



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

INFLUENCIA DEL TAMAÑO DE PARTICULA Y LA
ENERGIA DE LOS FOTONES EN LA RESPUESTA
DE MATERIALES TERMOLUMINISCENTES.

Tesis Profesional

Que para obtener el Título de

F I S I C O

p r e s e n t a

JORGE ALFREDO MORENO TORRES

México, D. F.

1983



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

I N D I C E

Introducción	1
Capítulo I. Conceptos de Dosimetría y fenómeno TL	1
1.1 Desarrollo histórico de la Dosimetría	2
1.2 Determinación de la dosis absorbida mediante la exposición	4
1.3 Métodos de medición de dosis absorbida	6
Capítulo II. Teoría de la cavidad aplicada a TL	14
2.1 Generalidades	15
2.2 Modelos teóricos	15
Capítulo III. Desarrollo experimental	30
3.1 Material analizado	31
3.2 Instrumentación	31
3.3 Procedimiento	34
Capítulo IV. Resultados	44
4.1 Resultados y conclusión	45
Apéndices	
Bibliografía	
Agradecimientos	

I N T R O D U C C I O N

— La termoluminiscencia (TL) ha sido de los métodos que mayor aplicación ha tenido en la dosimetría personal debido a las ventajas que ha presentado respecto a otros métodos de dosimetría.

Esto ha hecho necesario el optimizar tales dosímetros para ser usados en distintos intervalos de energía y a distintas dosis, en el caso particular de dosimetría personal, para bajas dosis.

El objetivo de este trabajo es el de establecer las condiciones adecuadas para obtener la mejor respuesta en irradiaciones a bajas dosis para un amplio intervalo de energía, utilizando uno de los últimos materiales termoluminiscentes desarrollados a la fecha, este es el sulfato de Calcio activado con disprosio ($\text{CaSO}_4:\text{Dy}$).

En el primer capítulo veremos en forma breve los conceptos de dosimetría y la teoría del fenómeno TL.

En el capítulo II veremos en forma breve los conceptos de dosimetría y la teoría del fenómeno TL.

En el capítulo III se describe el proceso experimental seguido en el desarrollo del trabajo para lograr nuestro objetivo y en el capítulo IV se dan los resultados y conclusiones del trabajo donde se encontró que la mejor respuesta del material se obtiene cuando el tamaño de partícula se encuentra entre $1.034 \times 10^{-2} \text{ gr/cm}^2$ y $2.505 \times 10^{-2} \text{ gr/cm}^2$.

CAPITULO I

CONCEPTOS DE DOSIMETRIA Y FENOMENO TL.

CONCEPTOS DE DOSIMETRIA Y FENOMINO TL.

1.1. Desarrollo histórico de la dosimetría

Para presentar un desarrollo de los conceptos y cantidades usados en dosimetría así como el papel que ha tenido a lo largo de este desarrollo - la Comisión Internacional de Unidades Radiológicas y Medidas (ICRU), presentaremos un bosquejo histórico, así como desde el uso que se ha hecho de la palabra dosimetría.

Es evidente que dosimetría es justamente la medición de la dosis, - esto es esencialmente correcto, pero el uso de la palabra dosis es muchas veces entendido como dosis absorbida sin embargo dosis tiene varios sentidos, tomados del hecho de que existen distintos tipos de mediciones que se han definido y utilizado en el estudio del control de los efectos de la radiación ionizante sobre la materia, de modo que es común el uso de "dosimetría de la radiación" para todos estos tipos de mediciones.

La dosimetría surgió de la necesidad que tenían los usuarios de fuentes radiactivas de medir o controlar la cantidad de radiación liberada por fuentes y/o máquinas de rayos X en cierto intervalo de tiempo.

De este modo en 1928 ICRU definió una unidad de cantidad de rayos X llamada roentgen, la cual contaba los iones producidos en 1 cm^3 de aire a 0°C y 760 mm de Hg; pero no se tenía un significado claro de ello ya que la cantidad es por si misma un concepto vago, de modo que a esta definición siguieron otras mas para formalizar esta unidad, así fué como en -

1957 define el roentgen como: "Un roentgen es la dosis de exposición de rayos λ o γ tal que produce en 1 cm^3 de aire a 0°C y 760 mm de Hg un esu de carga eléctrica de cualquier signo".

Por último la definición más reciente de exposición que hace ICRU en 1980 dice:

La exposición X , es el cociente del valor absoluto de la carga de iones de un signo dq producidos en aire cuando todos los electrones secundarios liberados por fotones son completamente frenados en un volumen dm de aire con masa dm .

$$X = \frac{dq}{dm} \quad 1.1$$

La unidad dada en el Sistema Internacional de Unidades (SI) es El Roentgen equivale a $1R = 2.58 \times 10^{-4} \text{ Ckg}^{-1}$

Es evidente que la unidad definida como exposición era inadecuada en algunos campos, ya que además de estar limitada a rayos λ y γ en aire, no se puede estimar la energía absorbida con ella, de modo que ICRU en 1950 reconociendo la necesidad de tener un concepto y una cantidad apropiadas define el concepto de dosis absorbida deseando con esto determinar la energía absorbida por materiales irradiados como un paso para la obtención de una correlación cuantitativa entre la radiación y los efectos que esta produce.

Así en 1953 la definición de ICRU es la siguiente:

Dosis absorbida es la cantidad de energía impartida a la materia por cualquier tipo de radiación ionizante por unidad de masa del material irradiado en el lugar de interés.

La unidad que se dió para dosis absorbida fue el rad y $1 \text{ rad} = 100 \frac{\text{erg}}{\text{gr}}$ (Observe-se que esta unidad está definida para cualquier tipo de material). En el SI la unidad es Joule/kg; y a esto se le llama Gray (Gy).

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

1.2 Determinación de la dosis absorbida mediante la exposición.

Hemos visto que la exposición está definida como $X = \frac{dq}{dm}$ donde dq es la carga producida en aire por electrones secundarios liberados por fotones en una masa dm de aire, suponiendo que la energía media necesaria para producir un par de iones de aire es W_a , la energía total impartida por los electrones liberados es $W_a \frac{dq}{e}$ ó en términos de exposición:

$$W_a \frac{dq}{e} = X \frac{W_a}{e} dm \quad 1.2$$

Para que esto se cumpla debe existir equilibrio electrónico, ya que de no ser así la energía depositada en cierta cantidad de masa no se obtendría solo de los iones producidos en esa misma cantidad de masa; entonces si existe equilibrio electrónico la energía depositada en una masa dm en particular será $dE = X \frac{W_a}{e} dm$, así la energía por unidad de masa, la cual es la dosis absorbida en el aire es:

$$D_a = X \frac{W_a}{e} \quad 1.3$$

Esto fue obtenido solo para aire, pero la energía absorbida por unidad de masa en varios materiales sujetos al mismo flujo de energía es proporcional a los coeficientes másicos de absorción de energía ($\frac{\text{Mev/g}}$). Por tanto la dosis absorbida para cualquier material, la podemos expresar en términos de la energía absorbida en aire como:

$$D_m = X \frac{W_a}{e} \frac{(\frac{\text{Mev/g}}{\text{g}})_m}{(\frac{\text{Mev/g}}{\text{g}})_a} \quad 1.4$$

Lo anterior suponiendo la existencia de equilibrio electrónico, lo cual rara vez existe, pero se tienen cuasi-estados de equilibrio en los cuales hay cierta atenuación de la radiación entre el punto donde los electrones son liberados y el punto donde depositan su energía, esto nos introduce una pequeña corrección del 0.5% ¹⁸ para emisiones de Co-60 y disminuye conforme lo hace la energía de los fotones.

La cantidad W_a es aproximadamente constante en un amplio intervalo de energías y su valor es de $W_a = 33.7\text{eV}$; si las unidades para exposición y dosis absorbida son tomadas respectivamente como roentgen y rad la ecuación 1.4 queda como:

$$D_m = 0.869 \frac{(\frac{\text{Mev/g}}{\text{g}})_m}{(\frac{\text{Mev/g}}{\text{g}})_a} \frac{\text{rad}}{\text{R}} = 0.00869 \frac{(\frac{\text{Mev/g}}{\text{g}})_m}{(\frac{\text{Mev/g}}{\text{g}})_a} \frac{\text{Gy}}{\text{R}}$$

1.3 Métodos de medición de dosis absorbida

Existen diversos procedimientos para medir la dosis absorbida, los cuales se clasifican según la necesidad de calibrarlos o no en campos de radiación conocidos; así se tienen métodos absolutos y secundarios.

Un dosímetro se considera absoluto si con él podemos medir la energía absorbida sin necesidad de calibrarlo en un campo de radiación conocido cada vez que se quiera usar el dosímetro; un dosímetro se considera secundario cuando por el contrario necesita calibrarse antes de ser usado. Entre los métodos absolutos se encuentran la ionización en gases y la calorimetría; la calorimetría es un método fundamental para la medición de la dosis absorbida basado en el hecho de que la energía que absorbe un líquido ó sólido es transformada en calor, lo que ocasiona una elevación en la temperatura que puede medirse directamente, pero esto requiere de aparatos que la mayoría de las veces son complicados, no disponibles comercialmente, difíciles de portar, y de operación lenta pues necesita alcanzar la estabilidad térmica antes de usarlo. (Recientemente se han presentado trabajos de calorímetros bastante simples³³).

La ionización en gases ha sido ampliamente usada por la gran precisión con lo cual se pueden realizar mediciones, se basa esencialmente en la teoría de cavidad utilizando la cantidad de energía media para producir un par de iones en el gas, cantidad que puede calcularse independientemente, el equipo asociado a una cámara de ionización puede ser simple,

fácil de portar y existen muchos tipos que son comerciales, además de cubrir un amplio intervalo de dosis absorbidas que van desde 10^{-10} Gy hasta 10^{-6} Gy.

Los dosímetros secundarios o sea los que tienen que ser calibrados para medir la energía absorbida, juegan un papel importante en la dosimetría; dentro de estos tenemos principalmente dosímetros químicos y de estado sólido. La dosimetría química se basa en el hecho de que cuando se absorbe la radiación ionizante en algunas sustancias, estas sufren alteraciones químicas; así la dosis es determinada mediante el cambio químico que se produce. Se han propuesto muchos sistemas de dosimetría química, pero muy pocos son los que han encontrado aplicación.

La dosimetría de estado sólido ha sido ampliamente usada, en especial el método de termoluminiscencia (TL), ya que aunque no es un método absoluto se pueden efectuar mediciones precisas con él.

El fenómeno de termoluminiscencia es aquel en el que al calentar cierto tipo de materiales que han sido previamente irradiados, se obtiene luminiscencia, o sea una emisión de fotones en la región visible. La luminiscencia se presenta en varios materiales como son cristales inorgánicos, compuestos orgánicos, materiales bioquímicos y biológicos, pero los que son de mayor interés y preferencia en dosimetría TL son sólidos dieléctricos cristalinos con amplio intervalo de transparencia óptica tales como los compuestos alcalinotérreos y los halógenos alcalinos.

Aunque el fenómeno TL aún no es conocido a la perfección el fundamento básico es cualitativamente bien entendido debido a la gran cantidad de estudios experimentales por medio de los cuales se ha comprobado que existe una gran variedad de defectos estructurales los cuales influyen de manera notoria en las propiedades físicas y químicas que presentan estos materiales, es de este modo como han resaltado los efectos puntuales ya que tanto por su forma estructural tan sencilla así como por los conocimientos que se han obtenido de ellos, los han hecho factibles de asociarlos al estudio del fenómeno.

Entre los defectos puntuales los del tipo Schottky y Frenkel¹ toman gran importancia para las consideraciones cualitativas en la luminiscencia así como también es importante considerar impurezas, es decir átomos extraños a la red cristalina (que generalmente son introducidos artificialmente en la red) que pudieran provocar alteraciones en ella, el cual es precisamente el caso del sulfato de calcio activado con disprosio sujeto de estudio en este trabajo; la importancia de considerar las impurezas radica en el hecho de afectar eléctricamente y de modo local el lugar que estas ocupan en la red cristalina y así contribuir en gran parte al comportamiento del material durante y después de la irradiación.

Tales alteraciones eléctricas traen consecuencias y se han tratado de explicar de esta forma: cuando un sólido cristalino está expuesto a la radiación, se le proporciona determinada energía, de la cual la mayor par

te se disipa térmicamente en el cristal y la restante se absorbe causando excitación de electrones en los últimos niveles atómicos provocando que - estos electrones pasen a la banda de conducción donde quedan viajando libremente, pero no solo los electrones contribuyeron sino que también los iones positivos que quedan de cada excitación electrónica y son comúnmente llamados "agujeros" .

En el viaje aleatorio que sufren estos portadores de carga existen 2 caminos que pueden seguir que son:

- 1.- Al moverse por la red cristalina pueden encontrarse un electrón y un agujero de modo que se recombinen entre sí emitiendo el exceso de energía por medio de un fotón.
- 2.- Algunos otros realizan su recorrido de tal suerte que en un momento dado al encontrarse en las vecindades de un defecto puntual ó impureza, - sufren una interacción coulombiana y quedan atrapados en un estado metaestable en el cual permanecerán un tiempo indeterminado el cual dependerá - de la energía por medio de la cual esté ligado el ión a ese estado.

El suponer que los portadores de carga quedan atrapados en los defectos o en las impurezas implica tener al cristal en un estado de excitación con respecto a su estado de energía anterior a la irradiación. Un sólido cristalino que se encuentre en estas circunstancias, quedará en espera de que por medio de algún proceso físico se le ayude a regresar a su estado base de energía.

Por cualquier mecanismo de desexcitación que esto pueda efectuarse, traerá como consecuencia algunas veces que el exceso de energía sea emitido por medio de fotones, de este modo si la frecuencia de tales fotones - cae en el espectro visible, se tendrá el fenómeno de luminiscencia.

Los mecanismos por los cuales se logra la desexcitación reciben nombres particulares según sea el proceso que utilicen para ceder energía al cristal y conseguir la liberación de los portadores de carga atrapados. Entonces si la energía se suministra por medio de frecuencia óptica el fenómeno es llamado radiofotoluminiscencia (RFL) y si es proporcionada - por medios térmicos se conoce como termoluminiscencia (TL) .

En termoluminiscencia ha sido ampliamente utilizada, ya que aunque los dosímetros de estado sólido no se pueden clasificar como absolutos, resultan de gran utilidad para efectuar mediciones precisas por métodos indirectos, además de satisfacer ampliamente los requisitos ó criterios operacionales aplicables a un dosímetro².

Para poder seleccionar un dosímetro y establecer un medio comparativo entre los diferentes métodos de medición de la dosis absorbida se establecieron los siguientes criterios:

1.- Intervalo de dosis.

Las aplicaciones de la radiación abarcan fenómenos que implican tener un intervalo de dosis bastante amplio desde dosis muy bajas (10^{-8} Gy) hasta niveles altos (10^{-5} Gy), la termoluminiscencia abarca todo este intervalo².

2.- Rapidez de dosis.

Cuando se involucran fenómenos biológicos (dosimetría personal, radioterapia, etc.) el concepto de dosis absorbida por unidad de tiempo es de gran importancia para seleccionar un dosímetro, ya que se debe conocer la dependencia de este dosímetro respecto a la rapidez de la dosis para poder saber así la dosis real absorbida. Nuevamente el TLD es un dosímetro que cubre un amplio intervalo de rapidez de dosis². de $10^{-5} \frac{\text{Gy}}{\text{seg}}$ hasta 10^8 Gy/seg.

3.- Tamaño y facilidad de ubicación.

El tamaño del dosímetro así como la facilidad de ubicación del mismo son de gran ayuda cuando se requiere que se midan dosis en lugares de difícil acceso y/o mediciones sin perturbar significativamente el campo de radiación.

Aquí los dosímetros de estado sólido y en particular los TLD toman ventaja sobre los demás ya que estos pueden ser de solo unos cuantos mm^3 .

4.- Almacenamiento de información.

El almacenar información, así como el medir la dosis integrada de varias exposiciones es de gran importancia en dosimetría; la mayoría de los materiales TL tienen estas características, perdiendo solo un bajo porcentaje de la información almacenada en largos periodos de tiempo.

5.- Equivalencia del dosímetro con el medio.

Es obvio que si el material que se esta irradiando es distinto al - del dosímetro estos absorberán dosis diferentes de modo que es necesario que el dosímetro tenga un número atómico efectivo cercano al número atómico efectivo del medio y además buscar tener equivalencia de dosis dosímetro-medio, lo cual se ha hecho con la teoría de estado sólido como es - el caso en este trabajo para el $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$.

6.- Tipo y energía de radiación.

Es de gran importancia al seleccionar un dosímetro saber si su respuesta se ve o no afectada por el tipo y energía de la radiación a la cual es tá expuesto.

En los detectores TL esta dependencia se puede obtener y este punto es uno de los objetivos para el sulfato de calcio en particular.

En general los métodos de estado sólido se ajustan a los criterios anteriores presentando ventajas respecto a los otros métodos de dosimetría puesto que cuentan con las características siguientes:

- 1.- Cubren un amplio intervalo de dosis.
- 2.- Se puede hacer la dosimetría aproximadamente puntual.
- 3.- Algunos materiales son casi equivalentes al aire y al tejido.
- 4.- No necesitan empaques especiales.
- 5.- Retienen la información durante mucho tiempo.
- 6.- La lectura de la información es sencilla debido a no necesitar conexiones dosímetro-equipos.

- 7.- Son casi independientes de la rapidez de dosis.
- 8.- Son sensibles a cualquier tipo de radiación.
- 9.- Se pueden usar varias veces, son baratos, además de poderse preparar en un laboratorio.

CAPITULO II

TEORIA DE LA CAVIDAD APLICADA A TL.

2.1 Generalidades

La medición de la dosis absorbida en un medio determinado, se realiza introduciendo en el medio un dispositivo sensible a la radiación, el cual - por lo general, es de un número atómico y densidad distintas a los del medio, lo que provoca una discontinuidad y por lo tanto perturba el campo de radiación ionizante, esto es causa de que la medición tomada con este dispositivo no se pueda considerar directamente como la dosis que absorbe el medio; para evitar esta dificultad se ha desarrollado la teoría de la cavidad. Aún cuando este desarrollo se ha efectuado para interfaces entre un estado sólido (medio) y un estado gaseoso (cavidad), se puede extender para distintos tipos de interfaces, donde en estos casos la energía impartida a la cavidad se obtiene por medio de emisiones luminosas, reacciones químicas, etc. Existen varios modelos sobre la teoría de la cavidad los cuales discutiremos brevemente a continuación.

2.2 Modelos teóricos.

Teoría de Bragg-Gray

La primera teoría para estudiar la energía depositada por una fuente radiactiva en un medio fue propuesta en 1910 por W. N. Bragg³ y desarrollada más explícitamente de 1928 a 1936 por L. N. Gray⁴ en forma independiente.

Gray consideró un medio uniformemente irradiado por fotones en el cual

se establecía equilibrio electrónico* introduciendo en él una pequeña cavidad llena de gas, y mostró que esta cavidad no modificaba el número, energía y dirección de la fluencia** de electrones que cruzaban la cavidad⁴, en otras palabras, la retrodispersión de esta fluencia de electrones dentro de la cavidad podría no ser tomada en cuenta, si la cavidad era lo suficientemente pequeña de modo que los electrones al cruzarla perdieran solo una pequeña cantidad de su energía.

De esta forma si al medio así como a la cavidad la cruzan la misma fluencia de electrones, la razón de energía perdida por unidad de masa en los dos materiales, será igual a la razón de poderes másicos de frenado (esto se ve claramente de la definición de poder másico de frenado).

Si la energía absorbida por unidad de masa de la cavidad es JW_0/e , donde J es la carga por unidad de masa que resulta de la ionización producida por los electrones y W_0 es la energía requerida para producir un par de iones, la dosis absorbida en el medio será:

$$\text{Aquí } S_{mg} = \frac{\langle S/\rho \rangle_m}{\langle S/\rho \rangle_g} \quad D_m = S_{mg} \frac{JW_0}{e} \quad 2.1$$

Razón de poderes másicos de frenado.

En esta teoría se asumió que la cavidad no perturba la fluencia de e

*El equilibrio electrónico en un material se alcanza cuando la fluencia de partículas después de viajar un espesor determinado en un material se mantiene constante.

** Fluencia de partículas fué definida por ICRU en 1980 como dN/da donde dN es el número de partículas incidente sobre una esfera con sección transversal da . Es por esto que utilizaremos fluencia en substitución de la palabra flujo que era usada comunmente.

lectrones en el material, que existe equilibrio electrónico en este flujo, que la ionización en la cavidad es despreciable, que los electrones pierden energía en forma continua y que la razón de poderes de frenado es independiente de la energía; esto último lo observó Gray dentro de sus límites - experimentales de error.

Teoría de Laurence.

En tanto que Gray supuso que S era una constante independiente de la velocidad de los electrones, Laurence en 1957⁵ eliminó esta restricción tanto teórica como experimental, tomando en cuenta este hecho. Para lograrlo basó su teoría en promediar la razón de poderes de frenado S sobre todo - el espectro de energías producido en el medio.

Las teorías de Laurence y Gray predicen que la ionización producida - por gramo de gas es independiente de la presión.

Teoría de Spencer-Attix.

En tanto las anteriores teorías asumían que los electrones perdían energía en forma continua, L. V. Spencer y F. H. Attix⁶ en 1955, consideraron que los electrones podían tener grandes pérdidas de energía en forma discreta ó sea generando electrones secundarios, teniendo un límite de transferencia de energía Δ , abajo del cual la energía es disipada en la cavidad, o sea, que los electrones con energía mayor que Δ podrán escapar de la cavidad, disipando su energía fuera de ella; esto reduce la energía absorbida -

en la cavidad, lo cual requiere una modificación para la razón de poderes másicos de frenado.

Spencer y Attix sugirieron que esta razón de poderes de frenado podía ser calculada tomando en cuenta sólo colisiones en las cuales la pérdida de energía fuera menor que Δ donde Δ es la energía suficiente para que un electrón viaje una distancia del tamaño de la cavidad, esta teoría nos indica entonces, que la ionización por unidad de masa de la cavidad es función de la masa de la cavidad y por tanto la razón de poderes másicos de frenado será distinta para distintas combinaciones medio-cavidad.

Las pruebas experimentales revelaron que esta teoría representaba mejor el fenómeno que la anterior de Bragg-Gray⁶.

Teoría de Burlín

La teoría de Spencer-Attix tomaba en cuenta también que las interacciones de los fotones con la cavidad eran despreciables cuando la cavidad es lo suficientemente pequeña, pero no consideraba cuando el tamaño de la cavidad se incrementa de modo que estas interacciones comiencen a ser significativas, y la dosis absorbida en la cavidad empieza a ser proporcional a la razón de coeficientes másicos de absorción de energía de la cavidad y el medio $(\mu_{en}/\rho)_c / (\mu_{en}/\rho)_m$, de modo que cuando el tamaño de la cavidad es incrementado, el coeficiente que nos determina la dosis en la cavidad cambia

gradualmente de S_{mg} a $(\mu_{0}/g)_m / (\mu_{0}/g)_c$, Burlín obtiene este resultado - en 1966⁷ en su teoría general de la cavidad en la que trata de abarcar cualquier tamaño de cavidad. Burlín aplica un factor de ponderación d el cual es factor de S_{mg} y $(1-d)$ como factor de $(\mu_{0}/g)_m / (\mu_{0}/g)_c$, donde d puede variar con valores de 1 a 0 conforme la cavidad aumenta de tamaño; d es un factor que está relacionado con la atenuación de los electrones en la cavidad.

Teoría de Kearsley.

La teoría propuesta por Eric L. Kearsley⁸ en 1981 será la base para - discutir los resultados experimentales, y la trataremos a continuación.

Este modelo es distinto a los propuestos anteriormente por diversos autores, ya que toma en cuenta el efecto de retrodispersión de los electrones secundarios en las fronteras de la cavidad.

La perturbación más importante que fué ignorada en otras teorías, es - la dispersión que sufren los electrones en las fronteras medio-cavidad; este fenómeno determina casi por completo la cantidad y dirección de la energía tanto de la que entra en la cavidad como la que sale de ella. Para hacer esto más explícito considerese una cavidad unidimensional (fig. 2.3) irradiada por una afluencia Ψ de rayos X ó γ , los electrones producidos en el medio w se moverán inicialmente en la misma dirección que la afluencia de radiación electromagnética; pero la dispersión de este flujo de elec

trones produce uno que se moverá en sentido opuesto. Es claro que de momento solo la afluencia de electrones que se mueve en la misma dirección de la radiación primaria entra a la cavidad.

Si el material de la cavidad es de tamaño comparable al alcance de los electrones secundarios, existirá entonces una región de equilibrio electrónico debido a las interacciones de los rayos X ó γ con la cavidad misma y parte de esta afluencia de electrones podrá ser reflejado en la frontera de la cavidad hacia la cavidad misma.

Por último la radiación primaria también produce electrones secundarios en la parte derecha del medio w , los cuales también tienen una componente que se mueve (por retrodispersión) hacia la cavidad y entrarán en ella contribuyendo así a la cantidad de electrones secundarios dentro de la cavidad.

Obsérvese que si la cavidad es lo suficientemente pequeña, los electrones producidos en la cavidad así como la retrodispersión de la misma puede ser ignorada, lo cual sería equivalente a decir que la presencia de la cavidad no perturba el flujo de electrones producidos en el medio.

Para comenzar el análisis supongamos que tenemos un medio w y que está dividido por un plano a como se ve en la fig. 2.1. Al iniciar la radiación en w se produce una afluencia ψ de electrones dentro de este medio; llamemos F a la componente de electrones secundarios producidos a

la izquierda de S que cruzan S y B a la cantidad de electrones secundarios producidos a la derecha de S y que la cruzan; entonces en el plano S , la afluencia debido a F será:

$$\psi_F = F(1 + b + bb' + bb'b^2 + \dots) \quad 2.2$$

donde los $b^{(n)}$ son los coeficientes de retrodispersión para el $(n - 1)$ orden de retrodispersión en S . De la misma forma la contribución debida a B es:

$$\psi_B = B(1 + b + bb' + bb'b^2 + \dots) \quad 2.3$$

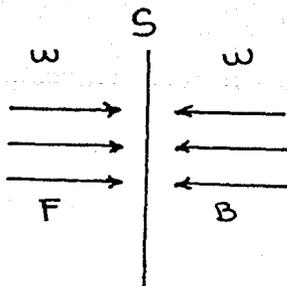


Figura 2.1

Si se supone que los coeficientes de retrodispersión para F y B tienen el mismo valor en todos los órdenes tenemos que la afluencia total a través

de S el cual es la suma de ψ_F mas ψ_B será:

$$\psi_F + \psi_B \equiv U = \frac{F+B}{1-b} \quad 2.4$$

Ahora si S es la interfase de un medio no homogéneo como se muestra en la fig. 2.2; la afluencia que crza a S debido a la parte w es:

$$\psi_F = F_w (1 + b_c + b_c b_w + b_c^2 b_w + b_c^2 b_w^2 + \dots) \quad 2.5$$

$$\Rightarrow \psi_F = \frac{F_w}{1-b_c b_w} + \frac{b_c F_w}{1-b_c b_w} \quad 2.6$$

donde b_c es el factor de retrodispersión de la parte c y b_w es el factor de retrodispersión del medio w .

Y la afluencia con el que contribuye c es:

$$\psi_B = B_c (1 + b_w + b_c b_w + b_c^2 b_w + b_c^2 b_w^2 + \dots) \quad 2.7$$

$$\Rightarrow \psi_B = \frac{B_c}{1-b_c b_w} + \frac{b_w B_c}{1-b_c b_w} \quad 2.8$$

El anterior análisis es el punto de partida para el modelo propuesto por Searsley.

La contribución a la dosis en la cavidad, debido a las paredes de la cavidad misma serán tomadas y tratadas por separado.

Contribución a la pared.

En este caso tendremos una cavidad encerrada en un medio w como se ve en la fig. 2.5.

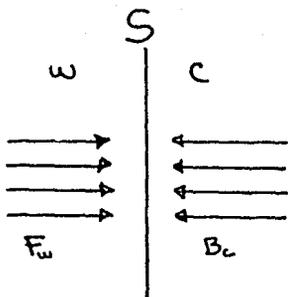


Fig. 2.2

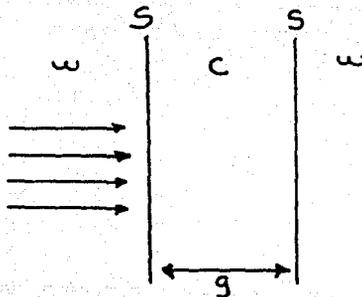


Fig. 2.3

Si la dimensión g de la cavidad se aproxima a cero el factor de retrodispersión b_c de la cavidad tiende a cero, lo cual induce a pensar que este factor será función del tamaño g de la cavidad y tiende a satisfacer las condiciones siguientes:

- 1.- $\lim_{g \rightarrow \infty} b_c(g) = b_c^*$
- 2.- $\lim_{g \rightarrow 0} b_c(g) = 0$

Una posible forma para la función sería

$$b_c(g) = b_c (1 - e^{-\alpha g})$$

2.9

donde α es una constante mayor que cero.

Si la cavidad es suficientemente pequeña, tendremos que tomar la contribución de una retrodispersión múltiple en las fronteras; también, ya que $b_c(g) \rightarrow 0$ cuando $g \rightarrow 0$ la afluencia que entra a la cavidad por la izquierda

* b_c es el factor de retrodispersión definido para un medio semi-infinito.

y por la derecha estarán dados por el primer término de las ecuaciones 2.6 y 2.8 respectivamente.

Si los electrones secundarios son atenuados exponencialmente en la cavidad, (se ha observado experimentalmente que la radiación pierde energía en forma exponencial al viajar por la materia y de ahí la anterior aseveración), la afluencia que entra a la cavidad por la izquierda será:

$$\varphi = \frac{F_w}{1-bcbw} e^{-\rho x} + \frac{F_w}{1-bcbw} e^{-\rho g} \frac{bw}{1-bcbw} e^{-\rho(g-x)} + \frac{F_w}{1-bcbw} e^{-2\rho g} \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right)^2 e^{-\rho x} + \dots \quad 2.10$$

Aquí ρ es un coeficiente de atenuación en la cavidad, x es la distancia desde la pared izquierda de la cavidad.

El coeficiente de retrodispersión múltiple $\frac{bw}{1-bcbw}$ representa la contribución de la afluencia que permanece en la cavidad al chocar con las interfaces. (Véase apéndice 1).

El primer término de la anterior ecuación es la afluencia de electrones secundarios que entran a la cavidad; el siguiente es la fracción del primero que alcanza la frontera de la cavidad y es retrodispersado nuevamente hacia la cavidad, el tercer término es la fracción que queda de los electrones después de viajar 2 veces la cavidad y así sucesivamente con los términos de orden mayor.

La ecuación 2.10 se puede ver después de sumar como: (véase apéndice II).

$$\varphi_{Fw} = F_w \left[\frac{b_w e^{-2\mu_0} e^{\mu x} + (1 - b_w) e^{-\mu x}}{(1 - b_w)^2 - b_w^2 e^{-2\mu_0}} \right] \quad 2.11$$

$$\equiv F_w \lambda_1(\omega, c)$$

Para la alfluencia que entra a la cavidad por la izquierda tenemos:

$$\varphi_{bw} = \frac{B_w}{1 - b_w} e^{-\mu(g-w)} + \frac{B_w}{1 - b_w} e^{-\mu_0} \frac{b_w}{1 - b_w} e^{-\mu x} + \dots \quad 2.12$$

Y sumando de forma similar a la anterior

$$\varphi_{aw} = B_w \left[\frac{b_w e^{-\mu_0} e^{\mu x} + (1 - b_w) e^{-\mu_0} e^{-\mu x}}{(1 - b_w)^2 - b_w^2 e^{-2\mu_0}} \right] \equiv B_w \lambda_2(\omega, c) \quad 2.13$$

Ya que los valores para b_w y B_w no se pueden obtener directamente, - los reemplazaremos por valores para $1/U$ y U/c donde U es la alfluencia de equilibrio en un material homogéneo; estos cocientes han sido reportados por Luttreix y Bernard⁹.

Para calcular la alfluencia de equilibrio U vemos que:

$$D_m = K_m = \psi \left(\frac{\mu_0}{\beta} \right)_m ; \text{ si}$$

$D_m \equiv$ Dosis en el medio

$K_m \equiv$ Kerma producido en el medio

$\psi \equiv$ Alfluencia de energía debida a la radiación primaria

$(\mu_0/\beta)_m \equiv$ Coeficiente másico de absorción

$U \equiv$ Alfluencia de equilibrio

$\frac{d\psi}{dE} \equiv$ Distribución de la energía diferencial de los electrones normalizada,

o sea que:

$$\int_0^{T_{max}} \frac{d\psi}{dE} dE = 1$$

$\frac{dE}{\rho dx} \equiv$ Poder másico de frenado en el medio.

Entonces:

$$\Psi(\mu_{\text{eff}}/s)_m = U \int_0^{T_{\text{max}}} \left(\frac{d\psi}{dE} \right)_m \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_m dE \Rightarrow$$

$$\Psi(\mu_{\text{eff}}/s)_m = U \langle S/s \rangle_m \therefore$$

$$U = \frac{\Psi(\mu_{\text{eff}}/s)_m}{\langle S/s \rangle_m} \quad \text{con lo cual}$$

$$F_w = \frac{F_w}{U} \frac{\Psi(\mu_{\text{eff}}/s)_m}{\langle S/s \rangle_m} \quad 2.14$$

$$B_w = \frac{B_w}{U} \frac{\Psi(\mu_{\text{eff}}/s)_m}{\langle S/s \rangle_m} \quad 2.15$$

Contribución debida a la cavidad.

El análisis para la cavidad es muy similar; pero debemos tomar en cuenta que el flujo electrónico dentro de la cavidad es función del tamaño de la misma y podemos ponerlo como una relación exponencial debido a las experiencias de la atenuación de la radiación en un medio.

Si suponemos nuevamente que I_c es el componente de la afluencia de e^- electrones secundarios que se producen en la cavidad y se mueve hacia la derecha pero no ha cruzado la interfase, y el factor $(1 - e^{-\mu x})$ como el factor

para que sea función del tamaño de la cavidad; la componente de esta afluen-
cia que se mueve a la derecha dentro de la cavidad será:

$$\begin{aligned} \psi_{F_c} &= F_c (1 - e^{-\delta y}) \frac{bw}{1 - bc bw} e^{-\rho(g-x)} + \frac{bw F_c (1 - e^{-\delta y})}{1 - bc bw} e^{-\rho y} \frac{bw}{1 - bc bw} e^{-\rho x} \\ &+ \frac{bw F_c (1 - e^{-\delta y})}{1 - bc bw} e^{-2\rho y} \left[\frac{bw}{1 - bc bw} \right]^2 e^{-\rho(g-x)} + \dots \quad 2.16 \end{aligned}$$

Sumando la serie obtenemos:

$$\psi_{F_c} = F_c (1 - e^{-\delta y}) bw \lambda_2(\omega, c) \quad 2.17$$

De la misma manera para la componente que se mueve a la izquierda den-
tro de la cavidad tenemos:

$$\begin{aligned} \psi_{B_c} &= B_c (1 - e^{-\delta y}) \frac{bw}{1 - bc bw} e^{-\rho x} + B_c (1 - e^{-\delta y}) \frac{bw}{1 - bc bw} e^{-\rho y} \frac{bw}{1 - bc bw} e^{-\rho(g-x)} \\ &+ B_c (1 - e^{-\delta y}) \frac{bw}{1 - bc bw} e^{-2\rho y} \left[\frac{bw}{1 - bc bw} \right]^2 e^{-\rho x} + \dots \quad 2.18 \end{aligned}$$

Lo cual se reduce a:

$$\psi_{B_c} = B_c (1 - e^{-\delta y}) bw \lambda_1(\omega, c) \quad 2.19$$

Si el medio que rodea a la cavidad fuera del mismo material que ésta,
se tendría que la afluencia en cualquier punto de la cavidad, sería el flu-
jo de equilibrio en este material; esto sería en el caso de que esta condi-

ción de frontera fuera debida sólo a la atenuación y espesor para alcanzar el equilibrio electrónico de los electrones secundarios. Sin embargo, si tomamos en cuenta la retrodispersión dentro del material de la cavidad. (Es to lo visualizamos al observar el efecto de las paredes del material que rodea a la cavidad como una perturbación del caso homogéneo, haciendo un análisis idéntico que para el caso no homogéneo ya tratado). Entonces la afluencia en cualquier punto dentro de la cavidad será igual a la afluencia de equilibrio dentro de la cavidad, mas la afluencia esperada cuando el material que rodea a la cavidad es distinto del material de esta, menos la afluencia esperada si el material que rodea a la cavidad fuera el mismo de la cavidad. La expresión matemática de la afluencia $(N)_{w,c}$ es:

$$\begin{aligned} \varphi_{w,c}(x) = & \psi \frac{(\mu_{w/s})_c}{\langle s/s \rangle_c} + \frac{\psi(\mu_{w/s})_w}{\langle s/s \rangle_w} \left[\frac{F_w}{U_w} \lambda_1(\omega, c) + \frac{B_w}{U_w} \lambda_2(\omega, c) \right] + \\ & \psi \frac{(\mu_{w/s})_c}{\langle s/s \rangle_c} \left[\frac{F_c}{U_c} (1 - e^{-\gamma_3}) b_w \lambda_2(\omega, c) + \frac{B_c}{U_c} (1 - e^{-\gamma_3}) b_w \lambda_1(\omega, c) \right] - \\ & \psi \frac{(\mu_{w/s})_c}{\langle s/s \rangle_c} \left[\frac{F_c}{U_c} \lambda_1(c, c) + \frac{B_c}{U_c} \lambda_2(c, c) + \frac{F_c}{U_c} (1 - e^{-\gamma_3}) b_c \lambda_2(c, c) + \right. \\ & \left. \frac{B_c}{U_c} (1 - e^{-\gamma_3}) b_c \lambda_1(c, c) \right] \end{aligned} \quad 2.20$$

agrupando términos se obtiene:

$$\begin{aligned}
 \varphi(x) = & \psi \frac{(\mu_w/s)_c}{\langle s/s \rangle_c} \left[1 + (1 - e^{-\mu x}) \frac{F_c}{U_c} (b_w \lambda_2(w,c) - b_c \lambda_2(c,c)) - \right. \\
 & \left. \frac{F_c}{U_c} \lambda_1(c,c) + (1 - e^{-\mu x}) \frac{B_c}{U_c} (b_w \lambda_1(w,c) - b_c \lambda_1(c,c)) - \frac{B_c}{U_c} \lambda_2(c,c) \right] \\
 & + \psi \frac{(\mu_w/s)_w}{\langle s/s \rangle_w} \left[\frac{F_w}{U_w} \lambda_1(w,c) + \frac{B_w}{U_w} \lambda_2(w,c) \right] \quad 2.21
 \end{aligned}$$

Con esto se obtiene la afluencia de electrones en cualquier punto de la cavidad. Si el espectro de electrones secundarios no cambia apreciablemente por la introducción de la cavidad tenemos que la función de distribución de dosis en la cavidad será:

$$D_c(x) = \varphi(x) \langle s/s \rangle_c \quad 2.22$$

Con lo cual el poder de frenado efectivo queda como:

$$f_m^c \equiv \frac{D_c}{D_w} = \frac{\frac{1}{s} \int_0^g \varphi(x) dx \cdot \langle s/s \rangle_c}{\psi \langle \mu/s \rangle_w} \quad 2.23$$

A partir de este resultado trataremos de obtener evaluaciones teóricas para los resultados experimentales.

CAPITULO III

DESARROLLO EXPERIMENTAL.

3.1 Material analizado

El material analizado en el experimento fué sulfato de calcio activado con disprosio ($\text{CaSO}_4:\text{Dy}$). Este se utilizó en forma de polvo con distintos - tamaños de grano que van desde 40 μm hasta 500 μm . Este material se preparó en la Gerencia de Aplicaciones a la Ingeniería e Industria del ININ de acuerdo a estudios previos realizados en este instituto ^{10, 11, 12}, las características termoluminiscentes de este tipo de material han sido estudiados anteriormente ^{13, 14}.

3.2 Instrumentación

La irradiación de $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$ se hizo con rayos X de energía de 10 keV y en un equipo Philips CT50 propiedad del Instituto Nacional de Cancerología y con rayos γ de Co-60 de una fuente sellada de 1.11×10^{10} Bq en el ININ. Las dosis que se aplicaron al material fueron entre 0.20 Gy hasta 1 Gy. (Es cogidos así porque ese es el intervalo de dosimetría personal).

Las características del equipo de rayos X mencionado son las siguientes

- a) Control de alto voltaje para el tubo catódico el cual además cuenta con filtros de aluminio para dar calidad al haz de acuerdo a la energía requerida.
- b) Cronómetro para irradiar un tiempo determinado.
- c) Dispositivo de disparo del haz ajustado al cronómetro.

El equipo de rayos λ fué calibrado para conocer la dosis exacta que se dió al material. En el procedimiento de calibración se utilizó una fuente de Sr-90, una cámara de ionización PTh 17110 para radiación blanda, un dosímetro PTh-Duplex con cronómetro PTh-Ic5 que nos da una proporción exacta entre un número de intervalos* y la dosis asociada.

En nuestro caso, se ajustó para el tiempo en que se llenan 2 intervalos de lectura; los cuales en una anterior calibración realizada el 18 de marzo de 1977 se obtuvieron en un tiempo de 50.2 seg. El ajuste para conocer el tiempo actual en los que se llenan los 2 intervalos se obtiene mediante la relación

$$t = t_0 e^{\frac{(t_f - t_i) \ln 2}{\lambda}}$$

3.1

en donde t = tiempo de lectura del equipo

$(t_f - t_i)$ = intervalo de tiempo entre la última calibración a la fecha de cálculo

λ = vida media característica de la fuente.

Efectuando el cálculo del tiempo proporcional entre la dosis suministrada y el tiempo necesario para alcanzar los 2 intervalos se podrá conocer la dosis exacta según el tiempo de irradiación.

La lectura del polvo de CaSO_4 se efectuó en un analizador termolumi-

*Cada intervalo consiste en un nivel de corriente que es integrado por el equipo desde 0 hasta un cierto nivel.

niscente modelo 2000 A/B de "The Harshaw Chemical Co.". Este equipo tiene la flexibilidad necesaria para estudios termoluminiscentes en general, aunque su diseño lo hace especialmente apropiado para dosimetría¹⁵. Consta de dos módulos, el 2000 A que efectúa la detección y el 2000 B que opera como sistema de registro.

El módulo 2000 A está constituido esencialmente por las siguientes componentes:

- 1.- Plancheta con calentamiento en forma controlada, la cual está acoplada a un circuito de calentamiento formado por un calefactor eléctrico de alta corriente y un termopar.
- 2.- Sistema de acoplamiento óptico, cuyas funciones consisten en aislar térmicamente a la plancheta del tubo fotomultiplicador, servir como condensador óptico haciendo que la mayor parte de la luz emitida en el calentamiento del material termoluminiscente llegue al fotomultiplicador, y disminuir la contribución de las señales espúreas especialmente la radiación infrarroja.
- 3.- Tubo fotomultiplicador, el cual produce una corriente eléctrica proporcional a la intensidad y energía de luz que recibe.
- 4.- Fuente regulada de alto voltaje, la cual permite seleccionar el voltaje óptimo de operación.

El módulo 2000 B está constituido fundamentalmente de las siguientes componentes:

- 1.- Amplificador de pulsos, con una ganancia predeterminada especificada por el fabricante y que el usuario solamente puede seleccionar en un factor de multiplicación $X1$ ó $X10$.
- 2.- Convertidor logarífmico acoplado a un circuito selector de escala que mantiene la señal entre 2 órdenes de magnitud del medidor y que tiene acoplamiento a una señal visual que indica el intervalo en que se encuentra.
- 3.- Integrador de corriente que acumula el total de la señal emitida durante todo o parte del calentamiento de la muestra termoluminiscente. Es te se encuentra acoplado a un sistema electrónico con salida visual de ti po digital.
- 4.- Sistema de control que logra la simultaneidad o secuencia de los even tos regulando el calentamiento de la plancheta dentro de límites de tempe ratura elegidos con una velocidad de calentamiento determinada.

3.3 Procedimiento

La disposición del equipo para efectuar las irradiaciones con rayos X se presenta en la siguiente fig.

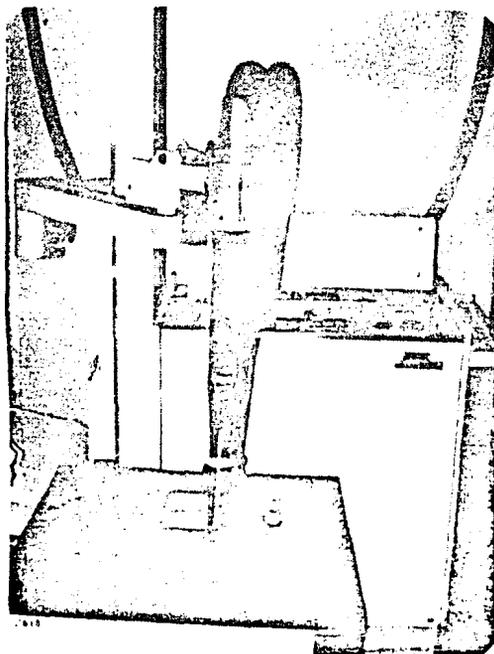


Fig. 3.1a. Disposición del equipo de rayos X para irradiación de las muestras

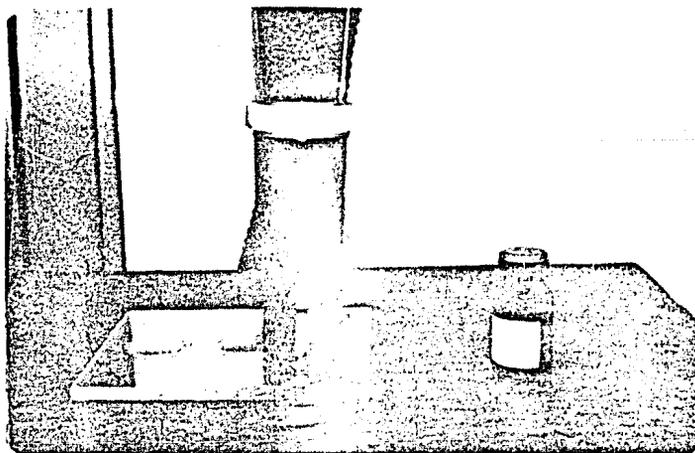


Fig. 3.1b. Detalle de la irradiación con el tubo de rayos X

El tiempo para llenar los 2 intervalos fué de 59.6 seg. Hecho esto se ajustó el dosímetro a este tiempo para lograr los 2 intervalos previamente elegidos, de este modo, la dosis se puede calcular mediante la siguiente relación

$$D = \frac{L}{t} \cdot Fr \cdot Ke \cdot f_{\lambda} \quad 3.2^{(16)}$$

donde L = número de intervalos a los cuales se realiza la lectura de - tiempo

t = tiempo de lectura

Fr = factor de retrodispersión

Ke = factor de dependencia de la energía (característica de la cámara)

f_{λ} = factor de atenuación de la cámara para cada energía.

El valor Ke es proporcionado por el manual del equipo y tiene un valor de $9.3 \frac{\text{röntgen}}{\text{intervalo}}$ (este valor es el mismo para el intervalo de energía en - que se trabajó).

Para la obtención del valor factor de atenuación y del factor de retrodispersión fué necesario obtener la capa hemirreductora. (Con aluminio de una pureza del 99%).

Esto se efectuó colocando la cámara de ionización en un fantoma de madera y colocando el tubo de rayos X a 4 cm de ella, en esta forma se hacen irradiaciones para cada una de las energías usadas, siempre completando los 2 intervalos elegidos en el dosímetro, e interponiendo hojas de aluminio (el espesor de cada hoja es de 25 μm). Esto se hace hasta lograr una intensidad igual a

la mitad de la intensidad inicial del haz de rayos X. La lectura considerada es el promedio de 10 lecturas.

Teniendo el valor de las capas hemirreductoras para cada energía los valores f_r y f_λ se obtienen de las tablas adjuntas al manual de la cámara de ionización.

Los valores obtenidos son:

Energía keV	f_r	f_λ
10	1.00	0.955
30	1.05	0.906

La relación entre tiempo y dosis absorbida que se utilizan es:

Energía keV	Dosis ($\mu\text{Gy}/\text{min}$)
10	20.605
30	22.600

Con rayos γ el procedimiento fué el siguiente.

La disposición del dispositivo para efectuar la irradiación se muestra en la figura 5.2.

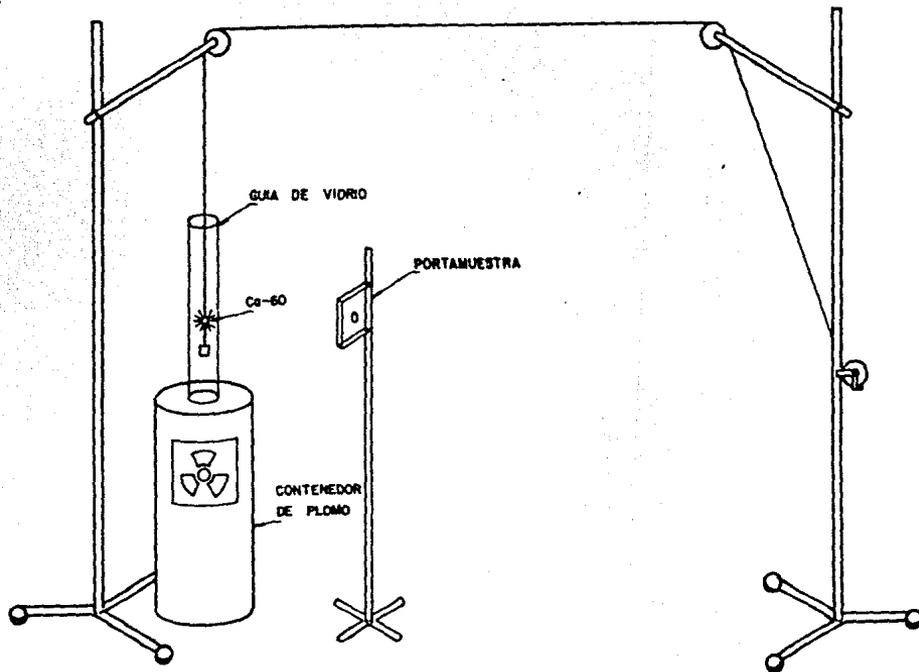


FIGURA 3.2

El tamaño promedio de grano de las muestras que se usaron se dan en la tabla 3.1

INTERVALO en μm	PROMEDIO en μm	TAMAÑO DE GRANO en gr/cm^2
$x \leq 40$	40	1.76×10^{-3}
$40 < x \leq 60$	50	3.46×10^{-3}
$60 < x \leq 74$	67	5.26×10^{-3}
$74 < x \leq 100$	87	8.15×10^{-3}
$100 < x \leq 120$	110	1.032×10^{-2}
$120 < x \leq 149$	134.5	1.284×10^{-2}
$149 < x \leq 177$	163	1.595×10^{-2}
$177 < x \leq 190$	183.5	1.864×10^{-2}
$190 < x \leq 210$	200	2.040×10^{-2}
$210 < x \leq 250$	230	2.505×10^{-2}
$250 < x \leq 280$	265	3.142×10^{-2}
$280 < x \leq 300$	287.5	3.362×10^{-2}
$300 < x$	300	3.679×10^{-2}

Tabla 3.1

La manera en la que se obtuvieron las distintas muestras fué tamizando el polvo con distintos tamaños de tamiz. El promedio de cada intervalo de tamices se tomó como el tamaño de la cavidad.

Cada muestra se irradió con rayos X y γ respectivamente como lo muestran las figuras 3.1 y 3.2 conservando la misma geometría y condiciones de equipo; en la parte de rayos X el portamuestra se separó de la mesa para evitar retrodispersión ya que irradiando como se ve en la figura se encontraba una gran variación en las lecturas debido a la retrodispersión. En lo que concierne a las irradiaciones con Co-60 la distancia a la que se colocaron las muestras fué siempre de 21 cm, de este modo, conociendo la actividad de la pastilla de Co-60 en ese momento se puede calcular la dosis a la que fué sometida.

Forma de lectura de las muestras.

Como para cada muestra el gradiente de temperatura a la hora de calentarla, es distinto por tener distintos tamaños lo que se hizo fué lo siguiente: primeramente antes de leer cada muestra se mide que tengan todas la misma masa (14 mgr. por muestra) para evitar variaciones en la lectura por esta causa ya que se observó una variación hasta de 40% en la masa de las muestras obtenidas del dosificador del equipo de lectura y para tomar la dosis de cada muestra se obtuvo una curva de calibración en cada tamaño dado el distinto gradiente de temperatura en cada caso. Las curvas de calibración de las gráficas 3.1, 3.2 y 3.3 se obtuvieron de promedios de todas las curvas en cada caso.

De este modo podemos calcular la dosis en la cavidad (D_c) y dividirla entre la dosis en el aire (D_w), para calcular la $fm^c = \frac{D_c}{D_w}$ experimental y poder comparar con la fm^c dada por la teoría de Kearsley.

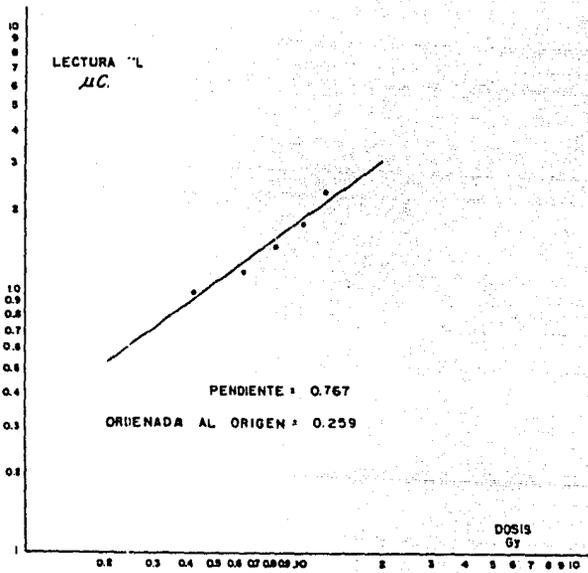
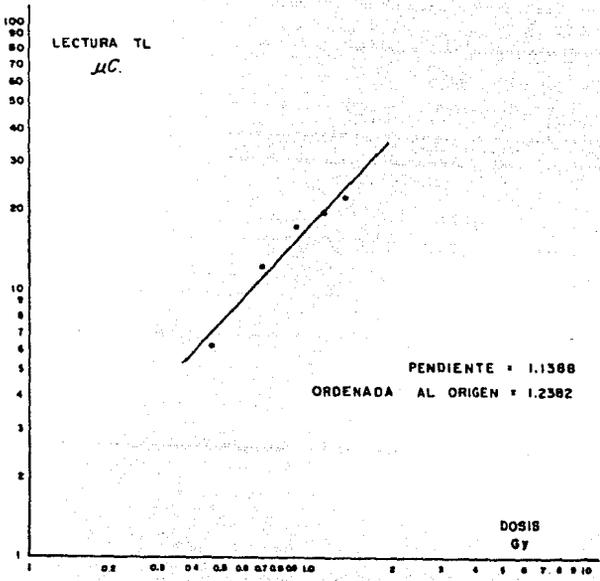


GRAFICO 3.1

CURVA DE CALIBRACION PARA 10KV



GRAFICA 3.2

CURVA DE CALIBRACION PARA 30 KeV

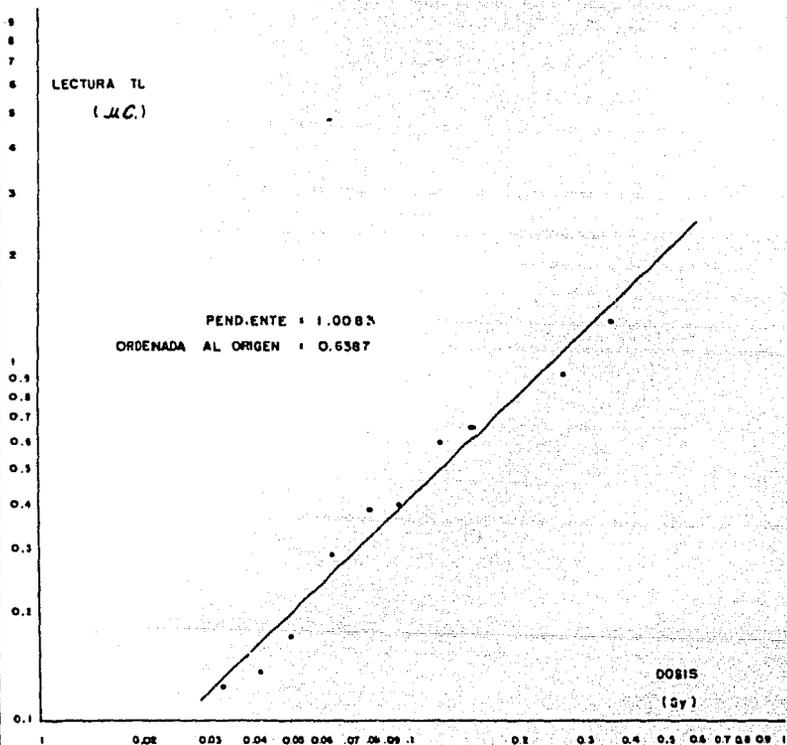


FIGURA 3.3

CURVA DE CALIBRACION PARA Co-60

CAPITULO IV

RESULTADOS

4.1 Resultados y Conclusión

Los resultados que se obtuvieron se presentan en las tablas 4.1 a la 4.3.

La evaluación de la fm^c en la teoría de Kearsley se llevó a cabo de la siguiente forma.

Los valores α , β y γ se obtuvieron de Paliwal y Almod¹⁷, los valores para poderes de frenado y coeficientes máxicos de absorción de tomaron de Evans Robley D¹⁸; para los coeficientes de retrodispersión así como los valores F_1 y B_1 ($i=c, w$) se tomaron de Dutrex y Bernard⁹.

Se observa de los resultados que el experimento es predicho con gran aproximación por la teoría de E. Kearsley la cual al incrementarse la energía de la radiación la desviación teoría-experimento es menor, aunque esto puede deberse a que los factores que atenúan la radiación en el experimento mismo son mucho más fáciles de controlar con energías más altas, de manera que estaremos mas cerca de las condiciones teóricas que con energías pequeñas como son 10 y 30 keV.

De esta forma vemos que un intervalo confiable de tamaño de grano para el $CaSO_4:Dy$ en polvo con el que se trabajó y con el cual se observó que los resultados son uniformes y de gran concordancia con la teoría está entre $1.034 \times 10^{-2} \text{ gr/cm}^2$ y $2.505 \times 10^{-2} \text{ gr/cm}^2$.

Este experimento nos muestra además que la reciente teoría propuesta por E. Kearsley predice con gran aproximación los valores de la razón de la dosis absorbida en la cavidad a la dosis en el medio que la rodea para interfaces tales como $CaSO_4:Dy$ y aire.

TABLA 4.1- VALORES OBTENIDOS PARA UNA ENERGIA DE IRRADIACION
DE 10 KeV.

TAMAÑO DE GRANO En (gr/cm ²)	f_m^E EXPERIMENTAL	f_m^T TEORIA	DESVIACION PORCENTUAL ENTRE LAS f_m
5.26×10^{-3}	0.891	1.0372	14.1 %
8.15×10^{-3}	0.932	1.0980	15.1 %
1.034×10^{-2}	1.092	1.1435	4.5 %
1.284×10^{-2}	1.100	1.1940	7.9 %
1.595×10^{-2}	1.117	1.2559	11.0 %
1.864×10^{-2}	1.153	1.3084	11.8 %
2.04×10^{-2}	1.223	1.3423	8.8 %
2.505×10^{-2}	1.235	1.4301	13.6 %
3.142×10^{-2}	1.277	1.5465	17.4 %
3.362×10^{-2}	1.294	1.5858	18.4 %

* EL ERROR EXPERIMENTAL PARA f_m^E FUE DE 10 %

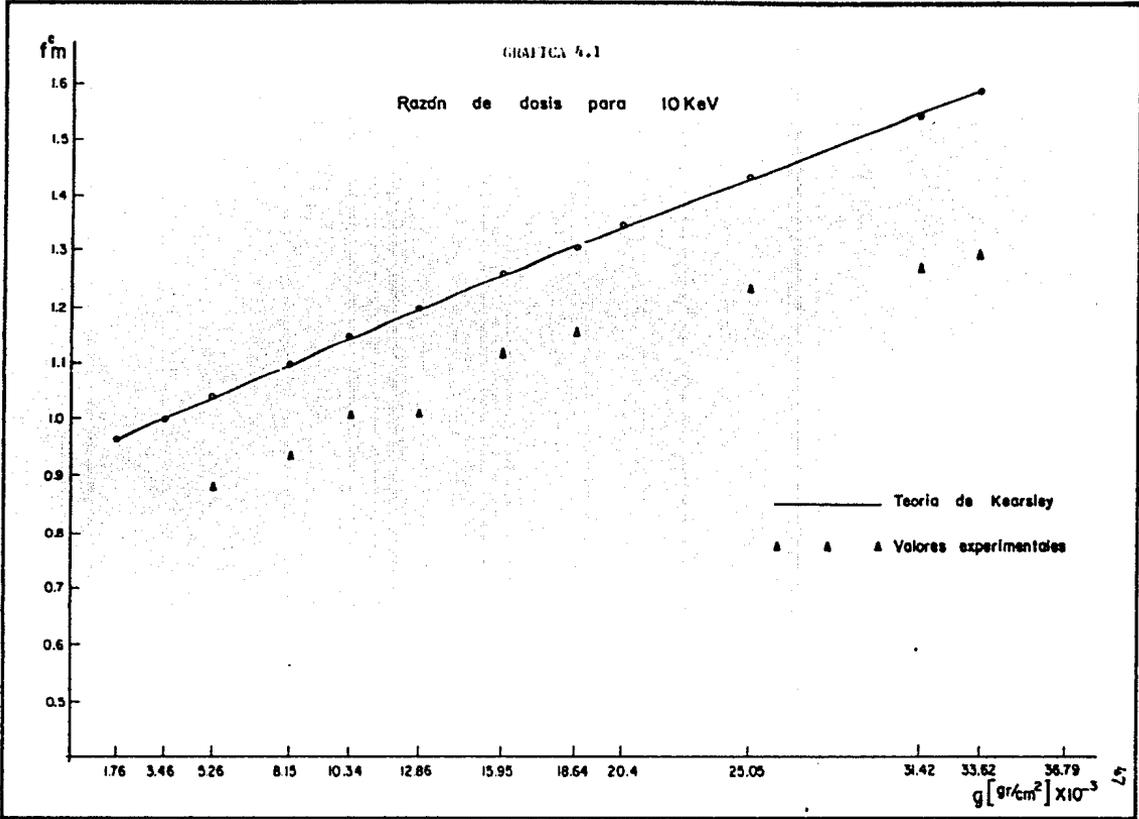


TABLA 4.2- VALORES OBTENIDOS PARA UNA ENERGIA DE IRRADIACION DE 30 KeV.

TAMAÑO DE GRANO EN (g/cm ²)	f _m ^c EXPERIMENTAL *	f _m TEORICA	DESVIACION PORCENTUAL
3.46 x 10 ⁻³	0.929	1.0053	7.5 %
5.26 x 10 ⁻³	0.929	1.0425	10.8 %
1.034 x 10 ⁻²	1.004	1.1446	12.3 %
1.284 x 10 ⁻²	1.133	1.1934	5.0 %
1.595 x 10 ⁻²	1.230	1.2530	1.8 %
1.864 x 10 ⁻²	1.269	1.3036	2.6 %
2.04 x 10 ⁻²	1.296	1.3363	3.0 %
2.505 x 10 ⁻²	1.345	1.4209	5.3 %
3.142 x 10 ⁻²	1.416	1.5332	7.6 %
3.679 x 10 ⁻²	1.438	1.6247	11.4 %

* EL ERROR EXPERIMENTAL PARA f_m^c FUE DE 10.2 %

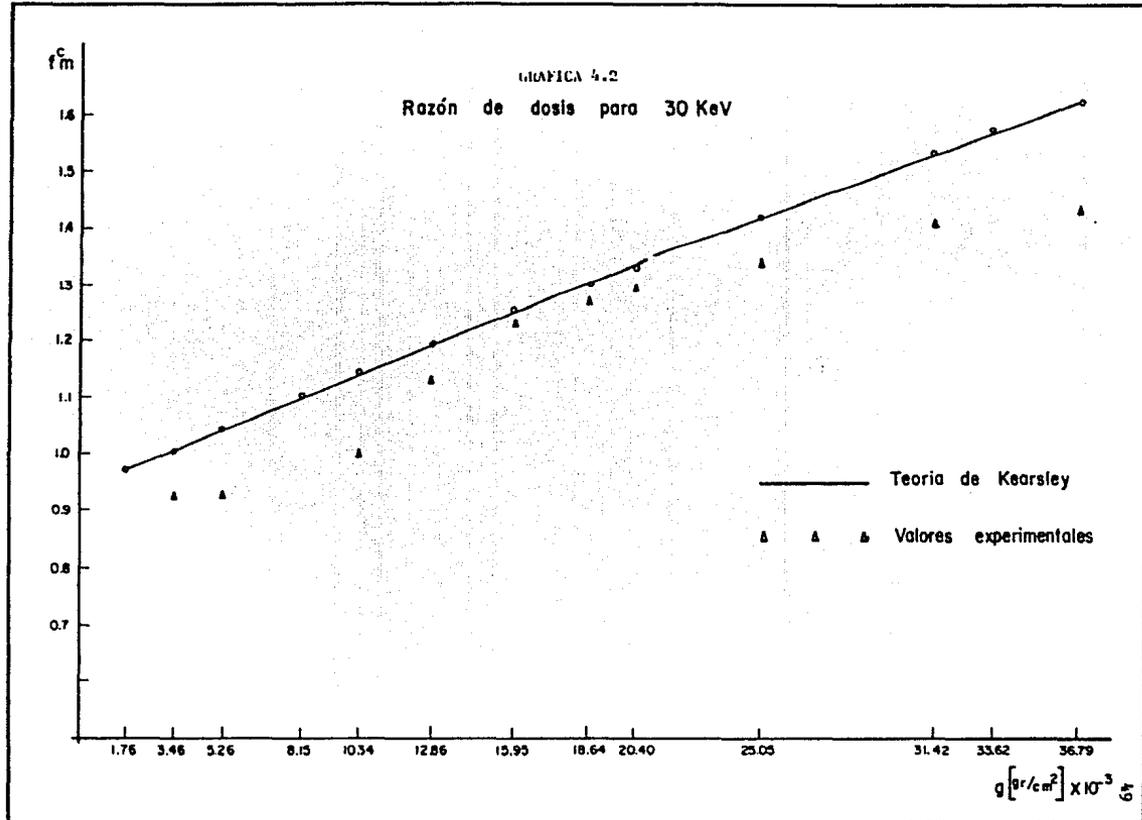


TABLA 4.3- VALORES OBTENIDOS PARA UNA IRRADIACION HECHA CON FUENTE DE COBALTO-60

TAMAÑO DE GRANO En (gr/cm ²)	f _m [*] EXPERIMENTAL	f _m TEORIA	DESVIACION PORCENTUAL ENTRE LAS f _m
5.26×10^{-3}	1.118	1.0059	11.1 %
8.15×10^{-3}	1.081	0.9972	8.4 %
1.034×10^{-2}	1.035	0.9908	4.5 %
1.284×10^{-2}	0.971	0.9837	1.3 %
1.595×10^{-2}	0.962	0.9754	1.4 %
1.864×10^{-2}	0.980	0.9685	1.2 %
2.04×10^{-2}	0.943	0.9641	2.2 %
2.505×10^{-2}	0.916	0.9534	3.9 %
3.362×10^{-2}	0.916	0.9358	2.1 %
3.679×10^{-2}	0.902	0.9301	3.0 %

* EL ERROR EXPERIMENTAL FUE DE 9.6 %

GRAFICA 4.3

Razón de dosis para Co-60

f_m

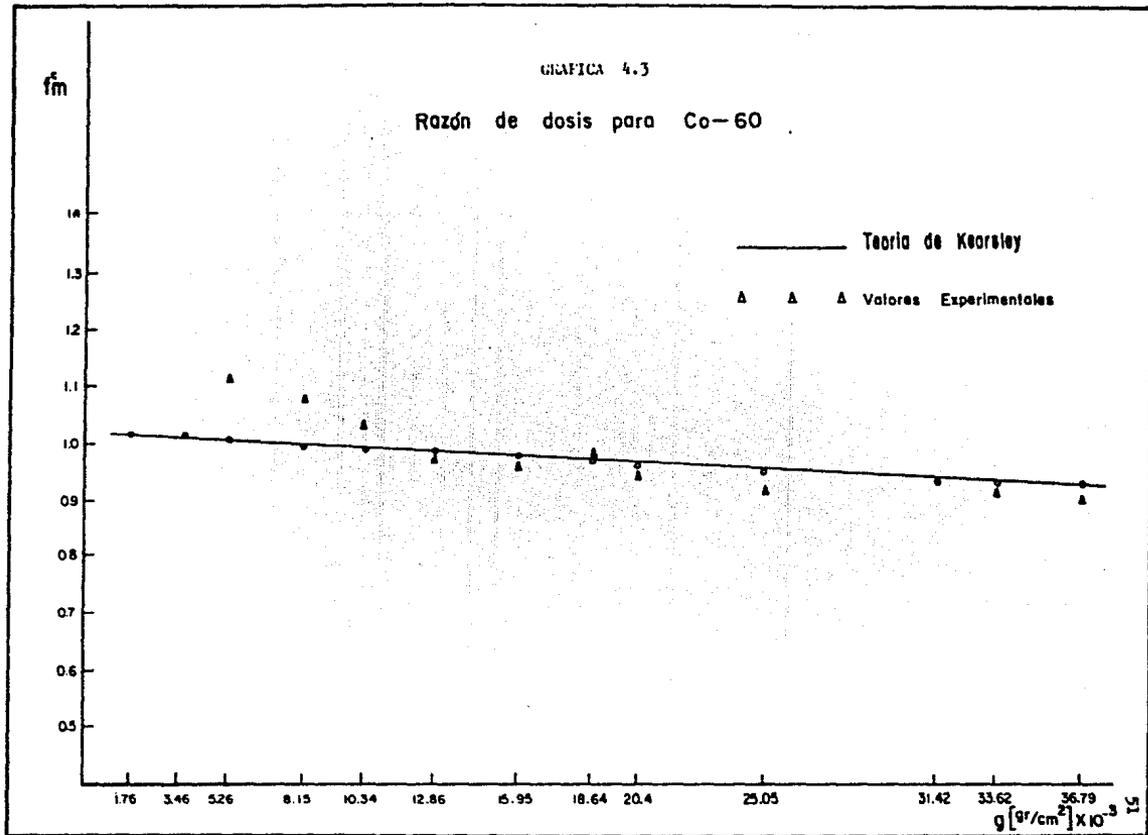
1.4
1.3
1.2
1.1
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5

Teoría de Kearsley

▲ ▲ ▲ Valores Experimentales

1.76 3.46 5.26 8.15 10.34 12.86 15.95 18.64 20.4 25.05 31.42 33.62 36.79
 $g [gr/cm^2] \times 10^{-3}$

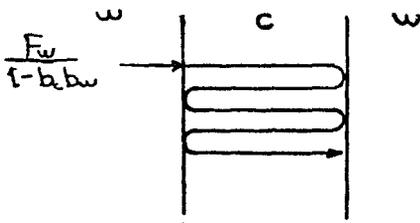
15



A P E N D I C E I

Ya que en la ecuación 2.6 el término $\frac{F_w}{1-bcbw} \gg \frac{bcw}{(1-bcbw)}$ entonces la afluencia de electrones ψ_{Fw} estará dada por la suma de todas las retrodispersiones en la cavidad a tenedadas exponencialmente por el factor $e^{-\rho x}$

Tomemos una interfase cavidad medio



Ahora en esta interfase la afluencia que llega a ella sufrirá retrodispersiones múltiples como se ve en la figura, o sea que la afluencia que pasa del medio w a la cavidad estará dada por

$$A_{Fw} = \frac{F_w}{1-b_c b_w} \left[b_w + b_c b_w^2 + b_c^2 b_w^3 + \dots \dots \right]$$

sumando

$$A_{Fw} = \frac{F_w}{1-b_c b_w} \left[\frac{b_w}{1-b_c b_w} \right]$$

de aquí que $\frac{b_w}{1-b_c b_w}$ sea el coeficiente de retrodispersión múltiple que nos representa la contribución de la afluencia que queda en la cavidad al pasar las interfases.

APENDICE II

Tomemos la siguiente serie:

$$\begin{aligned}
 & e^{-px} + \frac{bw}{1-bcbw} e^{-pg} e^{-p(g-x)} + \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right)^2 e^{-2pg} e^{-px} + \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right)^3 e^{-3pg} e^{-p(g-x)} + \dots \\
 &= e^{-px} + \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right) e^{-2pg} e^{-px} + \dots + \frac{bw}{1-bcbw} e^{-pg} e^{-p(g-x)} + \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right) e^{-3pg} e^{-p(g-x)} + \dots \\
 &= e^{-px} \left[1 + \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right) e^{2pg} + \dots \right] + e^{-p(g-x)} \left[\frac{bw}{1-bcbw} e^{pg} + \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right)^3 e^{-3pg} + \dots \right] \\
 &= e^{-px} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right)^{2n} e^{-2npg} + e^{-p(g-x)} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right)^{2n+1} e^{-(2n+1)pg}
 \end{aligned}$$

El primer término de esta última suma queda:

$$e^{-px} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{bw}{1-bcbw}\right)^{2n} e^{-2npg} = e^{-px} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{bw^2}{(1-bcbw)^2}\right)^n (e^{-2pg})^n =$$

$$e^{-px} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{bw^2}{(1-bcbw)^2}\right)^n e^{-2pgn} = e^{-px} \left[\frac{1}{1 - \frac{bw^2 e^{-2pg}}{(1-bcbw)^2}} \right]$$

$$= \frac{(1-bcbw)^2 e^{-px}}{(1-bcbw)^2 - bw^2 e^{-2pg}}$$

El segundo parte de la suma se reduce a :

$$\begin{aligned}
 e^{-\rho(g-x)} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{bw}{1-bcbw} \right)^{2n+1} e^{-(2n+1)\rho g} &= e^{-\rho(g-x)} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{bw}{1-bcbw} \right) \left(\frac{bw}{1-bcbw} \right)^{2n} e^{-2n\rho g} e^{-\rho g} \\
 &= e^{-\rho(g-x)} e^{-\rho g} \left(\frac{bw}{1-bcbw} \right) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{bw}{1-bcbw} \right)^{2n} e^{-2n\rho g} =
 \end{aligned}$$

Ya que esta suma es igual a la anterior obtenemos que:

$$\begin{aligned}
 e^{-\rho(g-x)} e^{-\rho g} \left(\frac{bw}{1-bcbw} \right) \cdot \frac{(1-bcbw)^2}{(1-bcbw)^2 - b_w^2 e^{-2\rho g}} &= \frac{e^{-2\rho g} e^{-\rho x} b_w}{(1-bcbw)} \cdot \frac{(1-bcbw)^2}{(1-bcbw)^2 - b_w^2 e^{-2\rho g}} \\
 = \frac{b_w e^{-2\rho g} (1-bcbw)^2 e^{-\rho x}}{(1-bcbw) [(1-bcbw)^2 - b_w^2 e^{-2\rho g}]} &= \frac{e^{-\rho x} b_w e^{-2\rho g} (1-bcbw)}{(1-bcbw)^2 - b_w^2 e^{-2\rho g}}
 \end{aligned}$$

Y sumando los dos resultados llegamos a la suma total de la serie que

es:

$$\frac{(1-bcbw)^2 e^{-\rho x} + (1-bcbw) b_w e^{-2\rho g} e^{-\rho x}}{(1-bcbw)^2 - b_w^2 e^{-2\rho g}}$$

BIBLIOGRAFIA

- 1.- Kitlel C., Introduction to Solid State Phys. J. Wiley 1976 5^a edición.
- 2.- Azorín N. J., Tesis de Maestría, Facultad de Ciencias UNAM, 1979.
- 3.- Bragg W. L., The Consequences of the Corpuscular hypothesis of X rays, Phil Mag. 20, 585, 1910.
- 4.- Gray L. H., An Ionization Method for the absolute Measurement of Gamma Ray Energy, Proc. Roy. Soc. A156, 578 1936.
- 5.- Laurence G. C., The Measurement of Extra Hard X-rays and Gamma rays in Roentgens Can. J. Phys., A15, 67 1957.
- 6.- Spencer L. V. and Atlix F. H. A Theory of Cavity Ionization Radiat. Res. 3, 239 1955.
- 7.- Burlin T. E., A General Theory of Cavity Ionization Br. J. Radiol. 39, 727, 1966.
- 8.- Eric D. Kearsley, General Cavity Theories for Photon and Neutron Dosimetry, Ph. D. Thesis University of Wisconsin-Madison 1981.
- 9.- Dutreix J. et Bernard M., Etude du Flux des Electrons Secondaires et de Leur Rétrodiffusion. Biophysik 2, 179 (1965).
- 10.- Azorín N. J., González M. G., Gutiérrez G. A., Salvi R. C. Preparation and Dosimetric Proprietier of a Highly Sensitive Casp, Hy Health Phys.

- 11.- González M. G. Tesis profesional, Facultad de Química UNAM, 1980.
- 12.- Azorín N. J., Gutiérrez A., Salvi R. Desarrollo de CaSO_4 mezclado con KBr (AGS-761) para Dosimetría, ININ AI-81-10, 1981.
- 13.- Azorín N. J., Martínez Avila C. G., Determination of TL Parameters in CaSO_4 TL Dosimeters From Glow Curves (por publicarse)
- 14.- Martínez Avila C. G., Tesis Profesional, Facultad de Ciencias UNAM, 1982.
- 15.- Kichey J. B., The Harshaw Model 2000 TL, The Harshaw Chemical Co. Cleveland Ohio (1978)
- 16.- Manual de Operación del Equipo de rayos X Philips CT50.
- 17.- Paliwal B. R., and Almond P. R., Electron Attenuation Characteristics Health Phys. 3, 151, 1976.
- 18.- Evans R. D., X-ray and γ -ray Interactions, in Radiation Dosimetry, Vol. I Atlix F. R., Roesch. WC. 2ª edición Academic Press New York 1966 cap. 5
- 19.- Walpole R. E., Introduction to Statistics, Collier-Macmillan International Editions 4ª ed. 1969.
- 20.- Baird D. D., Introduction to Measurement Theory and Experiment Design Prentice-Hall Inc. 1962.
- 21.- Whyte G. N., Measurement of Gragg-gray Stopping Power Correction Radiat. Res. 6, 371, 1966.

- 22.- Barlin T. E., Further Examination of Theories Relating the Absorption of Gamma-ray Energy in a Medium to the Ionization Produced in a Cavity
Phys. Med. Biol. 2, 255, 1966.
- 23.- Charlton D. E., Energy Dissipation Near an Interface: A More Realistic Approach to Electron Range and Stopping Power. Radiat. Res. 44, 575, 1970.
- 24.- Ogunleye O. T., Attix T. H. and Paliwal J. L., Comparison of Barlin - Cavity Theory with ^{60}Co TLB Measurements for ^{60}Co , Phys. Med. Biol. 2, 203, 1980.
- 25.- Martínez Avila C. G., Determinación de Parámetros en Trampas de Materiales termoluminiscentes. Presentado en el seminario de Aplicaciones Industriales, 24 de junio de 1981 INIA.
- 26.- Ogunleye O. T., An Experimental Examination of Cavity Theory for Electrons. Phys. Med. Biol. 4, 575, 1982.
- 27.- Barlin T. E., An Experimental Examination of Theories Relating the Absorption of Gamma-ray Energy in a Medium to the Ionization Produced in a Cavity, Phys. Med. Biol. 6, 33, 1961.
- 28.- Barlin T. E., Chan F. K., Effect of Particle Size on Thermoluminescence of LiF Natural, 221, 1047, 1969.
- 29.- Bacci, D., Cannata A., Esposito A., Prelia C., Measurements of X-ray Mass Attenuation Coefficients for Some TL Dosimeters in Energy Range 5 to 12 keV Radiation Protection Dosimetry 3, 112, 1982.

- 30.- Howart J. L., Calculation of the Absorbed Dose in Soft Tissue Cavities in Bone by X-rays Radiat. Res. 24, 158, 1965.
- 31.- Driscoll C. M. H. and Mc Kinlay A. F. Particle Size effects in Thermoluminescent LiF. Phys. Med. Biol 2, 321, 1981.
- 32.- Charlton D. E. and Cormack D, V., Energy Dissipation in Finite Cavities Radiat. Res. 17, 34, 1962.
- 33.- Steve R. Domen, Thermal diffusivity, specific heat and thermal conductivity of A - 150 plastic. Phys. Med. Biol. 180 vol 25 93-102

Agradecimientos

Agradezco al Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares por - las facilidades otorgadas en el desarrollo de este trabajo.

Agradezco sinceramente al M. en C. Juan Azorín Nieto por su valio- sa colaboración en la dirección de este trabajo, así como la sugerencia del tema.

Agradezco al Fís. Víctor Tovar por haber otorgado facilidades para irradiar con equipo del Instituto Nacional de Cancerología así como por sus valiosas sugerencias.

Agradezco también la colaboración y ayuda de mi compañero y gran - amigo Fís. Carlos G. Martínez Avila así como a los Fís. M. Aurelio Medra no López y A. Gutiérrez Calvillo por la misma razón.

Por último deseo agradecer a la Srita. Rebeca Moreno T. su dedica- ción y cuidado en el mecanografiado de este trabajo.