% para absorbedores de Z alta mientras que para energías superiores a 10MeV las secciones teóricas tienen un error de $\approx 5\%$.

I.3.-Energía de la radiación absorbida en el material blanco.

La cantidad de energía, ϵ , absorbida de rayos gamma ó x, por unidad de tiempo en el volumen de interés ΔV , en un punto \vec{r} en el medio, puede expresarse como:

$$\epsilon = \int_{\Delta V} d\vec{r}^3 \rho(\vec{r}) \int_0^{E_{\max}} dE \phi(E, \vec{r}) E \frac{\mu_{en}(E) + (\epsilon_{in} - \epsilon_{ex})}{\rho} \quad (24)$$

en la cual el primer término representa la conversión de energía de fotones a energía cinética de electrones e involucra Los coeficientes másicos de absorción de energía siendo ϕ el flujo de fotones incluyendo los secundarios y el segundo término considera la energía cinética de los electrones secundarios que entra y sale del volumen de interés. Bajo condiciones de equilibrio electrónico o bien cuando el tamaño del volumen de interés excede al alcance de los electrones secundarios más energéticos entonces $(\epsilon_{in} - \epsilon_{ex}) \approx 0$.

Para el caso de electrones la ecuación (24) quedaría como:

$$\epsilon = \int_{\Delta V} d\vec{r}^3 \rho(\vec{r}) \int_0^{E_{\max}} dE \phi'(E, \vec{r}) \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right) (\epsilon_{in} - \epsilon_{ex}) \quad (25)$$

en donde ϕ' representa en este caso el flujo de electrones en el

volumen de interés y se ha substituido el coeficiente másico de absorción de fotones por el poder másico de frenamiento de electrones y en este caso el término $(\epsilon_{in} - \epsilon_{ex})$ toma en consideración la energía que entra y sale del volumen de interés debido a radiación bremsstrahlung. Aunque la relación (25) no incluye pérdidas grandes de energía por colisiones catastróficas, si da una idea bastante cercana a la realidad de la cantidad de energía absorbida en un volumen de material determinado.

Para concluir este capítulo en la figura 4 se resumen todos los posibles mecanismos de transferencia de energía de fotones a electrones, los cuales en última instancia cederán su energía al material en cuestión produciendo los cambios químicos y físicos que son de relevancia en los procesos por radiación.

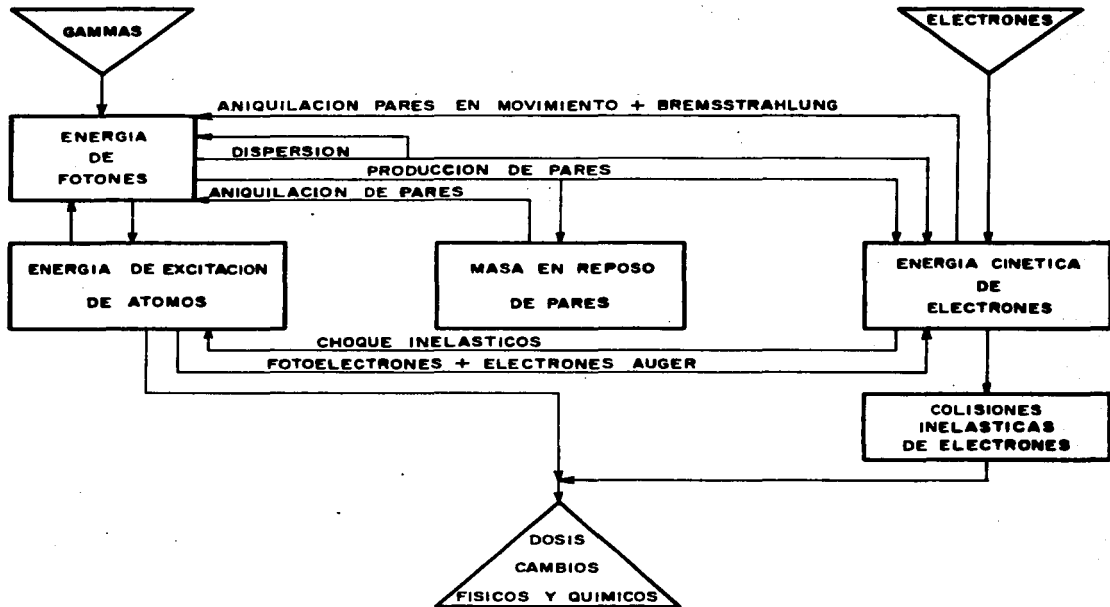


Figura 4.- Diagrama de flujo de la conversión de energía de los fotones a electrones por los diferentes mecanismos discutidos en el texto, y de electrones al material absorbedor.

	Pag.
CAP. II.- DOSIMETRIA EN PELICULAS DE TINTE RADIOCROMICO	
II.1.- FUNDAMENTOS DE DOSIMETRIA.	41
II.2.- TEORIA DE CAVIDAD.	47
1.- TODOS LOS MATERIALES SON IGUALES.	52
2.- TODOS LOS MATERIALES SON IGUALES EXCEPTO POR SU DENSIDAD.	52
3.- LA PARED ES IGUAL AL MEDIO.	52
4.- TODOS LOS MATERIALES SON DISTINTOS.	53
II.3.- DOSIMETRIA CON TINTES RADIOCROMICOS.	55
1.- ELABORACION Y RESPUESTA A LA RADIACION DE LAS PELICULAS DE TINTE RADIOCROMICO.	59
2.- DEPENDENCIA DE LA RESPUESTA DE TINTES RADIOCROMICOS CON LA ENERGIA DE LA RADIACION GAMMA O ELECTRONES.	67

II.1.- Fundamentos de Dosimetría.-

La dosimetría de la radiación tiene su origen en las aplicaciones médicas de la misma. El término "dosis" (del griego dosis, acción de dar), se tomó originalmente de la profesión médica en la cual se utiliza para señalar la cantidad de medicamento que se le suministra a un paciente, para que se la tome de una vez. En el caso de radiación, su principal objetivo es el de determinar la energía de la radiación absorbida en la materia viviente, asociado a determinado efecto biológico. Actualmente, el término "dosis" involucra la absorción de la energía de la radiación en cualquier material la cual se manifiesta mediante el cambio en una propiedad física, química o biológica. Así pues, la dosimetría de la radiación tiene como propósito el determinar la fracción de la energía de la radiación que es absorbida en un material.

El objetivo fundamental de la dosimetría es cuantificar la energía impartida a un elemento de masa y volumen determinado en el material absorbedor la cual se deposita estocásticamente a través de los procesos que se discutieron en el Capítulo I y que puede escribirse como:

$$\epsilon = E_{en} - E_{ex} - \Delta Q \quad (26)$$

En donde E_{en} es la energía radiante que incide en el volumen de interés, E_{ex} la energía de la radiación que sale de dicho volumen y ΔQ el aumento de la masa en reposo de los núcleos y partículas

elementales de todas las transformaciones nucleares y elementales ocurridas en el volumen de interés (en caso de tener una disminución en la masa en reposo se deberá tomar el signo más en el término correspondiente de la ecuación 26).

La dosis absorbida es una cantidad macroscópica y se define como:

$$D = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{(\Delta \bar{E})}{\Delta m} = \frac{d\bar{E}}{dm} \quad (27)$$

donde $\Delta \bar{E}$ es la energía promedio de la radiación depositada en un volumen de masa Δm del material irradiado.

Es importante hacer notar aquí que en la última ecuación el proceso de tomar elementos de masa cada vez más pequeños implica que el volumen de medición en el cual se determina la dosis debe reducirse y no quiere decirse por otro lado que se tomen elementos de masa cada vez más diluidos, o en otras palabras, hacer tender a cero la densidad del material. Teniendo en mente esto, puede definirse alternativamente la dosis como:

$$D = \frac{1}{\rho} \lim_{\Delta v \rightarrow 0} \frac{\Delta \bar{E}}{\Delta v} = \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{E}}{dv}$$

De lo anterior se desprende que aún siendo la dosis una cantidad macroscópica, es una función puntual, y por lo tanto puede relacionarse a cualquier elemento de masa dentro del material que se está irradiando, suponiendo condiciones homogéneas de flujo y material. Por otro lado, la medición de la

dosis debe reflejar el efecto que sobre el material ejerce la radiación sin discriminar el aspecto corpuscular y por tanto estocástico de ella; de ahí que se deba tomar un promedio de la energía depositada para calcular la dosis sobre un volumen relativamente "grande". Sin embargo, que tan grande o tan pequeño debe ser ese volumen de tal manera que no se contrapongan esos dos conceptos? Por ejemplo, si escogemos un elemento de masa grande y medimos la energía depositada obtendremos un valor $(\epsilon/m)_1$. Al reducir el elemento de masa, en general encontraremos que $(\epsilon/m)_2$ es mayor que $(\epsilon/m)_1$. (Ver figura 5). Esto se debe a que un elemento de masa mayor puede causar una atenuación apreciable del haz de radiación haciendo que el cociente (ϵ/m) disminuya con el aumento de masa. Al reducir la masa aún más nos encontraremos con una región en la cual el cociente (ϵ/m) no varía apreciablemente con m , lo cual es debido a que la fluencia de partículas secundarias cargadas, es decir, el número de partículas secundarias cargadas que atraviesan un área unidad, es suficientemente uniforme, como para hacer (ϵ/m) constante. Es en esta región en donde el cociente (ϵ/m) representa la dosis absorbida. De ahí el motivo para tomar el promedio de la energía depositada entre un elemento de masa de tamaño adecuado. Al tomar un elemento de masa todavía más pequeño nos encontraremos con la situación de que debido a la naturaleza corpuscular de la materia una partícula cargada puede o no interaccionar con m . Para aclarar este punto, supóngase por un momento que el medio que se está irradiando consiste de un gas a presión y temperatura

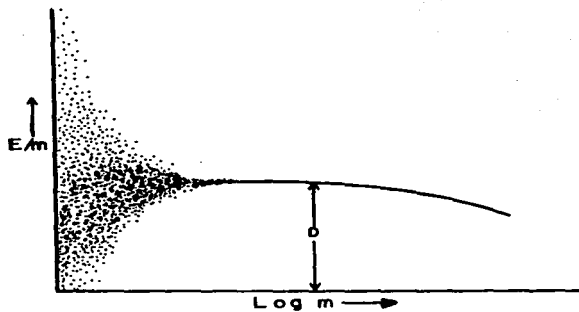


Figura 5.- Densidad de Energía en función de la masa. La parte central cubre la región donde la dosis se puede determinar con sólo una medición. La región sombreada representa la zona en que las fluctuaciones estadísticas son importantes.

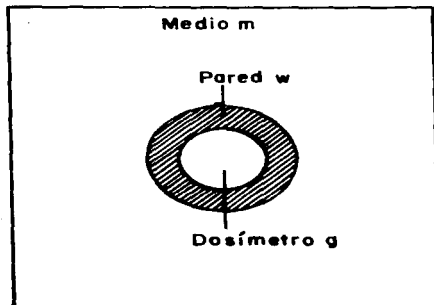


Figura 6.- Esquema de un dosímetro en un medio material. g es el dosímetro, w la pared que lo contiene y m el medio.

normales. Por lo tanto, en un volumen de $2.24 \times 10^4 \text{ cm}^3$ existirán 6×10^{23} moléculas y en consecuencia una partícula que lo atraviese tendrá del orden de 10^{23} oportunidades de interaccionar con las moléculas del gas y así cederles parte de su energía. Si ahora, en el otro extremo, se tomara un volumen del orden de las dimensiones de una molécula ($\sim 10^{-21} \text{ cm}^3$) entonces podríamos tener una de dos situaciones: la primera, que en ese volumen se encontrara una molécula con lo cual al incidir la radiación le cedería parte de su energía; y la segunda, igualmente probable, de que ese volumen se encontrara vacío y por lo tanto al incidir radiación sobre él no hubiera depósito de energía. Por lo tanto, ϵ será cero para muchos elementos de masa y muy grande para otros, ya que la radiación en general pierde energía en pasos discretos. De aquí que la determinación de la dosis absorbida también requerirá que el elemento de masa m sea suficientemente grande como para que la absorción de energía sea causada por muchas partículas y muchas interacciones.

De las ecuaciones 26 y 27 es posible obtener una relación para la dosis en términos de parámetros medibles. Definiendo la densidad de flujo de energía de la radiación, $\vec{\Psi}$, como la cantidad de energía que atraviesa una unidad de área por unidad de tiempo, vemos que la disminución de energía de la radiación provocada por su absorción en un elemento de masa en el volumen de interés será:

$$\bar{\epsilon}_i = - \oint_{S_i} \vec{\Psi} \cdot d\vec{A}_i$$

En donde S_i es el área que envuelve a ese elemento de masa, y de acuerdo a la ecuación (26), la energía promedio impartida al elemento de masa considerado será:

$$\bar{\varepsilon} = - \oint_S \vec{\Psi} \cdot d\vec{A} - \Sigma \bar{Q} \quad (28)$$

Substituyendo la ecuación 28 en la definición de dosis [ecuación (27)] vemos que ⁽⁴⁹⁾:

$$D = - \frac{1}{\rho} \left(\lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \oint_S \vec{\Psi} \cdot d\vec{A} + \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} (\Sigma Q) \right)$$

$$= - \frac{1}{\rho} \left(\nabla \cdot \vec{\Psi} + \frac{d(\Sigma Q)}{dV} \right) \quad (29)$$

En ausencia de fuentes internas o bien de activación de los núcleos contenidos en el volumen de interés, el segundo término de la expresión 29 se hace cero y entonces tenemos que la dosis viene dada exclusivamente por el cambio en la fluencia de energía que entra y sale de él, en donde se entiende por fluencia de energía la cantidad de energía de la radiación que atraviesa un área unidad hacia adentro o hacia afuera del volumen de interés.

Si tenemos un método para determinar la fluencia de energía antes y después de entrar al volumen de interés, o bien, la energía que se queda en él, podemos evaluar la dosis. Por lo general, la última de estas dos alternativas es la que se sigue. De los métodos que se utilizan para lograr este objetivo podemos mencionar como los más comunes, la ionización producida en un

gas (ionométricos o electrométricos), el incremento de temperatura de un cuerpo (calorimétricos), o la formación de ciertos productos químicos en una solución (químicos), al someter a irradiación cada uno de estos sistemas. De aquí, se han desarrollado respectivamente, cámaras de ionización, calorímetros y los dosímetros químicos a base de soluciones acuosas⁽⁵⁰⁾. Así pues, en teoría, el problema de evaluar la dosis queda resuelto en el momento que podamos utilizar cualquiera de estas técnicas para medir la energía impartida a un elemento de masa del material irradiado.

II.2.- Teoría de Cavidad^(51,52)

De acuerdo a lo expresado en la sección anterior para poder obtener la dosis debemos introducir en el material que se está irradiando un sistema que registre la energía impartida por la radiación. Normalmente este sistema consiste de un material diferente en número atómico y densidad al que se está irradiando y en consecuencia constituye una discontinuidad en lo que se refiere al coeficiente de absorción de la radiación. A este sistema le llamaremos una cavidad y lo que trataremos de hacer a continuación es encontrar la dosis en el material irradiado a partir de la dosis en la cavidad. Para esto, considérese un cuerpo el cual es irradiado uniformemente con rayos gamma y en el cual se ha introducido un dosímetro el cual constituye la cavidad de la que se habló en el párrafo anterior. El problema

que se quiere resolver es pues, el de encontrar la dosis en el medio en el volumen que actualmente está ocupado por la cavidad. La dosis en el medio puede encontrarse a través de la relación:

$$D_m = f D_c \quad (30)$$

Donde D_m es la dosis en el material, D_c la dosis registrada por la cavidad y f un factor de corrección, el cual dependerá básicamente de los coeficientes de absorción de la radiación del medio y la cavidad.

En principio f podría calcularse a partir de la ecuación (29) como:

$$f = \frac{\int_C \nabla \cdot \vec{\Psi}_M dv}{\int_C \nabla \cdot \vec{\Psi}_C dv} \quad (31)$$

en donde se ha supuesto que no existe cambio en la masa en reposo de los núcleos y partículas elementales en el volumen de interés. En el caso de radiación electromagnética, entonces:

$$f = \frac{\Psi_M E \left(\frac{h\nu}{\rho}\right) M}{\Psi_C E \left(\frac{h\nu}{\rho}\right) c} \quad (32a)$$

y para electrones:

$$f = \frac{\Psi_M \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx}\right) M}{\Psi_C \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx}\right) c} = \frac{\Psi_M \mu_S M}{\Psi_C \mu_{Sc}} \quad (32b)$$

en donde Ψ_M y Ψ_C son las fluencias de partículas en el medio y en la cavidad, respectivamente, (μ_{en}/ρ) el coeficiente másico de absorción de energía para fotones, de energía E , $\frac{dT}{dx}$ el poder de frenamiento para electrones, ρ la densidad del medio o la cavidad, y μ_m el poder másico de frenamiento. En las ecuaciones 32 se ha supuesto que:

$$\Psi = E \frac{\mu_{en}}{\rho} \int_0^{E_{m\acute{a}x}} \frac{d\Psi(E)}{dE} \frac{E\mu_{en}}{\rho}(E) dE$$

y

$$\Psi \frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} = \int_0^{E_{m\acute{a}x}} \frac{d\Psi(E)}{dE} \frac{1}{\rho} \frac{dT(E)}{dx} dE$$

con $E_{m\acute{a}x}$ la energía inicial de la radiación antes de incidir en el medio.

La ecuación (32a) es únicamente válida cuando todos los electrones secundarios producidos en la cavidad por interacción de los fotones con los átomos en ella mediante los procesos discutidos en el Capítulo I, sean absorbidos ahí mismo; en caso de no ocurrir esto entonces tendría que sustraerse la cantidad de energía que se llevan los electrones secundarios fuera del volumen de la cavidad. Por otro lado, si la cavidad es demasiado grande, entonces la fluencia de electrones secundarios no es homogénea tanto en el medio como en la cavidad y tendría que tomarse en consideración para el cálculo de f . Si suponemos además que la fluencia de radiación primaria es uniforme

especialmente y tal que no se perturba apreciablemente al introducir la cavidad en el medio entonces las fluencias de radiación en el medio y en la cavidad son iguales y por lo tanto, de las ecuaciones (32) f puede expresarse como:

$$f_{\gamma} = \frac{(\mu_{en}/\rho)_M}{(\mu_{en}/\rho)_c} \quad (33a)$$

para rayos gamma, o como el cociente de poderes máxicos de frenamiento:

$$f_e = \frac{m^S_M}{m^S_c} \quad (33b)$$

en el caso de electrones. De hecho, esta fue la forma en que Gray⁽⁵³⁾ en 1929 trató de resolver este problema, suponiendo además que la razón de poderes máxicos de frenamiento no varía apreciablemente con la energía y que los electrones secundarios producidos por las interacciones primarias pierden su energía en forma continua, es decir, mediante un número grande de colisiones en las que se pierde muy poca energía en cada una de ellas. Así pues, Gray tomó una cavidad muy pequeña llena de gas que introdujo en el medio a irradiar. De acuerdo a la discusión anterior mientras más pequeña es la cavidad el efecto de los electrones secundarios debe tomarse en mayor consideración de manera que en el caso límite el valor de f vendría determinado por la ecuación (33b) con la diferencia de que el cociente de poderes máxicos de frenamiento debe evaluarse sobre el espectro de electrones secundarios.

Un caso más general sería aquel en el que el tamaño de la cavidad es arbitrario y por lo tanto se puede tener una contribución a la dosis tanto por electrones secundarios como por radiación primaria. Burlin ha tratado este problema llegando a una expresión para el factor f dada por⁽⁵⁴⁾ :

$$f^{-1} = d \frac{mSc}{m^2M} + (1 - d) \frac{(W_{en}/\rho)c}{(W_{en}/\rho)M} \quad (34)$$

En donde d es un factor de peso cuyo valor varía entre 1 y 0 a medida que el tamaño de la cavidad aumenta.

Muchas veces o en determinadas aplicaciones es necesario rodear el dosímetro o la cavidad de un material que puede ser de diferente composición tanto del medio como de la cavidad. Tal es el caso, por ejemplo, de los dosímetros líquidos, los cuales generalmente se colocan en recipientes de vidrio o polietileno. El espesor de este material, que llamaremos la pared, puede ser pequeño en comparación con el alcance de los electrones secundarios y por lo tanto se puede desprestigiar su efecto sobre la dosis en la cavidad; o bien puede ser grande, con lo que deberá tomarse en consideración el efecto de la pared.

La figura 6, ilustra esquemáticamente la situación más general cuando tenemos un dosímetro c , contenido en un recipiente de pared w , que es introducido en un material homogéneo m . De acuerdo a lo anterior, podemos tener cualquiera de las 4 situaciones siguientes al meter un dosímetro en un material.

II.2.1.- Todos los materiales son iguales.- En este caso el medio es el dosímetro y por lo tanto no se requiere de la teoría de cavidad ($f^{-1} = 1$).

II.2.2.- Todos los materiales son iguales excepto por su densidad.- Este es un caso que puede reducirse al primero en virtud de un principio fundamental de la física de radiaciones que fue demostrado por Fano⁽⁵⁵⁾ y que dice: Cuando un medio homogéneo se expone a un flujo uniforme de radiación primaria, el flujo de radiación secundaria es también uniforme e independiente tanto de la densidad del material como de las variaciones de punto a punto de ésta, siempre y cuando las interacciones de la radiación primaria y secundaria con los átomos del medio sean ambas independientes de la densidad. Así pues, no es necesario usar la teoría de cavidad, siendo la dosis en el dosímetro igual a la dosis en el medio.

II.2.3.-La pared es igual al medio m.- Esto se reduce a tener el dosímetro sin pared en un material m. Si el tamaño del dosímetro es pequeño entonces la dosis en la cavidad se determina a través del poder másico de frenamiento de los electrones secundarios y por lo tanto:

$$f^{-1} = \frac{m^S_C}{m^S_M}$$

por el contrario, si el tamaño del dosímetro es grande entonces

$$f^{-1} = \frac{(\mu_{en}/\rho)_c}{(\mu_{en}/\rho)_M}$$

y la dosis estará determinada básicamente por la absorción de los rayos gamma en la cavidad.

Una situación que pudiera reducirse a este caso es aquella en la que la pared es del mismo material que la cavidad. Si el espesor de la primera es grande, entonces todos los electrones secundarios que llegan a la cavidad pueden considerarse originados en la pared y entonces la dosis en el medio estaría determinada por el cociente de coeficientes másicos de absorción de la pared al medio. Si la pared es pequeña, entonces se deberá usar el cociente de poderes másicos de frenamiento entre cavidad y medio si la primera es pequeña y por el cociente de coeficientes másicos de absorción si la cavidad es grande. El caso en el que la pared tiene dimensiones comparables al alcance de los electrones secundarios es muy difícil de analizar pues se tendrían que considerar tanto aquellos electrones que son producidos en ella como los que son producidos en el material. Tales situaciones deben evitarse mediante un adecuado dispositivo experimental.

II.2.4.- Todos los materiales son distintos.- Este caso es aún más complicado que el anterior. Nuevamente, como se mencionó unas cuantas líneas arriba, aquellas situaciones en las que el

espesor de la pared del dosímetro es comparable al alcance de los electrones secundarios deben evitarse por la dificultad de incluir en el cálculo del factor f la contribución electrónica tanto del medio como de la pared. Las situaciones en las que el tamaño de la cavidad es variable y el espesor de la pared es mucho mayor o mucho menor que el alcance de los electrones secundarios es menos difícil de analizar mostrándose en la Tabla 1 las expresiones correspondientes para el cálculo de f , las cuales se obtienen mediante un razonamiento similar al seguido en los tres primeros casos.

Aunque en todos estos casos se ha utilizado la teoría de cavidad de Burlin, cualquier otra teoría de cavidad podría ser aplicada en el análisis anterior. En cualquier situación, sin embargo, se debe conocer la variación de los poderes máxicos de frenamiento y coeficientes máxicos de absorción de energía en función de la energía, ya que las cantidades que aparecen en las ecuaciones correspondientes a f son valores promedio de esas cantidades pesadas respecto al espectro de energía de la radiación primaria en el volumen de interés.

La Tabla 1 resume todos los casos discutidos con anterioridad para las situaciones en las que el espesor de la pared es mucho menor o mucho mayor que el alcance de la radiación secundaria.

Tabla 1.- Expresiones para evaluar el factor de corrección

$f^{-1} = \frac{D_C}{D_M}$ dependiendo del tamaño de la cavidad (t_C) y si el grosor de la pared (t_w) es mucho mayor o mucho menor que el alcance de la radiación secundaria R, cuando los tres materiales son distintos⁽⁵⁶⁾

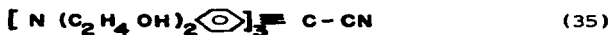
	$t_w \ll R$	$t_w \gg R$
$t_C \ll R$	m^S_C / m^S_M	$[(\mu/\rho)_w / (\mu/\rho)_M] [m^S_C / m^S_w]$
$t_C = R$	$d \frac{m^S_C}{m^S_M} + (1-d) \frac{(\mu/\rho)_C}{(\mu/\rho)_M}$	$\frac{(\mu/\rho)_w}{(\mu/\rho)_M} [d \frac{m^S_C}{m^S_w} + (1-d) \frac{(\mu/\rho)_C}{(\mu/\rho)_w}]$
$t_C \gg R$	$(\mu/\rho)_C / (\mu/\rho)_M$	$(\mu/\rho)_C / (\mu/\rho)_M$

II.3.- Dosimetría con tintes radiocrómicos

Es evidente de lo expresado con anterioridad que mientras más similares son las características del dosímetro en cuanto a la absorción de la radiación, en comparación con el medio en el que se desea conocer la dosis, la incertidumbre en la determinación que hace el dosímetro será menor. Sería por lo tanto muy deseable el poder tener un material dosimétrico que no fuera necesario encapsular, cuya geometría fuera variable y cuyo número atómico efectivo pudiera ser alterado mediante la introducción de determinados compuestos con objeto de asemejarse al material que se está irradiando. Además de lo anterior, un

buen dosímetro debe tener una respuesta lineal en el intervalo de dosis para la cual es sensible, independiente de la razón de dosis, de la energía del tipo de radiación, estable con respecto al tiempo de almacenamiento y de la influencia de factores ambientales, así como de fácil preparación y manejo.

El dosímetro de tintes radiocrómicos desarrollado por Chalkley y McLaughlin ⁽⁵⁷⁾ ha llegado a ser un dosímetro secundario de uso rutinario en investigación y en aplicaciones industriales de la radiación en varias partes del mundo ^(58,59). Aunque el dosímetro no cumple con todos los requisitos de un sistema idóneo, su amplio intervalo de respuesta, su respuesta independiente de la razón de dosis en un amplio intervalo, así como la estabilidad de su respuesta a la radiación lo han hecho un dosímetro adecuado en variadas aplicaciones dosimétricas. El sistema consiste en un precursor de un colorante que usualmente es el leucocianuro del hexahidroxietilo de pararosanilina,



disuelto en una matriz plástica mediante una mezcla de solventes adecuados y dejando secar la solución para formar una película plástica del orden de 50 μm de espesor.

Bajo irradiación de las películas, el precursor del colorante se transforma en una sal de un isómero del colorante,



creando en este caso una banda de absorción centrada alrededor de los 601 nm la cual puede analizarse mediante espectrofotometría visible. La densidad óptica determinada a esa longitud de onda es proporcional al espesor de las películas y a la concentración de moléculas del colorante y ésta última es proporcional a su vez a la cantidad de energía absorbida de la radiación. La dosis se obtiene mediante una calibración previa de la fuente de irradiación con un dosímetro primario. Así pues, las películas de tinte radiocrómico constituyen dosímetros secundarios ya que para poder determinar la dosis a través de ellas, es necesario calibrarlas con respecto a un sistema primario o estándar, entendiéndose por este último aquel que mediante la lectura de una de sus propiedades físicas o químicas en un campo de radiación, puede determinarse directamente el valor de la energía absorbida sin necesidad de recurrir a otro sistema. Ejemplos de dosímetros primarios son los calorímetros y las cámaras de ionización.

Los tintes radiocrómicos no han sido utilizados únicamente como dosímetros en campos de radiación ionizante. De hecho, las primeras aplicaciones no fueron en esta área, sino en mediciones actinométricas usando soluciones de malaquita verde y cristal violeta para encontrar la intensidad de radiación ultravioleta que produce cambios fisiológicos en tejido^(60, 61, 62). Posteriormente a estos trabajos, L. Chalkley usa pararosanilina y malaquita verde para preparar papeles fotosensibles a la radiación ultravioleta mencionando algunos problemas que se

presentaron y la forma de eliminarlos, como la reacción oscura, es decir, la pérdida del color al quitar este material de la luz, el intervalo de sensibilidad, el coeficiente de temperatura de la fotorreacción así como los métodos de estandarización para producir estos papeles⁽⁶³⁾. Posteriormente, el mismo Chalkley se refiere al proceso y producción de un sistema fotosensible basado en la combinación de un cianuro de colorante hidrofílico con un hidrocoloide⁽⁶⁴⁾.

La primera aplicación de los tintes radiocrómicos como dosímetros secundarios usando radiación ionizante ocurre en 1965 cuando McLaughlin y Chalkley describen una película fabricada a base de tintes radiocrómicos cuya respuesta es comparada con la de una emulsión fotográfica⁽⁶⁵⁾. A partir de esta comparación se concluye que dentro de las principales cualidades de estas películas se encuentran: su alta respuesta a la radiación, su estabilidad, ausencia de respuesta a la luz con longitud de onda mayor que 330 nm, independencia de la razón de dosis en un amplio intervalo ($\sim 10^8$ Gy/seg). Posteriormente, los mismo autores tratan de explicar la formación del color en esas películas y proponen un posible mecanismo de formación del color⁽⁶⁶⁾. Humpherys y Wilcox^(67, 68) estudiaron cianuros de amino trifenil metano los cuales bajo irradiación dan origen a un colorante de la forma mostrada en la ecuación (36), con objeto de utilizarlos para dosimetría a altos niveles de radiación, principalmente los relacionados con detonaciones nucleares, desarrollando a partir de esas experiencias un dosímetro que

actualmente vende una firma americana y que es usado en esterilización de material de uso médico y quirúrgico.

III.3.1.-Elaboración y respuesta a la radiación de las películas de tinte radiocrómico

En el presente trabajo se desarrolló un dosímetro a base de un tinte radiocrómico, el cual consiste en una solución de 0.45g de cianuro de pararosnilina cuya fórmula es:



el cual es disuelto en:

- 90 cm³ de etanol.
- 0.3 g de ácido cítrico.
- 0.05 cm³ de ácido acético glacial.
- 7.5 cm³ de dimetil formamida (DMF).
- 0.375 cm³ de ftalato de dioctilo.

y a la cual se le agregaron 18 g de polivinil butiral (PVB).

La respuesta a la radiación de estas películas se comparó con la de otra, fabricada variando algunos de los reactivos que intervienen en su elaboración, con objeto de observar cual es el papel que ellos juegan en la descomposición del precursor, de acuerdo a la formulación que se presenta a continuación⁽⁹⁷⁾:

- 90 cm³ de etanol.
- 0.2 cm³ de ácido acético glacial.
- 0.1 g de cianuro de pararosanilina.
- 18 g de PVB.

En general, el precursor del colorante sólo se disuelve en solventes ligeramente polares, de preferencia aquellos que tengan una constante dieléctrica entre 3 y 4, razón por la cual se utiliza etanol o bien una mezcla de etanol y DMF. De acuerdo a McLaughlin⁽⁶⁹⁾ el catión del colorante producido por la irradiación es estable en un medio polar que contenga iones H⁺ en exceso y es inestable en un solvente no-polar o en cualquier solución básica. En este trabajo se encontró que el uso de ácido cítrico, o bien, ácido acético glacial cumplía con este objetivo aunque se prefirió el uso de ácido cítrico por encontrarse éste en polvo evitando así su evaporación durante el proceso de secado de la película. Además, se desea que la película de plástico ya formada tenga buenas propiedades ópticas y mecánicas, esto es, que sea transparente antes de la irradiación, y que sea flexible. Por esta razón se utilizó como matriz polimérica el PVB el cual es usado en la fabricación de vidrios inastillables; cuando no se tiene suficiente flexibilidad se agrega ftalato de dioctilo el cual es un plastificante.

La solución se deposita en una placa de vidrio plana mantenida horizontalmente por una serie de pernos que permiten su

nivelación y se le coloca una cubierta de plástico cuyas funciones son la de permitir que la evaporación del solvente sea lenta y la de evitar por otro lado que caiga polvo sobre la superficie de la película durante el período de secado, el cual por lo general es de cuatro días. Después de este intervalo, la película se desprende del vidrio y se coloca en un horno a 30° C por otros cinco días para permitir que se evapore cualquier residuo de solvente que aún se encuentre en ella. Después de este procedimiento, las películas son almacenadas a temperatura ambiente hasta el momento de su utilización.

Las películas fueron preparadas guardando un registro de la humedad ambiente y la temperatura en el laboratorio por medio de un termohigrógrafo Wilh. Lambrech modelo 252.

La respuesta a la radiación de estas películas se realizó midiendo la densidad óptica antes y después de la irradiación por medio de un espectrofotómetro de haz sencillo marca Perkin-Elmer-Coleman modelo 111 y normalizándola al espesor de cada película. Esto último se realizó por medio de un micrómetro marca Mitutoyo modelo Elecont, con una reproducibilidad de $\pm 1\mu\text{m}$.

Las irradiaciones se efectuaron en una fuente de gammas de ^{60}Co (Gammabeam-650, AECL Ltd), propiedad del Centro de Estudios Nucleares de la U.N.A.M. en el intervalo de 3 a 180 kGy* y bajo condiciones de equilibrio electrónico.

El análisis experimental de los dos tipos de películas

* 1 Gray (Gy, 1 kGy = 10^3 Gy) es la unidad de energía de la radiación absorbida en el material y equivale a 1 joule/kg.

producidas en nuestro laboratorio incluyó la medición de la respuesta con la dosis comparándola con la de otras dos películas producidas comercialmente, el efecto sobre la respuesta del tiempo de almacenamiento en el laboratorio, así como de la humedad y temperatura de almacenamiento. Los detalles de los experimentos del tiempo de almacenamiento y la humedad sobre la respuesta del dosímetro se describen ampliamente en la referencia 97.

Del trabajo anterior se pueden extraer varias conclusiones interesantes. La primera de ellas es que las mejores condiciones ambientales para preparar películas en nuestro laboratorio fueron de 20 a 25°C y entre 45 y 70% hr . Al comparar la respuesta a la radiación de estas películas se obtuvo que mientras las comerciales poseen una respuesta lineal con la dosis de 0 a 20 kGy, las desarrolladas en el laboratorio mostraron un comportamiento lineal hasta 60kGy. Aunque las cuatro películas pueden utilizarse más o menos en el mismo intervalo de dosis, su sensibilidad no es la misma. Una de las películas comerciales (la FWT-60) resultó ser la más sensible. Una de las películas fabricadas en nuestro laboratorio (la descrita primeramente, codificada como F-3) resultó ser más sensible que las dos restantes aunque cinco veces menos sensible que la FWT-60. Sin embargo, esta sensibilidad puede incrementarse agregando una concentración mayor de precursor.

Por otro lado, la respuesta mostró ser estable con el tiempo de almacenamiento a temperaturas inferiores o iguales a 45 ° C y

humedades relativas inferiores a 76%. A temperaturas superiores a los 45°C se observó un decoloramiento cuya cinética mostró ser de primer orden, obteniendo constantes de reacción de 0.24 semana⁻¹ para F-3 y 0.05 semana⁻¹ para F-4 en el caso de mantenerlas almacenadas a 60°C. En el caso de almacenar las películas en un ambiente muy húmedo (96.6%) se observó que existía difusión de agua hacia el interior de la película dando origen a opacidad en ella lo cual no permitía efectuar mediciones de densidad óptica.

Como se mencionó anteriormente, las películas F-3 y F-4 poseen una respuesta lineal con la dosis en el intervalo de 0 a 60 kGy. Esto no quiere decir que por encima de los 60 kGy no puedan utilizarse, sino que su respuesta cambia debido a una reducción apreciable en la concentración de precursor, o bien a la alta concentración de especies reactivas en el plástico inducidas por la irradiación y las cuales compiten con ella alterando el mecanismo de reacción. Independientemente de que la respuesta de los tintes radiocrómicos desarrollados aquí no sea lineal por encima de 60 kGy es importante conocer su intervalo útil de respuesta por las razones que se exponen a continuación.

Los tintes radiocrómicos pertenecen al grupo de sensores de radiación denominados como películas de plástico con o sin tinte, los cuales se han usado extensamente para mapear campos de radiación de alta intensidad ($\sim 10^4$ Gy). Aunque la mayoría de estos sistemas tienen una respuesta que depende de la intensidad del campo de radiación o bien de la temperatura cuando se les

irradia con un haz de partículas cargadas a altas razones de dosis, unos cuantos son estables, fácilmente calibrables y capaces de mapear perfiles de dosis con bastante detalle aún a dosis del orden de los 10^6 Gy. Por otro lado, recientemente se ha incrementado la necesidad de medir dosis altas como en la degradación de la celulosa con el propósito de producir biocombustibles en forma de etanol⁽⁷⁶⁾, el desarrollo de hidrogeles de poliacrilamida para la fabricación de drogas con capas entéricas de acción retardada⁽⁷⁷⁾ y la radio resistencia de materiales poliméricos, especialmente el polietileno⁽⁷⁸⁾. Por esto se vió la necesidad de comprobar esas dosis mediante un sistema plástico que fuera resistente a la radiación.

Así pues, se decidió investigar la posibilidad de utilizar uno de esos sistemas para el mapeo y monitoreo de dosis. Estos sistemas deben tener respuestas que no dependan apreciablemente de la razón de dosis. Entre los sistemas investigados se incluyeron:

- Películas poliméricas sin colorante, las cuales bajo irradiación desarrollan una banda de absorción óptica en el u.v.
- Plásticos entintados, que generalmente consisten de materiales celulósicos conteniendo tintes que se decoloran por la acción de la radiación.
- Recubrimientos entintados sobre tereftalato de polietileno, (Mylar), los cuales desarrollan bandas de absorción óptica en el visible al ser irradiados.

- Películas de tinte radiocrómico, consistiendo de películas plásticas a las cuales se les incorporó leucotintes incoloros que desarrollan bandas de absorción en el visible en un proceso irreversible inducido por la radiación.
- Fluoruro de litio, en forma de cristales delgados de alta calidad óptica y los cuales bajo irradiación se colorean debido a la formación de varios centros de color.

Una descripción más detallada de estos sistemas incluyendo nombres comerciales o laboratorios que los producen aparece en la referencia 98.

Todos los dosímetros fueron irradiados con radiación gamma del ^{60}Co en la fuente del Centro de Investigación de la Radiación del NBS en Maryland, con razones de dosis entre 10 kGy h^{-1} y 7 kGy h^{-1} . También se irradiaron con un haz de electrones barrido en un área de $3.5 \times 100 \text{ cm}^2$, provenientes de un acelerador ICT (High Voltage Eng. Corp.) propiedad del Laboratorio Nacional de Risø, Dinamarca, el cual poseía una energía nominal de 0.4 MeV y con 3 corrientes de haz distintas (6 mA , 15 mA y 40 mA). En este último caso, los dosímetros pasaban a través de la zona de irradiación a una velocidad constante de tal manera que la dosis recibida por ellos fuera de 100 y 200 kGy . En otra serie de experimentos los dosímetros se irradiaron con una serie de cinco pulsos consecutivos de electrones de 0.6 MeV producidos por un acelerador de emisión de campo (Febetron, propiedad del NBS), teniendo una duración los pulsos de 3 ns y estando separados un

segundo entre sí y proporcionando una dosis nominal de 20 kGy/pulso de manera que pudiera compararse la dosis a 100 kGy para rayos gamma e irradiaciones con destellos de electrones. En ambos casos de irradiación con gammas o electrones las dosis fueron calibradas por medio de un calorímetro de grafito ⁽¹⁰⁰⁾, y en el caso de irradiaciones con electrones verificadas por medio de películas de policloroestireno, la cual se sabe que es independiente de la razón de dosis hasta valores de dosis de ⁽¹⁰¹⁾ 100kGy .

Las respuestas de los diferentes sistemas se reportaron como el cambio en absorbancia, cambio en absorbancia por unidad de espesor, o transmitancia óptica a longitudes de onda fijas como función de la dosis en agua. Estas longitudes de onda se seleccionaron después de obtener las curvas de absorción espectral para cada uno de los plásticos estudiados ⁽⁹⁸⁾ .

De este estudio se concluyó que sólo algunas combinaciones de plástico y tinte radiocrómico (PVC+ y trogamid* entintados con malaquita verde y fucsina nueva respectivamente), pueden ser utilizados hasta 10⁶ Gy. Sin embargo, de éstos, sólo el segundo tiene una respuesta estable con el tiempo de almacenamiento posterior a la irradiación.

Con respecto a las películas de tinte producidas en nuestro laboratorio, este estudio demostró que pueden ser utilizadas hasta una dosis de 200 kGy aunque a valores en exceso de 50 kGy

+ Cloruro de polivinilo.

* Una poliamida que consiste de anillos aromáticos de diacetamida separados entre sí por n - hexano metilado.

se observó que la sensibilidad aumentaba con la razón de dosis, lo cual provoca también que los valores de absorbancia a saturación sean mayores, y asimismo, mostró una dependencia de la respuesta con la temperatura durante la irradiación que iba aumentando con la razón de dosis.

II.3.2.- Dependencia de la respuesta de tintes radiocrómicos con la energía de la radiación gamma o electrones ⁽⁹⁹⁾. En las aplicaciones de la dosimetría para procesos de irradiación que involucran la esterilización de productos médicos, irradiación de alimentos, reciclaje de desperdicios y radio terapia, el interés principal es el de determinar la dosis absorbida en tejidos biológicos y plásticos. Para realizar esto, las características de absorción de la radiación del dosímetro deben ser equivalentes a esos materiales.

La sensibilidad espectral para fotones, de los tintes radiocrómicos convencionales, en el intervalo de 10 a 100 keV y para energías mayores a los 100 MeV se ha demostrado que es apreciablemente distinta a la del agua o a la del tejido biológico ⁽⁷²⁾. Es por eso que en esta sección se comparan las razones de coeficientes máscicos de absorción de energía para fotones y de poderes máscicos de frenamiento para electrones en el intervalo de 10keV a 100 MeV para dosímetro radiocrómicos con y sin aditivos con el propósito de mejorar su respuesta relativa a tejido biológico en función de la energía. Esta comparación se realizó usando la teoría de cavidad general descrita en la

sección II.2 del presente trabajo, para calcular los errores aproximados debidos a la dependencia con la energía de la respuesta de estos dosímetros.

Con objeto de comparar nuestros resultados teóricos con mediciones experimentales, algunos dosímetros se irradiaron con gammas del ^{60}Co provenientes de una fuente de teleterapia bajo condiciones de equilibrio electrónico ⁽¹⁰²⁾; con rayos-x proporcionados por una máquina de radiografía industrial con blanco de tungsteno, equipada con filtros metálicos que proporcionaban fotones de energías de 39, 72 y 120 keV propiedad del NBS (Maryland); y finalmente con una fuente de rayos-x usada para estudios cristalográficos que proporcionaba rayos-x con energías de 7.5keV provenientes del pico K de fluorescencia de un blanco de níquel. Las dosis fueron medidas mediante cámaras de ionización apropiadas para cada caso ⁽⁹⁹⁾.

Como se mencionó anteriormente, a la formulación de tintes radiocrómicos convencionales como la descrita en la sección anterior de este trabajo se le agregó diversos compuestos equivalentes al tejido con objeto de simularlo ⁽⁷⁰⁾. Algunas de estas combinaciones se muestran en la Tabla 2. Para todos los tintes radiocrómicos se elaboró su curva dosis-respuesta para conocer cual era su intervalo útil de respuesta a la radiación, irradiándolos con gammas del ^{60}Co .

Basándose en la información suministrada por White y colaboradores ⁽⁷¹⁾ los cuales calculan los valores de coeficientes máxicos de absorción de energía y poderes máxicos de frenamiento

de sustancias equivalentes a tejido, se calcularon las razones de poderes máxicos de frenamiento y coeficientes máxicos de absorción de energía electromagnética para solución de tinte radiocrómico al que se le agregaban diferentes compuestos (ver Tabla 2) equivalentes a tejido y se observaba como variaba esta razón con el espectro de energía de la radiación. En este caso se observó que una combinación de 74% de DMF y 26% de trietilo de fosfato hace que dicha razón sea independiente de la energía de la radiación en el intervalo de 0.02 a 100 MeV. (ver figuras 7 y 8). Los valores de μ_{en}/ρ y $\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx}$ fueron calculados usando el método descrito por Miller y McLaughlin⁽⁷²⁾ tomando los valores tabulados por Hubbell⁽⁷³⁾ para el caso de absorción de radiación electromagnética y los de Pages y colaboradores⁽⁷⁴⁾ y Berger y Seltzer⁽⁷⁵⁾ en el caso de electrones. En el caso de tener compuestos y no contar con los valores tabulados de ellos, se utilizó la regla de aditividad de Bragg,

$$\left\langle \frac{\mu}{\rho} \right\rangle = \sum_i k_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i$$

donde k_i es la fracción en peso del elemento i -ésimo que entra en el compuesto. A excepción de energías muy cercanas a los picos de absorción fotoeléctrica se verificó que el uso de esta regla no introducía un error en el cálculo de (μ/ρ) ó $\frac{1}{\rho} (dT/dx)$ superior al $\pm 3\%$.

A partir de estos valores puede calcularse la dosis en el tejido muscular a partir de la dosis leída en el dosímetro, previa calibración de éste. Aquí es donde introducimos el

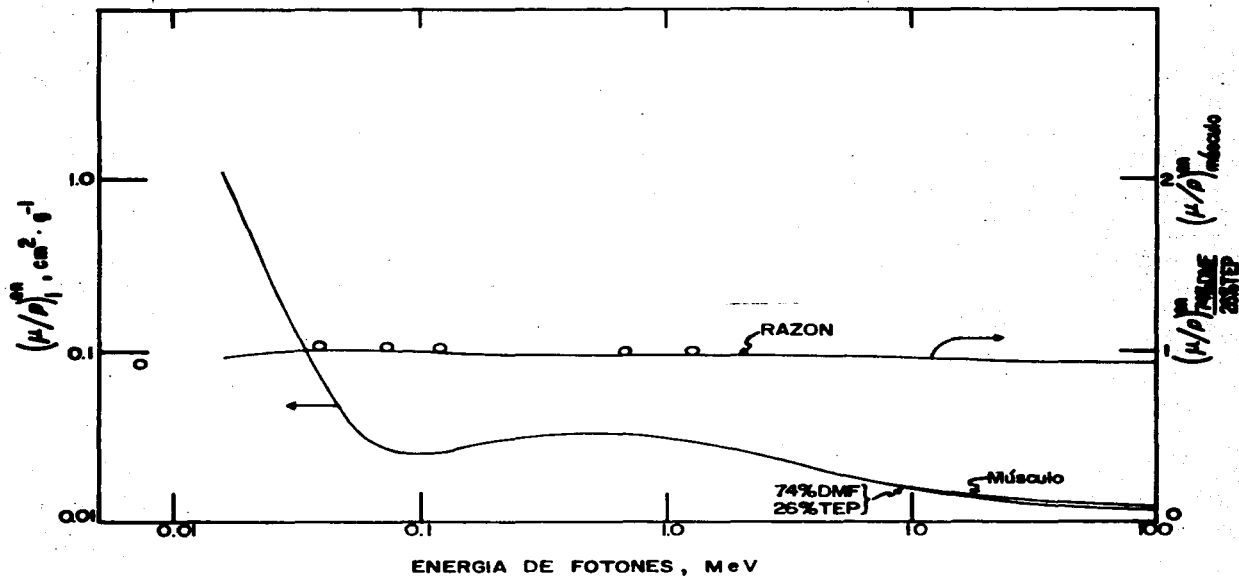


Figura 7.- Variación de los coeficientes máscicos de absorción de energía con respecto a la energía de la radiación para un compuesto consistente de 74% de DMF y 26% de trietilo de fosfato, (TEP) y de músculo y variación con la energía de la razón de estos coeficientes (tomada de la referencia No. 99).

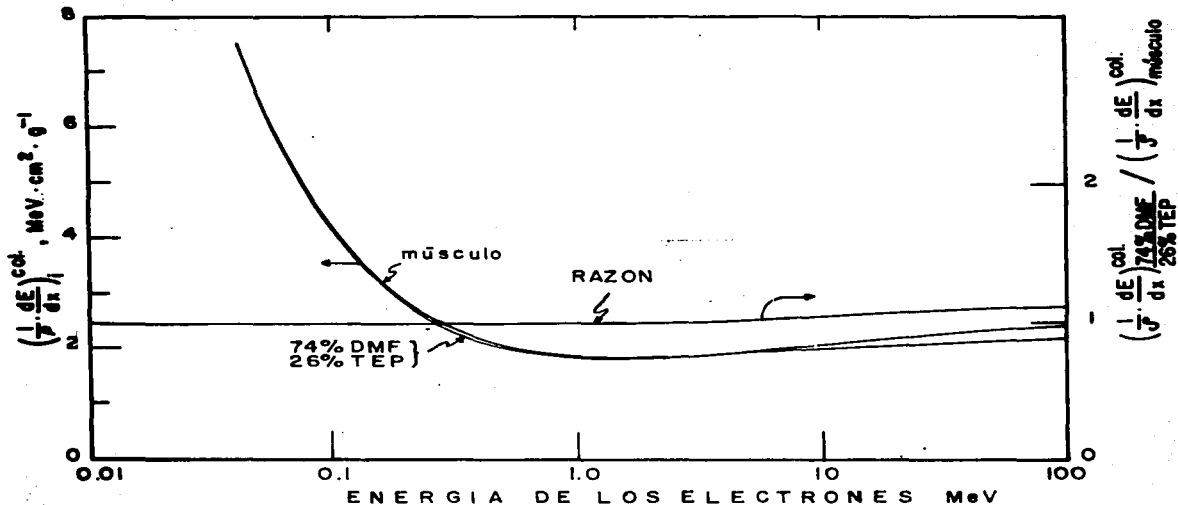


Figura 8.- Variación del poder másico de frenamiento con respecto a la energía de la radiación para un compuesto consistente de 74% de DMF y 26% de TEP y para tejido muscular, y variación con la energía de la razón de dichos poderes másicos de frenamiento. (Tomada de la referencia No. 99).

concepto de cavidad y dado que el dosímetro es equivalente al medio, entonces, podemos utilizar el Teorema de Fano mencionado en la Sección II.2.2 con lo que la dosis en el medio y el dosímetro es la misma, no habiendo pared de por medio. Finalmente, para demostrar la utilidad de este dosímetro se debe verificar en que intervalo de dosis cambia en forma apreciable la respuesta espectrofotométrica de la película. La figura 9 muestra que este tipo de dosímetro es útil en el intervalo de dosis de 0 a 9 kGy, mostrando efectos de saturación a dosis del orden de los 10 kGy.

Tabla 2.- Dosímetros radiocrómicos equivalentes a tejido (tomados de la referencia 99)

Precursor	Ingredientes	Tejido Simulado	Intervalo dosis aproximado (Gy)
HPR-CN ^a	Nylon	T. Adiposo	10 ³ -10 ⁵
MG-OCH ₃ ^b	Policloroestireno (15% Cl)	T. Adiposo	10 ³ -10 ⁵
MG-OCH ₃	Policloroestireno (5% Cl)	Músculo (estriado)	10 ³ -10 ⁵
MG-OCH ₃	Polibromoestireno (5% Br)	Hueso-cartílago	10 ³ -10 ⁵
HPR-CN	Plástico ^c (8.2% PVC)	Músculo (estriado)	10 -10 ³
HPR-CN	Plástico ^c (43% PVC ₂)	Hueso-cartílago	10 ² -10 ⁴
HPR-CN	N,N-Dimetil formamida	T. Adiposo	10 -2x10 ³
HPR-CN	74% N,N-Dimetil formamida 26% trietilo de fosfato	Músculo estriado	10 -9x10 ³
HPR-CN	86% Dimetil sulfoxida 14% trietilo de fosfato	Hueso-compacto	10 -10 ⁴
HPR-CN	33% 2-metoxi etanol 1% polivinil bütiral 66% dimetil sulfoxida	Hueso-cartílago	10 -10 ⁴

a - hexa-hidroxietilo de pararosnilina

b - malaquita verde

c - 50% de polivinil pirrolidona, 25% de polimetil metacrilato, y 25% de polivinil isobutil éter, con los porcentajes por peso de cloruro de polivinilo (PVC) o de cloruro de polivinilideno (PVC₂) indicados

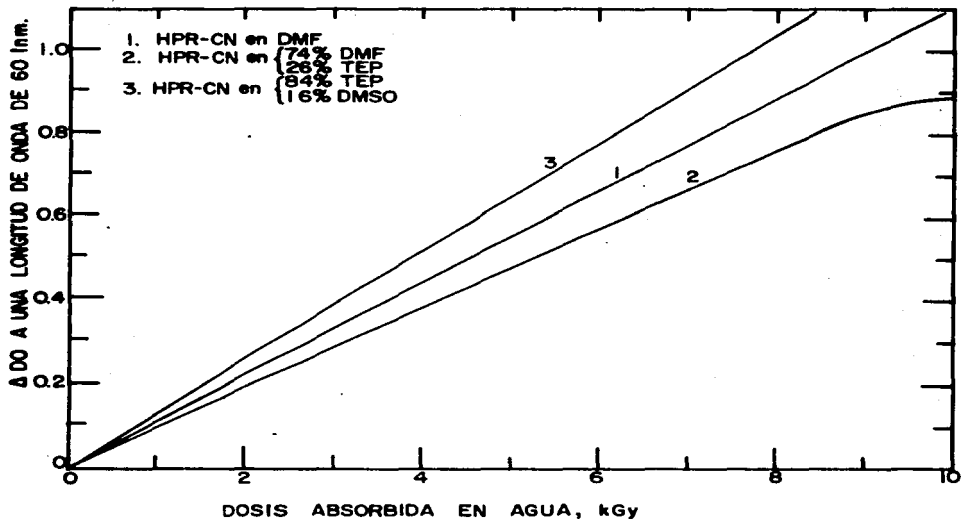


Figura 9.- Intervalo de respuesta de las películas de tinte radiocrómico discutidas en este trabajo. Aunque el intervalo de linealidad es de 0 a 6 kGy, de esta gráfica puede notarse que la densidad óptica (ΔDO) por unidad de longitud cambia con la dosis para valores de hasta 10 kGy (tomada de la Referencia No. 99.).

CAP. III.- APLICACIONES.

III.1.- USO DE TINTES RADIOCROMICOS EN LA IRRADIACION DE TUBOS Y AISLANTES DE CONDUCTORES ELECTRICOS.	78
III.2.- USO DE TINTES RADIOCROMICOS EN FISICA SANITARIA.	79
III.3.- USO DE TINTES RADIOCROMICOS EN LA IRRADIACION DE ALIMENTOS.	80
III.4.- USO DE TINTES RADIOCROMICOS COMO DOSIMETROS DE TRASLADO.	84

El uso de la radiación como elemento de procesamiento ya sea comercialmente o bien en aplicaciones potencialmente viables es muy extenso, tal como puede apreciarse en la figura (10)⁽⁸⁰⁾. En la mayoría de estas aplicaciones pueden utilizarse los dosímetros de tinte radiocrómico para verificar que se ha suministrado la dosis correcta al producto. Esto es de gran importancia ya que en algunas aplicaciones tales como la esterilización de productos médicos, o la purificación de agua, siempre se debe cumplir con un valor de dosis mínima dentro de ciertos límites de confiabilidad. Por otro lado, los valores máximos permisibles de dosis están determinados por lo general por los efectos de degradación del producto irradiado.

En la siguiente sección se describe una aplicación en la que los tintes radiocrómicos han mostrado su utilidad ya que sus características de absorción a la radiación son muy similares a las del material que se está irradiando y en las subsecuentes, procesos en los cuales podrían utilizarse posteriormente, ya sea por la facilidad que se tiene en alterar sus propiedades de absorción de la radiación gamma para hacerlos equivalentes al tejido muscular y así poderlos utilizar en física sanitaria; porque su respuesta es lineal en el intervalo de dosis usado en la irradiación de alimentos; o bien porque su respuesta no depende del tiempo de almacenamiento ni de variaciones de él con la temperatura y humedad, haciéndolos candidatos viables como dosímetros de traslado. Es necesario recalcar sin embargo, que se requiere una mayor investigación de los tintes radiocrómicos

DOSIS (Gy)

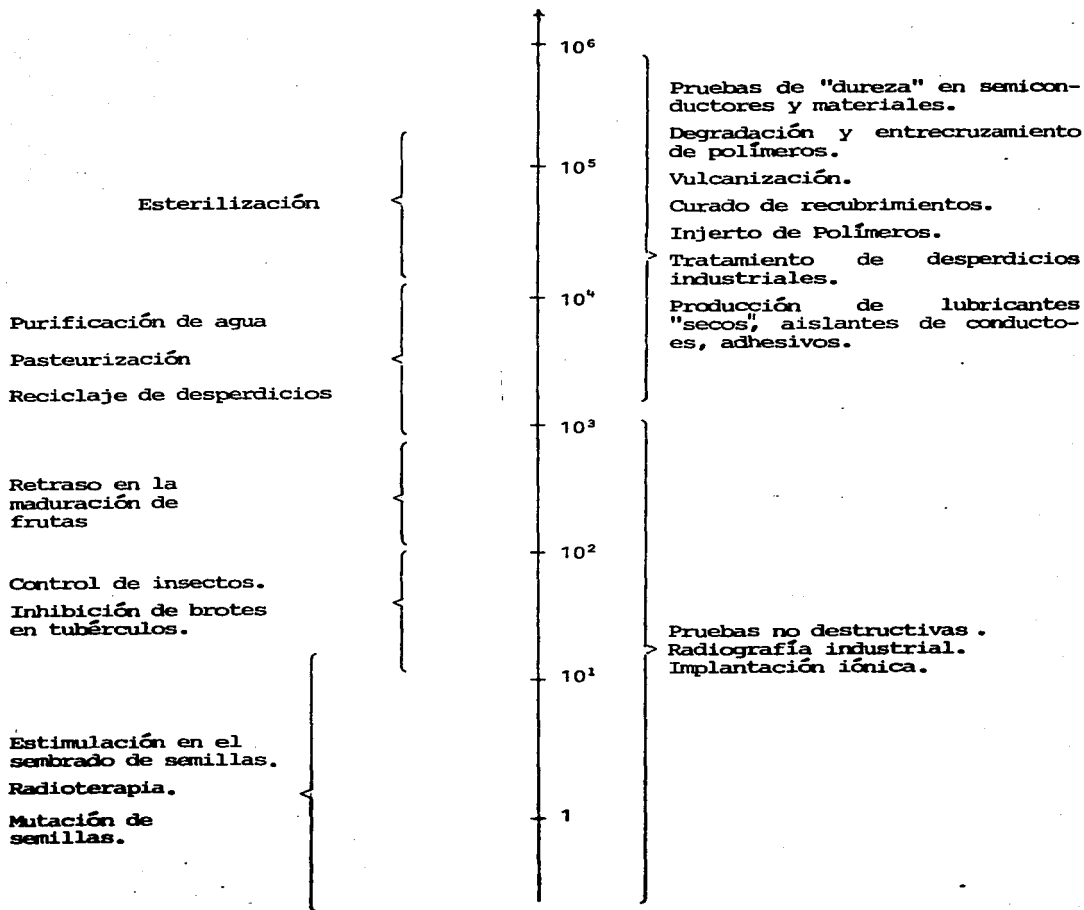


Figura 10.- Procesos en los que actualmente se utiliza la radiación ionizante como elemento de procesamiento (referencia 80).

en estas tres últimas áreas para que su aplicación en ellas sea satisfactoria.

III.1.- Uso de tintes radiocrómicos en la irradiación de tubos y aislantes de conductores eléctricos.

La irradiación de cable y tubería de plástico se ha desarrollado con el fin de incrementar su resistencia contra el reblandecimiento y la deformación al aumentar su temperatura, ya que la radiación induce el entrecruzamiento de ligaduras moleculares en forma más rápida y eficiente que los métodos químicos convencionales⁽⁸¹⁾. Sin embargo, para que el proceso dé buenos resultados es necesario que la irradiación se efectúe uniformemente. Por lo general, en este proceso se utiliza un haz de electrones de alta potencia pero baja energía, lo cual reduce la penetración de los electrones en el material, e introduce inhomogeneidad en el depósito de energía de la radiación en el material.

McLaughlin y Miller^(82, 83) han estudiado el depósito de energía en cable irradiado con electrones de 400 keV usando películas de tinte radiocrómico. Para esto, utilizaron una película enrollada alrededor del conductor eléctrico y la cual simulaba al forro de aislante. El haz de electrones se hizo incidir perpendicularmente al eje longitudinal del conductor. A través de las mediciones proporcionadas por estas películas estos autores concluyeron que la irradiación en diferentes direcciones

tiende a uniformizar la dosis alrededor del cable, pero que no existe una ventaja apreciable si se aumenta en un número mayor de dos la dirección de incidencia de la radiación, siempre que estas dos direcciones se encuentren diametralmente opuestas con respecto al eje del conductor. También mencionan que las capas externas del aislante simulado del conductor recibieron una dosis razonablemente uniforme cuando se realizó la irradiación por los cuatro lados y que la irradiación por dos y tres lados respectivamente, mostró una uniformidad pobre en las capas exteriores, pero el patrón de dosis-profundidad es el mismo para todos los ejemplos discutidos.

III.2.- Uso de tintes radiocrómicos en física sanitaria.

Como se discutió más ampliamente en el capítulo II, mediante la adición de ciertos compuestos en la elaboración de los tintes radiocrómicos, se pueden obtener dosímetros cuya respuesta a la radiación sea equivalente al material que se desea irradiar, pudiendo de este modo determinar la energía absorbida de la radiación en él mediante la medición de dosis en el dosímetro después de haberla corregido de acuerdo a la teoría de cavidad.

Con anterioridad al trabajo incluido en la referencia 99, McLaughlin y colaboradores ⁽⁸⁴⁾ habían elaborado dosímetros equivalentes a hueso y músculo para determinaciones de dosis de 10 Gy haciendo uso de soluciones de tinte radiocrómico a las cuales se les agregó cloruro de vinilo o de vinilideno haciendo

esto que las razones de los coeficientes de absorción del dosímetro al músculo fueran constantes dentro de un 10% para energías de fotones de algunos keV. Sin embargo, estos mismos autores mencionaron que la respuesta disminuye conforme pasa el tiempo de almacenamiento. Los dosímetros discutidos en la referencia 99, además de mostrar su equivalencia a diferentes tipos de tejido en cuanto a coeficientes de absorción a la radiación se refiere, tienen una respuesta constante con el tiempo de almacenamiento y proporcional a la dosis en el intervalo de 1 a 9 kGy.

El uso de este tipo de dosímetros en aplicaciones médicas permitirá conocer la dosis y realizar estudios de la distribución de dosis en tejido con mayor confiabilidad .

III.3.- Uso de tintes radiocrómicos en la irradiación de alimentos.

La garantía de que un alimento ha sido irradiado a la dosis correcta lo asegura un método dosimétrico bien establecido. A diferencia de otros procesos en los que se utiliza la radiación, en la preservación de alimentos por irradiación es necesario conocer la dosis mínima, la dosis máxima y la distribución de dosis en el producto. Esto es debido a que un valor de dosis por debajo del mínimo permitido no causará el efecto deseado y por lo tanto producirá que el alimento se eche a perder durante el almacenamiento, y un valor por encima de la dosis máxima puede

inducir cambios no deseables en la calidad o apariencia del alimento, además de que se puede caer en el riesgo de exceder los límites máximos permisibles aprobados por las autoridades legales correspondientes.

Así pues, mediante la colocación estratégica en el producto de dosímetros calibrados que tengan una respuesta estable y reproducible, es posible comprobar los valores de dosis máxima y mínima de tal manera de que se puedan ajustar los parámetros que controlan el proceso en la planta de irradiación.

(79)
McLaughlin y colaboradores hacen una revisión de los aspectos dosimétricos del tema, mencionando que el uso de la radiación en la preservación de alimentos cubre un intervalo de dosis muy amplio, desde 0.03 kGy para inhibir el crecimiento de brotes en tubérculos hasta 60 kGy con objeto de esterilizar carne, pollo y pescado, lo cual provoca que sea difícil encontrar un dosímetro que cubra todas las aplicaciones en este campo y al mismo tiempo ha originado el desarrollo de diferentes sistemas que pueden usarse en ciertos intervalos de aplicación. Además, para que el proceso tenga éxito deben controlarse cuidadosamente los parámetros de la irradiación de manera que puedan establecerse los valores de dosis máxima (D_{max}) y mínima ($D_{mín}$) y la razón de uniformidad de dosis ($U = D_{máx}/D_{mín}$) de acuerdo a los estándares establecidos por los Laboratorios Nacionales o las Autoridades de Sanidad. Generalmente los valores de dosis mencionados se obtienen a través de una dosimetría adecuada y después de realizar un análisis estadístico de los datos proporcionados por dosímetros.

La lista de dosímetros usados en irradiación de alimentos es bastante extensa, cubriendo desde aquellos producidos en laboratorios de investigación y que su disponibilidad es limitada hasta los que se producen comercialmente y que son bastante útiles cuando se les calibra adecuadamente. Para usar estos últimos dosímetros para controlar la calidad del proceso de irradiación en la industria alimenticia, los tecnólogos deben cerciorarse de que:

- 1.- Sean accesibles comercialmente.
- 2.- Que cubran el intervalo de dosis de interés.
- 3.- Que sean lo suficientemente precisos y reproducibles.
- 4.- Que las fuentes de error pueden controlarse o corregirse satisfactoriamente.
- 5.- Con que seguridad pueden determinarse los límites de dosis y razones de uniformidad mediante los métodos de dosimetría.
- 6.- Que los métodos dosimétricos rutinarios estén debidamente documentados y calibrados con respecto a dosímetros primarios.
- 7.- Que otros métodos de dosimetría alternativos puedan utilizarse para asegurarse de que el proceso se lleve a cabo adecuadamente.

Aunque existen varios sistemas comerciales que se utilizan rutinariamente, como se muestra en la Tabla 3 muchos de estos sistemas no cubren el intervalo de dosis bajas (<1kGy) tan útil en la inhibición de brotes en tubérculos. Actualmente se buscan

métodos dosimétricos que cubran el intervalo de 1 a 100 Gy⁽⁸⁵⁾, aunque ningún sistema se ha estandarizado hasta el momento. En general, los límites de incertidumbre de los dosímetros rutinarios es del orden del 10% el cual se considera inadecuado para aplicaciones en irradiación de alimentos; en algunos casos se describen técnicas que pueden reducir estas incertidumbres a valores del orden del 3%⁽⁸⁶⁾, aunque hasta el momento no se han adoptado. A medida que estos límites de incertidumbre se reduzcan, podrán obtenerse límites de dosis y razones de uniformidad más confiables. En la referencia 79 se enumeran aquellos sistemas que se pueden utilizar en la irradiación de alimentos incluyendo su método de análisis, el intervalo útil de respuesta a la radiación y los laboratorios o casas comerciales que los producen. Los tintes radiocrómicos, en forma de película como los descritos en este trabajo, o bien en solución, depositados en papel o "encapsulados" en fibra óptica cubren un intervalo bastante amplio de las aplicaciones en irradiación de alimentos (de 1 a 10³ kGy). Humphreys y colaboradores⁽⁸⁷⁾ han utilizado películas de tinte radiocrómico para obtener el perfil de distribución de dosis en paquetes de carne irradiados con electrones de 10 MeV con el objeto de esterilizarlos y han comparado estos resultados con los obtenidos en poliestireno y con los determinados mediante cálculos de Monte Carlo, encontrando que este material no simula adecuadamente al tejido muscular ya que da valores consistentemente menores.

Recientemente, Kronenberg y colaboradores⁽⁸⁸⁾ han

desarrollado un dosímetro a base de una solución de tinte radiocrómico que se introduce en una guía de onda de 5 cm de longitud lo cual ha permitido ampliar el intervalo útil de respuesta de estos dosímetros haciéndolos lo suficientemente sensibles como para medir dosis del orden de hasta 1Gy lo cual los hace potencialmente adecuados en todos los procesos de irradiación de alimentos.

III.4.- Uso de tintes radiocrómicos como dosímetros de traslado.

Cualquier dosímetro que sea empleado para determinar la dosis en un producto irradiado debe ser calibrado en términos de un estándar de radiación a nivel de un laboratorio primario de calibración o de un Laboratorio Nacional. Esto es particularmente importante en el área de la salud en donde se utilizan dosímetros para determinar la dosis suministrada a pacientes en tratamientos de cáncer y en la esterilización de productos médicos.

En general, los servicios de calibración de dosímetros que efectúan estos laboratorios tienen el propósito fundamental de proporcionar a los usuarios de fuentes de radiación con un medio de comparación de los sistemas de dosimetría que usan rutinariamente, con sistemas de calibración primarios que poseen en dichos laboratorios y los cuales serían difíciles de calibrar y de alto costo para el usuario. Los servicios que ofrecen este tipo de laboratorios deben incluir:

- i) La irradiación de los dosímetros del usuario en un intervalo de dosis conocido.
- ii) Proporcionar a los usuarios con interpretaciones de la dosis absorbida en dosímetros suministrados por el laboratorio primario los cuales sean irradiados en las instalaciones del usuario. A estos dosímetros se les conoce con el nombre de dosímetros de traslado.
- iii) Efectuar intercomparaciones de la operación de dosímetros rutinarios entre diferentes laboratorios de calibración que pueden usarse posteriormente como dosímetros de traslado de varios sistemas dosimétricos.
- iv) Determinar la dependencia de la respuesta de dosímetros rutinarios con la razón de dosis, la humedad y la temperatura durante la irradiación y el almacenamiento.
- v) Efectuar algunas mediciones especiales (tales como mapeos del perfil de dosis) en las instalaciones del usuario.

Un dosímetro de traslado, además de cubrir con los requerimientos mencionados en el Capítulo II para que un material pueda ser utilizado como dosímetro, debe de satisfacer el hecho de que su respuesta sea estable de tal manera que no varíe en períodos del orden de 15 a 20 días con objeto de que puedan ser enviados por correo a grandes distancias; su respuesta no debe depender de la temperatura de irradiación, para que pueda utilizarse en plantas de proceso en las cuales la temperatura puede variar considerablemente. De la misma forma no debe

Tabla 3.- Dosímetros producidos comercialmente y que pueden ⁽⁷⁹⁾ utilizarse en la irradiación de alimentos .

Sistema	Métodos de Análisis	Proveedor	Intervalo útil de Dosis (Gy)
Polimetil- metacrilato entintado	espectrofotometría visible	AERE, Harwell R.U. o AECL Canadá	$10^3 - 4 \times 10^4$
Polimetil- metacrilato sin tinte	espectrofotometría ultravioleta	UK Panel on electron and gamma ray dosimetry Reading, R.U.	$10^3 - 10^5$
Triacetato de celulosa	espectrofotometría ultravioleta	Fuji Film Co. Tokio, Japón	$10^4 - 4 \times 10^5$
Borato de litio Fluoruro de litio	termoluminiscencia	Harshaw Chemical Co. Solon OH, E.U.A.	$10^{-4} - 10^3$
Tintes ra- diocró- micos en solución, película o fibras ópticas	espectrofotometría visible o densito- metría	Far West Technology Inc. Goleta, CA, EUA	$1 - 10^6$

depender de la temperatura de lectura con el propósito de que la respuesta del dosímetro pueda verificarse en diferentes laboratorios y tampoco debe depender de la temperatura de almacenamiento ni de los cambios que en ésta se produzcan ya que es muy factible que durante su traslado los dosímetros se encuentren sujetos a dichos cambios.

Muchos sistemas se han propuesto como dosímetros de traslado. Humphreys y McLaughlin ⁽⁸⁹⁾ propusieron en 1981 el uso de los tintes radiocrómicos para este fin, con el propósito fundamental de rastrear las calibraciones entre los estándares primarios del National Bureau of Standards de los E.U.A. (NBS) y los dosímetros usados rutinariamente en ese país, después de haber hecho una revisión que incluyó tanto a sistemas líquidos como a plásticos entintados y sin tinte.

El Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) inició en marzo de 1978 un programa de investigación sobre intercomparación y estandarización de altas dosis utilizadas en procesos industriales de la radiación a través de la Sección de Dosimetría de la División de Ciencias de la Vida de ese Organismo, con el propósito fundamental de seleccionar dosímetros de traslado adecuados; incrementar la confiabilidad de los dosímetros y técnicas usadas actualmente; y desarrollar nuevos sistemas de dosimetría que puedan ser utilizados posteriormente por los estados miembros⁽⁹⁰⁾.

Con este propósito se probaron nueve sistemas dosimétricos, entre ellos, películas de tinte radiocrómico suministradas por el NBS. El resultado de este estudio, en lo que respecta a este sistema mostró que tiene una precisión del 3%, mostrando además

una resolución adecuada para poder realizar estudios de distribución de dosis en el producto que se irradie, aunque se recomendó que se verificara su calibración cada 3 ó 6 meses y se ha mostrado que su respuesta depende de la temperatura y humedad⁽⁹¹⁾. Además, se recomendó que con el fin de poder utilizar estos dosímetros en un intervalo de dosis mayor se tratarán de producir películas con 1.0 mm de espesor, lo cual las haría más sensibles a la radiación. Después de varios intentos se ha podido fabricar una película a base de polivinil butiral en la que 5% de su peso corresponde a hexa-hidroxi etilo de pararosanilina utilizado como precursor del tinte. Con estas películas se han podido medir dosis de alrededor de 50 Gy espectrofotométricamente aunque el límite inferior de 10 Gy, propuesto por el OIEA no ha sido posible alcanzarlo⁽⁹²⁾. En el Instituto de Física de la UNAM también se realizaron intentos para producir películas de tinte radiocrómico grueso con el objeto de utilizarlas para efectuar dosimetría en haces de electrones mediante Resonancia Paramagnética Electrónica⁽⁹³⁾. Usando formulaciones semejantes a las desarrolladas para producir películas a base de PVB se lograron producir películas de PVB que contenían los leucocianuros de violeta de formilo y malaquita verde como precursores del colorante y que tenían espesores entre 1 y 2 mm⁽⁹³⁾, aunque su uso como dosímetros de traslado todavía está sujeto a una investigación de su intervalo útil de dosis, dependencia de la respuesta con la razón de dosis y con condiciones ambientales.

CONCLUSIONES

El propósito de este trabajo ha sido describir el desarrollo de un dosímetro para radiación ionizante que consiste de una matriz polimérica formada por polivinil butiral y a la que se le incorporó cianuro de pararosanilina como material radiosensible. A semejanza con otros sistemas descritos en la literatura la respuesta de este dosímetro mostró ser lineal con la dosis, independiente de la razón de dosis y estable con respecto al tiempo de almacenamiento aún a temperaturas del orden de 45°C y humedades relativas de hasta 75% h.r. Con este sistema se ha logrado incrementar el intervalo de linealidad de la respuesta del dosímetro con la dosis (de 10 a 60 kGy) y mantener las condiciones de estabilidad cuando se le compara con otros sistemas similares reportados en la literatura.

Se analizaron los métodos que deben seguirse para incorporar al dosímetro diferentes tipos de compuestos orgánicos de tal manera que su respuesta a la radiación sea equivalente a diferentes materiales, en especial al tejido muscular. Estas características permitirán utilizarlos en aplicaciones en radioterapia y su comprobación teórica se hizo con base en la teoría de cavidad.

Finalmente, se mencionaron algunas otras aplicaciones en las cuales pueden ser de utilidad las películas de tinte radiocrómico como dosímetros rutinarios, siendo los más promisorios su uso

como dosímetros de traslado y en la irradiación de plásticos y del forro aislante de los conductores eléctricos.

De ninguna manera se piensa que este trabajo cubre todas las áreas de investigación en el uso de películas de tinte radiocrómico como dosímetros secundarios. El mecanismo de reacción aún no está bien conocido y aunque se ha realizado investigación por la técnica de radiólisis pulsada en soluciones que contienen al precursor del tinte ⁽⁹⁴⁾ la información proporcionada por estos experimentos no ha sido concluyente. Debido a que uno de los efectos químicos de la radiación al interaccionar con la materia es el de formar radicales libres, también se ha estudiado la señal de resonancia paramagnética electrónica (RPE) producida por la irradiación de estos materiales ⁽⁹⁵⁾, obteniendo que para distintas combinaciones de matriz plástica y precursor del colorante siempre se obtiene una señal de RPE relativamente estable como para ser observada por esta técnica. Un análisis del decaimiento de esta señal ha mostrado que la recombinación de radicales libres es un mecanismo controlado por difusión ⁽⁹⁶⁾ aunque la naturaleza de las especies reactivas involucradas no ha podido ser elucidada.

El estudio de la estabilidad de la respuesta de estas películas tampoco se ha agotado completamente. En particular es necesario realizar experimentos acerca del efecto que tiene sobre ésta la temperatura y atmósfera durante la irradiación y también observar si estos parámetros no afectan a la independencia de la respuesta con la razón de dosis o su linealidad con la dosis.

También es necesario realizar un estudio del comportamiento de la respuesta del dosímetro a bajas dosis y encontrar si la respuesta es o no lineal. Al efectuar estos estudios se requerirá desarrollar la técnica de fabricación adecuada para tener películas gruesas (del orden de 1 a 2 mm) lo que haría más factible su utilización en la irradiación de alimentos.

Finalmente, el conocimiento del valor G (número de moléculas de tinte formadas por cada 100 eV de energía de la radiación absorbida en la película) así como del coeficiente de extinción molar contribuirá al entendimiento del mecanismo de interacción de la radiación con el dosímetro y al mismo tiempo permitirá estandarizar su uso obteniendo la dosis a partir de un procedimiento más directo que el de calibrarlo con un dosímetro primario. Esto eventualmente, podría conducir al establecimiento de este sistema como un dosímetro primario.

REFERENCIAS

- 1.- Uribe, R.M., "Análisis de los métodos dosimétricos para plantas de irradiación que utilizan un acelerador de electrones", Tesis de Maestría, Fac. de Quím. UNAM (1979).
- 2.- Heitler, W., The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press (1936) London, C. 3.
- 3.- Klein, O., y Nishina Y., Z. Physik (1929) 52, 853-868.
- 4.- Nelms, A.T., Natl. Bur. Stad. (U.S.) (1953) Cir. 542.
- 5.- Evans, R.D., Compton Effect in handbuck der Physik (S. Flugge ed.) Vol. 34, Springer, Berlin (1958), pp. 218-298.
- 6.- Watson, K.M., Phys. Rev. (1947) 72, 1060.
- 7.- Hubbell, J.H., National Bureau of Standards Report, NSRDS - NBS 29 Agosto 1969.
- 8.- Evans, R.D., The Atomic Nucleus, Mc Graw Hill, New York, (1972), Cap. 24.
- 9.- Storm, E. e Israel H.I., Nucl. Data Tables (1970) A7, 565.
- 10.- Hubbell, J.H., Gimm, H.A. y Øverbø, I., J. Phys. Chem. Ref. Data (1980) 9, 1023.
- 11.- Ver referencia 7 seccs. 2.5.2 y 2.5.3.

- 12.- Hubbell, J.H., Veigele Wm. J., Biggs, E.A., Brown, R.T., Cromer, D.T., y Howerton R.J., J. Phys. Chem. Data (1975) 4, 471.
- 13.- Hubbell J.H. y Øverbø I., J. Phys. Chem. Ref. Data (1979) 8, 69.
- 14.- Mork, K.J., Phys. Rev. (1971) A4, 917.
- 15.- Schaupp D., Schumacher, M., Smend, F., Rullhusen, P.J. Phys. Chem. Ref. Data, (1983) 12, 467.
- 16.- Scofield J.H. Lawrence Livermore Lab. Rep. UCRH-51326 (1973).
- 17.- Aten, A.H.W., Int. J. Appl. Radiat. Isotopes (1978) 29, 637.
- 18.- Shure, K., Nucl. Sci. Eng. (1979) 69, 432.
- 19.- Chilton A.B., Eisenhawer, C.M. y Simmons A.H., Nucl. Sci. Eng. (1980) 73, 97.
- 20.- Berger M.J., NBS-4942 Rept. National Bureau of Standards (1956).
- 21.- Landau, L., J. Phys. (1944) 8, 201.
- 22.- Sadi Lazo M. Tesis Doctoral en Ingeniería, Universidad de Nuevo México, Albuquerque NM (1984).
- 23.- Birkhoff, R.D., Handbuch der Physik (S. Flugge ed.) Springer, Berlin, (1958), Vol.34, 53-138.

- 24.- Mott, N.F. Proc. Roy. Soc. (London) (1929), A124, 425.
- 25.- McKinley, W.A., y Feshbach, H. Phys. Rev. (1948), 74, 1759.
- 26.- Bethe, H.A. Phys. Rev. (1953), 89, 6, 1256.
- 27.- Hanson A.O., Lanzl, L.H., Lyman, E.M., y Scott, M.B., Phys. Rev. (1951) 84, 634.
- 28.- Tabata, T., Ito, R., Japan J. Appl. Phys. (1976) 15, 1583.
- 29.- Peterson M.A., Phys. Rev. (1983) A28, 135.
- 30.- Bischel H., Radiation Dosimetry I (Attix. F.H., Roesch W.C. eds) Academic Press New York, (1968) p. 174.
- 31.- Katz L. y Penfold A.S. Rev. Mod. Phys. (1952) 24, 28.
- 32.- Spencer L.V. y Fano U. Phys. Rev. (1954) 93, 1172.
- 33.- Müller C. Z. Physik (1931) 70, 686.
- 34.- Bethe, H. A., y Heitler W., Proc. Roy. Soc. (London) (1934) A146, 83.
- 35.- Seltzer S.M., National Bureau of Standards Report NBSIR 74-457, (1974)
- 36.- Miranda de la Peña M., Tesis Maestría en Física, Fac. de Ciencias. (1985), 99p.
- 37.- Goudsmit S., y Saunderson, G.J.L., Phys. Rev. (1940), 57, 24.

- 38.- Molière G., Z. Naturforsch (1948), 33, 78.
- 39.- McLaughlin, W.L., Rad. Phys. Chem. (1977), 9, 147.
- 40.- Tabata, T., e Ito, R., Int. J. Appl. Radiat. Isotopes, (1975) 26, 411.
- 41.- Seltzer S.M., y Berger M.J., Int. J. Appl. Radiat., Isot. (1982) 33, 1189.
- 42.- Seltzer, S.M., y Berger M.J., Int. J. Appl. Radiat. Isot. (1982), 33, 1219.
- 43.- Tung C.J. y Watt D.E. Radiation Eff. (por publicarse).
- 44.- Van de Putte, D.W., Nucl. Instrum. Meth., (1982) 203, 367.
- 45.- Hansen, H.E., y Ingerslev-Jensen, U., J. Phys. D: Appl. Phys. (1983) 16, 1353.
- 46.- Brynjolfsson H., y Martin III, T. G. Int. J. Appl. Radiat. Isot. (1971) 22, 29.
- 47.- Seltzer S.M., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, 4896.
- 48.- Tanaka S., Tanaka R., Tabata T., Ito R., Nakai Y., Ozawa K., Japan Atomic Research Establishment Rpt. JAERI-M-83-019 (1983).
- 49.- Ver por ejemplo Reitz J.R. y Milford F.J., "Foundations of Electromagnetic Theory", 2a. ed. Add. Wesley, Massachussetts, (1967) p. 11

- 50.- Holm N.W., y Berry R.J., "Manual on Radiation Dosimetry", Marcel Dekker Inc. N.Y. (1970) C. 2,3 y 4.
- 51.- Burlin T.E., "Cavity Chamber Theory" en Radiation Dosimetry (Attix F.H., Roesch W.C., Tochilin E. eds.) Academic Press N.Y. (1968) Cap. 8.
- 52.- Greening J.R., Fundamentals of Radiation Dosimetry, Medical Physics Handbooks 6 (J.M.A. Lenihan ed.) Adam Hilger Ltd. Bristol (1981) Cap. 8.
- 53.- Gray L.H., Proc. Roy. Soc. (1929) A122, 647.
- 54.- Burlin T.E., Br. J. Radiol. (1966) 39, 727.
- 55.- Fano U., Radiat. Res. (1954) 1, 237.
- 56.- Miller A., McLaughlin W.L., Int. J. Appl. Radiat. Isot. (1982) 33, 1299.
- 57.- Chalkley L., Patente Americana No. 3, 710, 109 (enero 9, 1973).
- 58.- McLaughlin W.L., Miller, A. Fidan S., Pejtersen, K. Batsberg Pedersen W., Radiat Phys. Chem. (1977) 10, 119.
- 59.- Kantz A.D. y Humpherys K.C. Advances in Radiation Processing Vol. 2 (Silverman J. ed.) Radiat. Phys. Chem. (1979) 14, 575.
- 60.- Frankenburger W., Robl R. y Zimmerman W., Patente Americana No. 1, 845, 835 (febrero 16, 1932).

- 61.- Weyde E., y Frankenburger W., Trans. Faraday Soc. (1931) 27, 561.
- 62.- Calvert J.G. y Rechen H.J.L., J. Am. Chem. Soc. (1952) 74, 2101.
- 63.- Chalkley L., J. Opt. Soc. Am. (1952) 42, 387.
- 64.- Chalkley L., Patente Americana No. 2, 855, 303 (octubre 7, 1958).
- 65.- McLaughlin W.L. y Chalkley L., Phot. Sci. Eng. (1965) 9, 159.
- 66.- McLaughlin W.L. y Chalkley L., Photographic Science, The Focal Press (London 1965) p. 447.
- 67.- Humpherys K. y Wilcox R.L., Reporte Técnico de EG & G, EGG -1183 - 2218 (1969) p. 45.
- 68.- Humpherys K. y Wilcox R.L., Reporte Técnico de EG & G, EGG -1183 - 2244 (1970) p. 191.
- 69.- McLaughlin W.L. "Pulse radiolysis of pararosaniline cyanide in aqueous or organic solutions. I. Kinetics of dye formation" en Topics in Radiation Dosimetry (R.M. Uribe ed.) Notas de Física (1981) 4, 199.
- 70.- White D.R., Med. Phys. (1978) 5, 467.
- 71.- White D.R., Fitzgerald M., Health Phys. (1977) 33, 73.

- 72.- Miller A. y McLaughlin W.L., Int. J. Appl. Radiat Isotopes (1982) 33, 1299.
- 73.- Hubbell J.H., Int. J. App. Radiat Isotopes (1982) 33, 1269
- 74.- Pages L., Bertel E., Joffre H., Sklaventis L., Atomic Data (1972) 4, 1.
- 75.- Berger M.J. y Seltzer S.M., NASA SP 3012 y NASA SP 3036, National Technical Information Service Springfield VA USA (1964, 1966).
- 76.- De la Rosa A.M., De la Mines A.S., Banzon R.B., y Sinbul-Nuguid Z.F., Rad. Phys. Chem. (1983) 22, 861.
- 77.- Rosiak J., Burczak K. y Pekala W., Rad. Phys. Chem. (1983) 22, 907.
- 78.- Hayakawa K., Kawase K. y Yamakita H., Radiat Phys. Chem. (1983) 22, 929.
- 79.- McLaughlin W.L., Miller A. y Uribe R.M., Radiat. Phys. Chem. (1983) 22, 21
- 80.- Humphreys J.C. y McLaughlin W.L., IEEE Trans. Nucl. Sci. (1981) NS28, 1797.
- 81.- Loan L.D., Rad. Phys. Chem. (1977) 9, 253.
- 82.- McLaughlin W.L., Miller A., Pejtersen K. y Batsberg-Pedersen W., Radiat. Phys. Chem. (1978) 11, 39.

- 83.- Miller A. y McLaughlin W.L. Radiat. Phys. Chem. (1979) 14, 525.
- 84.- McLaughlin W.L., Rosenstein M., Levine H., IAEA - SM - 193/52 en "Advances in Biomedical Dosimetry", IAEA Vienna (1975) P. 267.
- 85.- Humpherys K.C., Wilde, W.D. y Kantz A.D., Radiat. Phys. Chem.(1983) 22, 291.
- 86.- Uribe R.M., Chappas W.J. y McLaughlin W.L., Int. J. Appl. Radiat. Isot. (1984) 35, 995.
- 87.- Humphreys J.C., Chappell S.E., McLaughlin W.L. y Jarrett R.D., Radiat. Phys. Chem. (1977) 9, 749.
- 88.- Kronenberg S., McLaughlin, W.L. y Siebentritt, C.R., Nucl. Instr. Methods (1981) 190, 365.
- 89.- Humphreys J.C. y McLaughlin W.L., IEEE Trans. Nucl. Sciences (1981) NS-28, 1797.
- 90.-Research in Radiation Processing Dosimetry, IAEA-TEC DOC-321 Vienna Austria (1984) p.5.
- 91.- Radak, B.B. "Radiation process control, study and acceptance of dosimetric methods " en Research in Radiation Processing dosimetry, IAEA-TEC-DOC 321 Vienna, Austria (1984) p. 29.
- 92.- Ver referencia 89 p. 25.

- 93.- Uribe R.M., "Development of ESR techniques for free radical dosimetry in electron beams", Reporte final al OIEA del contrato de investigación con el IFUNAM No. 2968/RB/R1 (1985).
- 94.- McLaughlin W.L. Kosanić M.M., Marković V.M., Nenadović M.T., Sehested K. y Holcman J. en "Topics in radiation Dosimetry" (R.M. Uribe ed.) Notas de Física (1981) 4, 196.
- 95.- Uribe R.M., McLaughlin W.L., Miller A., Dunn T.S. y Willimans E.E., Radiat Phys. Chem. (1981) 18, 1011.
- 96.- Uribe R.M., Boldú J.L., y Gleason R., Reporte del contrato de investigación No. 2968/RB/R1 del Instituto de Física con el OIEA (1984).
- 97.- Buenfil-Burgos A.E., Uribe R.M., de la Piedad A., McLaughlin W.L. y Miller A., Rad. Phys. Chem. (1983) 22, 325.
- 98.- McLaughlin W.L., Uribe R.M. y Miller A., Rad. Phys. Chem. (1983) 22, 333.
- 99.- McLaughlin W.L., Miller A., Uribe R.M., Kronenberg S. y Siebentritt C.R., en High Dose Dosimetry, IAEA-SM-272/9 (1985) p. 397.
- 100.- Petree B. y Lamperti P., NBS J. Res. (1967) 71C, 19.
- 101.- McLaughlin W.L., Humphreys J.C., Radak B.B., y Olejnik T.A., Rad. Phys. Chem. (1979) 14, 535.

102.-Ver referencia 52 pp. 58-61 para una descripción del concepto de equilibrio electrónico.