



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

“DEPENDENCIA, CON EL ESPESOR, DE LA RESPUESTA  
DE PELÍCULAS DE TINTE RADIOCRÓMICO TIPO F-3,  
IRRADIADAS CON RAYOS GAMMA DE  $^{60}\text{Co}$ ”

294359

T E S I S  
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE  
F Í S I C O  
P R E S E N T A:

MIGUEL RODRIGUEZ PONCE



DIRECTOR DE TESIS:

M. EN C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS





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.



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

**MAT. MARGARITA ELVIRA CHÁVEZ CANO**  
**Jefa de la División de Estudios Profesionales de la**  
**Facultad de Ciencias**  
**Presente**

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis: "Dependencia, con el espesor, de la respuesta de Películas de Tinte Radiocrómico tipo F-3, irradiadas con rayos gamma de <sup>60</sup>Co"

realizado por Miguel Rodríguez Ponce

con número de cuenta 09219214-8 , pasante de la carrera de Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario M. EN C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS

*Ana E. Buenfil Burgos*

Propietario DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUES

*Maria Ester Brandan Siques*

Propietario DRA. MARIA ESTHER MARTINEZ PARDO

*Dra. Esther Martínez Pardo*

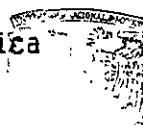
Suplente DR. JORGE RICKARDS CAMPBELL

*Jorge Rickards Campbell*

Suplente M. EN C. ADOLFO ZARATE MORALES

*Adolfo Zarate Morales*

Consejo Departamental de Física



*Patricia Goldstein*

DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MEDICINA CIENCIAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

## AGRADECIMIENTOS.

Quisiera expresar mi más sincero agradecimiento a las siguientes personas e instituciones:

A la M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos, por haber dirigido este trabajo con tanto interés y entusiasmo, y por ser una excelente persona.

Al grupo de dosimetría del Instituto de Física, dirigido por la Dra. Ma. Ester Brandan, de quien tanto he aprendido y a quien admiro como persona y como investigadora, por sus invaluable comentarios acerca de este trabajo.

Al Fís. César G. Ruíz Trejo, por el tiempo y la ayuda que dedicó a este trabajo.

Al Sr. Margarito Vázquez, por su apoyo y asistencia técnica.

Al M. en C. Epifanio Cruz y al Fís. Francisco Flores, por todas las facilidades otorgadas en el irradiador Gammabeam del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM.

A la Dra. Ma. Esther Martínez P., al Dr. Jorge Rickards Campbell y al M. en C. Adolfo Zárate Morales, por haber aceptado formar parte del jurado.

Al Instituto de Física de la UNAM y al Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM, por permitirme el uso de sus instalaciones.

A la Dirección General de Apoyo a Proyectos Académicos (DGAPA, proyecto IN101399), por el apoyo económico otorgado durante la realización de este trabajo.

***CON CARIÑO Y ADMIRACIÓN A MIS PADRES,  
QUE HAN HECHO POSIBLE TODO ESTO, A MIS  
HERMANOS Y A MIS ABUELOS.***

*A mis amigos del CCH: Carolina, Horacio y Jonathan, y a los de la Universidad: Adriana Huerta, Diana Navarro., Francisco Nettel, Javier Santillán, Omar Escamilla y Tíber Ramírez, por aguantarme todos estos años.*

# ÍNDICE

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

## CAPÍTULO I

### **Interacción de la radiación con la materia**

<u>Interacción de la radiación gamma y los rayos X con la materia</u> .....	3
---	---

I.- Efecto Compton .....	4
--------------------------	---

II.- Efecto fotoeléctrico .....	7
---------------------------------	---

III.- Producción de pares .....	10
---------------------------------	----

### Atenuación exponencial

I.- Atenuación exponencial simple .....	12
---	----

<u>Coefficiente másico de absorción de energía</u> .....	13
--	----

<u>Interacción de partículas cargadas con la materia</u> .....	14
--	----

A.- Colisiones suaves .....	14
-----------------------------	----

B.- Colisiones fuertes .....	15
------------------------------	----

C.- Interacción coulombiana con el campo externo .....	15
--	----

<u>Poder de frenado</u> .....	16
-------------------------------	----

I.- Poder de frenado másico por colisión .....	16
--	----

II.- Poder másico de frenado radiativo .....	17
--	----

<u>Alcance</u> .....	18
----------------------	----

I.- Alcance CSDA .....	18
------------------------	----

II.- Alcance proyectado .....	19
-------------------------------	----

III.- Alcance del electrón .....	20
----------------------------------	----

## CAPÍTULO II

### **Conceptos básicos**

I.- Dosis absorbida .....	21
II.- Afluencia .....	22
III.- Cálculo de dosis absorbida para partículas cargadas .....	25
<u>Conceptos de dosimetría</u> .....	27
I.- Dosimetría .....	27
II.- Dosímetros .....	28
III.- Dosimetría con películas .....	29
IV.- Películas de Tinte Radiocrómico (PTR).....	32

## CAPÍTULO III.

### **Método experimental**

I.- Fabricación de las PTR tipo F-3 .....	35
II.- Preparación de las películas para ser irradiadas .....	37
III.- Irradiación en el irradiador Gammabeam .....	39
IV.- Irradiación en el acelerador Peletrón .....	40
V.- Determinación de la respuesta de las películas ... ..	43

## CAPÍTULO IV.

### **Resultados**

I.- Comparación entre las medidas de densidad óptica utilizando el espectrofotómetro y el scanner .....	45
II.- Dependencia de la respuesta de las PTR, con su espesor .....	49



III.- Dependencia de los parámetros $N_0$ y $\alpha$ con la dosis .....	60
IV.- Dependencia de los parámetros $N_0$ y $\alpha$ con la cantidad de tinte ...	63
V.- Intervalo de validez de la definición antigua de respuesta (ecs. 2.15 y 2.16) .....	68

#### CAPÍTULO V.

<b>Discusión de resultados</b> .....	70
--------------------------------------	----

#### CAPITULO VI.

<b>Conclusiones</b> .....	74
<b>Bibliografía</b> .....	76

## INTRODUCCIÓN

A partir del descubrimiento de la radiación y de las múltiples aplicaciones que se le han dado, tanto en la medicina como en la industria, ha sido necesario desarrollar también dispositivos que nos permitan determinar o cuantificar la cantidad de radiación que se recibe en un cierto lugar durante un intervalo de tiempo conocido. Estos dispositivos son los llamados dosímetros, y generalmente son materiales que presentan un cambio medible o cuantificable al ser irradiados con radiación ionizante. Dicho cambio está correlacionado con la cantidad de radiación que reciben.

Para que un material sea considerado un buen dosímetro, debe ser un material estable y de fácil manejo. También se requiere que su respuesta a la radiación dependa lo menos posible de factores como la temperatura, la humedad o el tiempo que transcurre entre la irradiación y la lectura del dosímetro.

Existen muy diversas clases de dosímetros, entre los cuales se pueden mencionar a los dosímetros termoluminiscentes, los dosímetros químicos, las cámaras de ionización, las emulsiones fotográficas y películas de tintes radiocrómico. Estos últimos son los dosímetros que se estudian en este trabajo, en particular, las películas de tinte radiocrómico tipo F-3 y tipo FWT-60.

Las Películas de Tinte Radiocrómico (PTR) son uno de los dosímetros más utilizados en la actualidad, debido a que con ellas se pueden medir intervalos de dosis de radiación muy amplios, además de que son relativamente fáciles de leer y de manejar. En general, las PTR consisten de una matriz polimérica y un precursor de tinte, que es la sustancia importante de la película, pues al ser irradiada con radiación ionizante desarrolla una cierta coloración cuya intensidad está correlacionado con la cantidad de radiación que recibió. Sin embargo, algunos trabajos de investigación muestran que la respuesta a la radiación de las PTR, que está definida en términos de la intensidad del color desarrollado por la película y de su espesor, deja de comportarse linealmente con la dosis de radiación que recibe cuando la película es muy gruesa (aprox. 100  $\mu\text{m}$ ). Lo anterior ha motivado la realización de este trabajo, que consiste principalmente en analizar la manera en que varía la respuesta a la radiación ionizante de los tipos de películas ya mencionados, con su espesor y con otros parámetros, como son el tipo de radiación, la dosis de radiación y la concentración de tinte presente en la película.

Las películas tipo F-3 resultan ideales para estudiar la dependencia de su respuesta a la radiación con el espesor, debido a que presentan un espesor no uniforme, que puede ir desde los 15  $\mu\text{m}$  hasta 500  $\mu\text{m}$  en una sola película. Este tipo de películas no está disponible comercialmente, por lo que para estudiarlas fue necesario fabricarlas en el laboratorio de dosimetría del Instituto de Física de la U.N.A.M. En el caso de las películas tipo FWT-60, están disponibles comercialmente, y presentan un espesor uniforme que en promedio es de 50  $\mu\text{m}$ , aproximadamente.

En los dos primeros capítulos de este trabajo se describen las principales formas de interacción de la radiación con la materia, así como los conceptos básicos relacionados

con dosimetría de la radiación. También se explica el proceso fotográfico por el cual se desarrolla una imagen latente en las emulsiones fotográficas, y que es muy parecido al proceso de desarrollo de centros de color en las Películas de Tinte Radiocrómico.

En el tercer capítulo se describe el método experimental, desde la fabricación de las películas tipo F-3 hasta su irradiación en el irradiador Gammabeam 651 PT AECL del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM (ICNUNAM), que consiste en fuentes de  $^{60}\text{Co}$  que emiten radiación  $\gamma$ , para estudiar la variación de la respuesta en función del espesor para una misma dosis de radiación. También se describe la irradiación de este tipo de películas con protones en el acelerador Peletrón del IFUNAM, para estudiar cómo varía su respuesta con el tipo de radiación. Finalmente se describe el estudio de la variación de la respuesta con la concentración de tinte en las películas F-3 irradiadas a una misma dosis, y se muestra la comparación entre dos métodos diferentes para determinar la respuesta de las películas.

En el capítulo cuatro se muestran los principales resultados obtenidos de la irradiación de las películas y de la comparación de los dos métodos para determinar su respuesta, así como las gráficas correspondientes. Posteriormente se presenta una discusión de los resultados. Finalmente, en el capítulo seis se presentan las conclusiones de este trabajo.

## CAPITULO 1

### Interacción de la radiación con la materia

#### Interacción de la radiación Gamma y los rayos X con la materia

En general, puede considerarse que hay cinco maneras en las que los fotones, ya sean rayos  $\gamma$  o rayos X, interactúan con la materia. Estos son:

- 1- Efecto Compton.
- 2- Efecto fotoeléctrico.
- 3- Producción de pares.
- 4- Dispersión de Rayleigh.
- 5- Interacciones fotonucleares.

Las primeras tres formas de interacción son las más importantes, debido a que en este tipo de interacciones los fotones imparten mucha de su energía o en ocasiones toda su energía a los electrones atómicos del medio, que después imparten esa energía al medio en el que están inmersos.

La probabilidad de que ocurra alguna de las tres formas de interacción mencionadas depende de la energía del fotón incidente ( $E_\gamma = h\nu$ ), así como del número atómico  $Z$  del medio que absorbe dicha energía. La figura 1.1 indica las regiones de  $Z$  y  $E_\gamma$  en las que predomina cada tipo de interacción. Las curvas corresponden a aquellas regiones en las que dos tipos de interacción son igualmente probables. Ref (AT86).

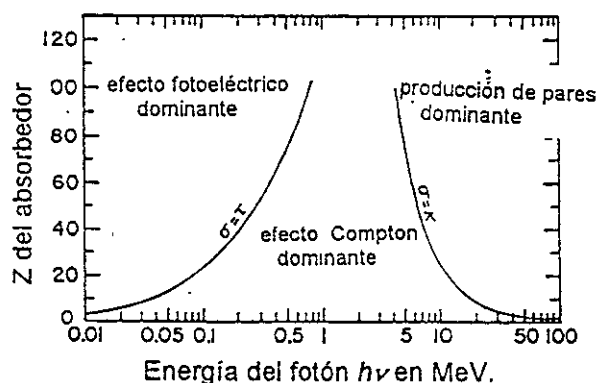


Figura 1.1. Importancia relativa de los tres tipos de interacción más importantes.

Como puede apreciarse, el efecto fotoeléctrico es el tipo de interacción más probable para energías bajas del fotón, mientras que el efecto Compton es más probable para energías medias y la producción de pares es más probable para energías altas. También se aprecia que para materiales con valores de  $Z$  bajos (como carbón, aire, agua y tejido humano) la región en la que predomina el efecto Compton es muy ancha, abarcando un intervalo de energías  $E_\gamma$  que van de 20 keV hasta 30 MeV aproximadamente. Dicha región se hace más estrecha conforme aumenta el valor de  $Z$ .

## I.-EFECTO COMPTON

Para hacer una descripción correcta del efecto Compton es necesario hablar de dos aspectos importantes: la *cinemática* y la *sección transversal*. El primero relaciona la energía y los ángulos de las partículas que intervienen en la interacción, y el segundo predice la probabilidad de que ocurra una interacción Compton. En ambos se considera que el electrón golpeado por el fotón no está ligado y es estacionario

### A. Cinemática

El efecto Compton se da cuando un fotón de energía  $h\nu$  choca con un electrón del medio en el que incide. El fotón lleva un momento  $h\nu/c$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. Se supone que el electrón que es golpeado por el fotón no tiene energía cinética o momento iniciales.

Después de la colisión, el electrón es dispersado a un ángulo  $\theta$  respecto a la dirección original del fotón, con energía cinética  $T$  y momento  $p$ . La figura 1.2 muestra el esquema del efecto Compton (AT86).

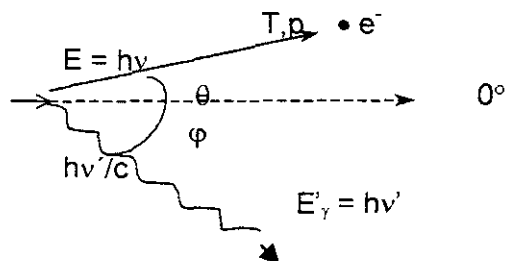


Figura 1.2. Esquema del efecto Compton. Un fotón de energía  $h\nu$  incide contra un electrón atómico y ambos son dispersados. Se emite un fotón con momento  $h\nu'/c$  y una energía  $h\nu'$ , mientras que el electrón sale con un momento  $p$  y una energía cinética  $T$ .

Por conservación del momento y la energía, y utilizando expresiones relativistas, podemos escribir tres ecuaciones que proveen en forma conveniente una solución completa para la cinemática de las interacciones Compton en términos de los parámetros  $T$ ,  $h\nu$ ,  $h\nu'$ ,  $\theta$  y  $\varphi$  de la siguiente forma:

$$h\nu' = h\nu / (1 + (h\nu / m_0c^2)(1 - \cos \varphi)) \quad (1.1)$$

$$T = h\nu - h\nu' \quad (1.2)$$

$$\cot \theta = (1 + h\nu / m_0c^2) \tan (\varphi / 2) \quad (1.3)$$

donde  $m_0$  es la masa del electrón en reposo, y  $m_0c^2 = 0.511$  MeV la energía en reposo.

## B.- Sección transversal de interacción para el efecto Compton

### 1.- SECCIÓN TRANSVERSAL DE KLEIN-NISHINA PARA EFECTO COMPTON

A pesar de que la teoría de Thomson es una buena descripción para la sección transversal en el efecto Compton, se observa que la teoría falla para fotones con energías mayores que 0.01 MeV.

En 1928 Klein y Nishina aplicaron la teoría relativista de Dirac al efecto Compton para obtener la sección transversal. Ambos encontraron que la sección transversal obtenida de la teoría de Thomson puede ser escrita en la forma

$$\frac{d_e \sigma}{d\Omega_\varphi} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left( \frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \varphi \right) \quad (1.4)$$

La sección total K-N por electrón ( ${}_{e}\sigma$ ) puede obtenerse integrando la ecuación anterior sobre todos los ángulos de dispersión, dando como resultado:

$${}_{e}\sigma = 2\pi \int_{\varphi=0}^{\pi} (d_e \sigma / d\Omega) \sin \varphi d\varphi \quad (1.5)$$

$$= 2\pi r_0^2 \left( \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right)$$

donde  $\alpha = h\nu / m_0c^2$ , con  $h\nu$  expresado en MeV y  $m_0c^2 = 0.511$  MeV, y  $r_0 = e^2/m_0c^2 = 2.818 \times 10^{-13}$  cm es el radio clásico del electrón.

## C.- Sección transversal de transferencia de energía para efecto Compton

La sección transversal total K-N, multiplicada por un grosor unitario de  $1e / \text{cm}^2$  puede ser vista como la fracción del flujo de energía incidente que será perdida en interacciones Compton al atravesar una lámina con dicho grosor. En cada interacción la energía  $h\nu$  del fotón incidente se reparte entre el fotón ( $h\nu'$ ) y el electrón (T) dispersados. Para conocer la fracción de la energía incidente  $h\nu$  que es cedida a los electrones, promediada sobre todos los ángulos de dispersión, basta con modificar un poco la sección transversal diferencial de K-N para obtener la sección transversal de transferencia de energía  ${}_{e}\sigma_{tr}$ :

$${}_{e}\sigma_{tr} = 2\pi r_0^2 \left[ \frac{2(1+\alpha)^2}{\alpha^2(1+2\alpha)} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} - \frac{(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} - \frac{4\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} - \left( \frac{1+\alpha}{\alpha^3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3} \right) \ln(1+2\alpha) \right] \quad (1.6)$$

Esta sección transversal, multiplicada por un grosor de  $1\text{e}/\text{cm}^2$ , representa la fracción del flujo de energía de un haz monoenergético de fotones que es cedida a cada electrón dispersado por interacción Compton en dicho grosor. La energía  $T$  promedio cedida al electrón dispersado por un fotón de energía  $h\nu$  es

$$\bar{T} = h\nu * \frac{{}_{e}\sigma_{tr}}{{}_{e}\sigma} \quad (1.7)$$

mientras que la máxima energía  $T_{\text{máx}}$  que es cedida a un electrón en una colisión frontal ( $\theta = 0^\circ$ ) por un fotón de energía  $h\nu$  es

$$T_{\text{máx}} = \frac{2(h\nu)^2}{2h\nu + 0.511\text{MeV}} \quad (1.8)$$

## II.-EFECTO FOTOELÉCTRICO

Como ya se ha mencionado, el efecto fotoeléctrico es el tipo de interacción más importante de fotones de baja energía con la materia, aunque también es importante para energías medias en materiales con  $Z$  alta.

El efecto fotoeléctrico ocurre cuando un fotón (generalmente de baja energía) le transfiere toda su energía a un electrón atómico del medio absorbente, y generalmente se trata de un electrón fuertemente ligado, es decir, de las primeras capas de energía. Como resultado de dicha interacción, el electrón sale del átomo con una cierta energía cinética. La figura 1.3 muestra el esquema del efecto fotoeléctrico. (AT86).



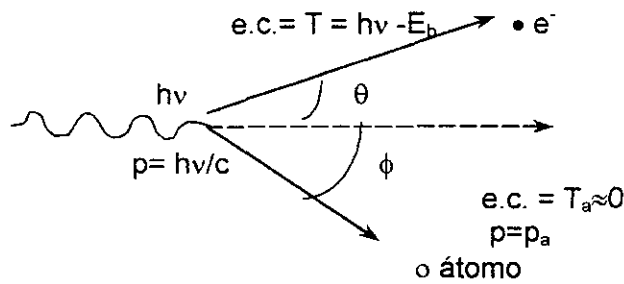


Figura 1.3. Esquema del efecto fotoeléctrico.

Un fotón de energía  $h\nu$  interactúa con un electrón atómico, cuya energía de ligadura es  $E_b$ . Es evidente que el efecto fotoeléctrico sólo puede ocurrir cuando  $h\nu > E_b$ , pues de lo contrario el electrón no recibiría la energía suficiente para escapar del átomo. Dado que el fotón es totalmente absorbido en este tipo de interacción, la energía cedida por éste al electrón es precisamente  $h\nu$ . Así, la energía cinética con la que sale el electrón del átomo al que estaba ligado es:

$$T = h\nu - E_b - T_a \quad (1.9)$$

La energía cinética  $T_a$  de retroceso cedida al átomo es muy cercana a cero, por lo que puede justificarse la siguiente igualdad:

$$T = h\nu - E_b. \quad (1.10)$$

Debido a que el fotón es totalmente absorbido en la interacción, no hay fotón dispersado que contribuya con el momento del sistema. En este caso debe considerarse que a pesar de que la energía cinética  $T_a$  de retroceso del átomo es despreciable, su momento  $p_a$  no puede ser despreciado. Sin embargo, es suficiente con decir que el átomo retrocede en la dirección apropiada para que se conserve el momento en cada interacción y que  $0 < \phi < 180^\circ$ .

#### A- Sección transversal de interacción para efecto fotoeléctrico

En el caso del efecto fotoeléctrico resulta algo complicado determinar teóricamente la sección transversal de interacción, por lo que no hay una ecuación simple para dicha

sección transversal. Sin embargo, algunos autores han publicado tablas de valores de sección transversal de interacción obtenidos experimentalmente para diversas regiones de energía del fotón, a partir de los cuales se ha hecho una interpolación para obtener los valores a otras energías y en diferentes medios absorbentes.

En la figura 1.4 se muestra la distribución direccional de los fotoelectrones por unidad de ángulo sólido. Las curvas corresponden a resultados teóricos obtenidos por Davisson y Evans (1952). Ref (AT86)

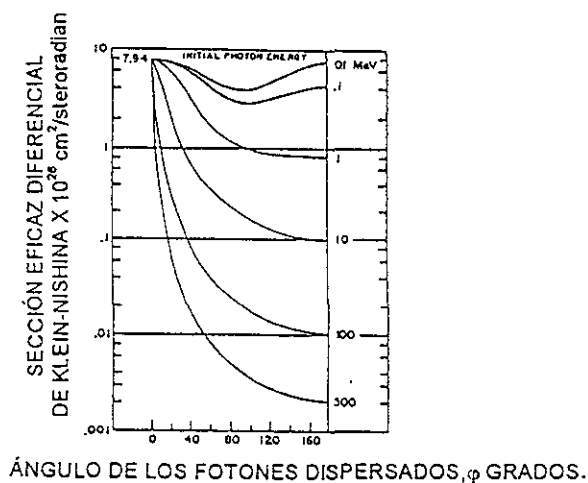


Figura 1.4. Sección diferencial de Klein-Nishina como función del ángulo del fotón dispersado.

Como se observa, los fotoelectrones tienden a salir dispersados a un ángulo más pequeño conforme se aumenta la energía de los fotones, y a bajas energías los fotoelectrones salen desviados a ángulos incluso cercanos a 180°.

La sección transversal de interacción por átomo debido al efecto fotoeléctrico, integrada sobre todos los ángulos de emisión del fotoelectrón puede ser descrita por la siguiente ecuación:

$$a_{\tau} \approx k (Z^n / (h\nu)^m) \text{ cm}^2 / \text{átomo} \quad (1.11)$$

donde  $k$  es una constante, y

$n \approx 4$  a  $h\nu = 0.1$  MeV, gradualmente creciendo hasta aproximadamente 4.6 a 3 MeV, y

$m \approx 3$  a  $h\nu = 0.1$  MeV decreciendo gradualmente a 1 en 5 MeV.

## B- Sección transversal de transferencia de energía para efecto fotoeléctrico

De la ecuación de energía cinética cedida al fotoelectrón, es evidente que la fracción de energía  $h\nu$  transferida a éste es simplemente

$$\frac{T}{h\nu} = \frac{h\nu - E_b}{h\nu} \quad (1.12)$$

Esto es sólo una primera aproximación de la fracción total de la energía  $h\nu$  que es transferida a todos los electrones. Hay que recordar que parte de la energía de ligadura es convertida en energía cinética del electrón por medio del *efecto Auger*.

Para fotones con energías tales que  $(E_b)_{L1} < h\nu < (E_b)_K$ , la ecuación correspondiente para  $\tau_{tr} / \rho$  está dada por

$$\frac{\tau_{tr}}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} \left[ \frac{h\nu - P_L Y_L * h\nu_L}{h\nu} \right] \quad (1.13)$$

donde  $P_L Y_L * h\nu_L$  puede ser aproximado por  $P_L Y_L (E_b)_L$ .

## III.- PRODUCCIÓN DE PARES

El fenómeno conocido como producción de pares es un proceso de absorción en el que un fotón desaparece creando un electrón y un positrón. Este fenómeno sólo puede ocurrir cerca del núcleo de un átomo, en campos coulombianos fuertes, aunque puede ocurrir con menor probabilidad en el campo de un electrón atómico.

Dado que se producen dos partículas en la interacción (electrón y positrón), el fotón incidente debe tener una energía mínima de  $2m_0c^2 = 1.022$  MeV para que la interacción ocurra.

## A.- Producción de pares en el campo coulombiano nuclear

La figura 1.5 muestra esquemáticamente el proceso de producción de pares (AT86).

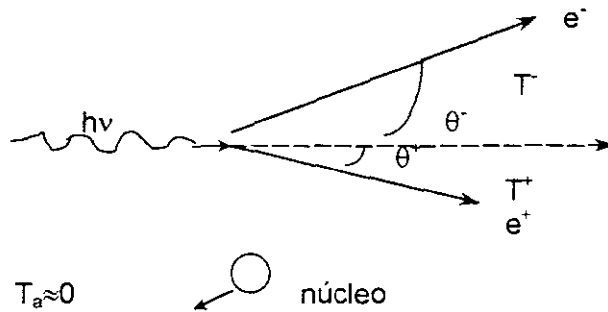


Figura 1.5. Esquema de producción de pares.

El fotón incidente  $h\nu$  pierde toda su energía en la creación del par electrón-positrón, cuyas energías cinéticas son  $T^+$  y  $T^-$  respectivamente. De la conservación de la energía, y despreciando la muy pequeña fracción de la energía que es cedida al núcleo tenemos:

$$h\nu = 2m_0c^2 + T^+ + T^- = 1.022 \text{ MeV} + T^+ + T^- \quad (1.14)$$

El electrón y el positrón no necesariamente reciben la misma energía cinética, pero se puede estimar su energía promedio como:

$$\bar{T} = \frac{h\nu - 1.022 \text{ MeV}}{2} \quad (1.15)$$

Y también se puede calcular el ángulo promedio de dispersión de las dos partículas respecto a la dirección original del fotón, que es aproximadamente:

$$\theta \approx m_0c^2 / T \quad (\text{radianes})$$

La sección transversal nuclear total para producción de pares por átomo está dada por

$${}_0k = \sigma_0 Z^2 P \quad (1.16)$$

donde  $\sigma_0 = 5.8 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 / \text{electrón}$  y  $P$  es un parámetro que depende de la fracción de energía cinética total que es cedida al positrón.

Los otros dos tipos de interacción, dispersión de Rayleigh e interacciones fotonucleares no son de importancia para los propósitos y las energías de rayos  $\gamma$  que se manejan en este trabajo, por lo que no se describirán.

### Atenuación exponencial

Una partícula no cargada tiene una probabilidad considerable de atravesar un material sin perder energía, contrario a lo que sucede con las partículas cargadas que pierden gran parte o toda su energía. No se puede definir un alcance límite para partículas no cargadas, ya que la distancia que logren recorrer dentro de un material depende de la probabilidad de que interaccionen con los átomos del medio.

#### I.- Atenuación exponencial simple

Cuando un haz de fotones incide sobre una lámina de grosor  $L$  de cierto material, dicho haz es atenuado por la lámina siguiendo la ley de atenuación exponencial:

$$\frac{N_L}{N_0} = e^{-\mu L} \quad (1.17)$$

Donde  $N_0$  es la intensidad del haz antes de atravesar la lámina y  $N_L$  la intensidad después de atravesarla. El factor  $\mu$  es llamado *coeficiente de atenuación lineal* o simplemente coeficiente de atenuación, y cuando es dividido por la densidad  $\rho$  del medio absorbente, se obtiene el *coeficiente másico de atenuación*  $\mu / \rho$  ( $\text{cm}^2/\text{g}$  o  $\text{m}^2/\text{kg}$ ).

La ley de atenuación exponencial puede desarrollarse como serie de Taylor:

$$\frac{N_L}{N_0} = e^{-\mu L} = 1 - \mu L + \frac{(\mu L)^2}{2!} - \frac{(\mu L)^3}{3!} + \dots$$

que puede aproximarse por los dos primeros términos  $(1 - \mu L)$  si  $\mu L$  es suficientemente pequeño comparado con la unidad. Convencionalmente, se considera que si  $\mu L < 0.05$ , la expresión

$$\frac{N_L}{N_0} = e^{-\mu L} \cong 1 - \mu L \quad (1.18)$$

es válida con un margen de error del 0.1 %.

La cantidad  $1/\mu$  (cm o m) es conocida como *camino libre medio* o *longitud de relajación* de las partículas primarias, y es la distancia promedio que una partícula viaja a través de un medio atenuador antes de interactuar.

El coeficiente de atenuación lineal puede también considerarse como la suma de los coeficientes parciales de atenuación debidos a las diferentes interacciones de los fotones con la materia. Así, podemos escribir a  $\mu$  como:

$$\mu = \sigma + \kappa + \tau$$

donde  $\sigma$  es el coeficiente de atenuación lineal por interacciones Compton,  $\kappa$  el coeficiente de atenuación lineal por producción de pares, y  $\tau$  el coeficiente de atenuación por efecto fotoeléctrico.

Evidentemente, también podemos expresar el coeficiente másico de atenuación  $\mu/\rho$  como la suma de los coeficientes másicos de atenuación por cada tipo de interacción:  $\sigma/\rho$ ,  $\kappa/\rho$ , y  $\tau/\rho$ .

Si  $\mu$  representa de alguna manera la probabilidad total de interacción de una partícula que entra en un medio por unidad de longitud, dicha probabilidad dependerá de la manera en que interactúa la radiación con el medio, y esto se refleja en los coeficientes parciales de atenuación.

### Coeficiente másico de absorción de energía

Así como el coeficiente de atenuación lineal representa la probabilidad por unidad de longitud de que un fotón interactúe con un cierto medio, el coeficiente másico de absorción de energía ( $\mu_{en} / \rho$ ) representa la probabilidad por unidad de área y por unidad de masa ( $\text{g} / \text{cm}^2$ ) de que un cierto medio absorba una fracción de la energía del fotón incidente

### Interacción de partículas cargadas con la materia

Las partículas cargadas pierden su energía de una manera diferente de como lo hace la radiación no cargada (como rayos x, radiación  $\gamma$  o neutrones). En general, las partículas no cargadas atraviesan la materia con una probabilidad de interacción baja. En contraste, las partículas cargadas interactúan con uno o más electrones, o con el núcleo de cada átomo por el que pasan. Esta gran probabilidad de interacción de las partículas cargadas se debe principalmente a su campo eléctrico.

La mayoría de las interacciones individuales transfieren sólo una pequeña parte de la energía de la partícula incidente, y es conveniente pensar que la partícula va perdiendo su energía gradualmente en un proceso conocido como "aproximación de frenado continuo" (CSDA por sus siglas en inglés). La probabilidad de que una partícula cargada pase a través de un cierto medio sin interactuar es prácticamente nula.

Las partículas cargadas pueden ser caracterizadas por una *longitud de trayectoria* común, trazada por la mayoría de las partículas del mismo tipo, con la misma energía y en el mismo medio, y que tiende a aproximarse al valor esperado de la longitud de trayectoria de un gran número de partículas. Este valor esperado es conocido como *alcance*.

Dentro de las diferentes interacciones que pueden darse entre las partículas cargadas y los átomos de un medio absorbente, se pueden considerar principalmente cuatro tipos de interacciones:

- A.- Colisiones "suaves" ( $b \gg a$ )
- B.- colisiones "fuertes" ( $b \approx a$ )
- C.- interacciones coulombianas con el campo externo del núcleo, y
- D.- interacciones con el núcleo.

#### A.- COLISIONES "SUAVES" ( $b \gg a$ )

Cuando una partícula cargada pasa a una distancia considerable de un átomo (es decir, cuando el parámetro de impacto  $b$  es mucho mayor que el radio  $a$  del átomo), la influencia del campo coulombiano de dicha partícula afecta a todo el átomo, ya sea excitándolo o algunas veces ionizándolo al arrancarle un electrón de valencia de las capas externas. El efecto de esta interacción es la transferencia de una cantidad de energía muy pequeña (unos cuantos eV) a un átomo del medio. Las colisiones suaves son el tipo de interacción que más ocurre con partículas cargadas, y son las culpables de casi la mitad de la pérdida de energía de una partícula cargada en un medio.

Bajo ciertas condiciones, una pequeña parte de la energía perdida por una partícula cargada debido a una colisión suave puede ser emitida en forma de luz conocida como *radiación Čerenkov*. Esto sólo sucede cuando la velocidad de la partícula cargada que atraviesa un medio transparente y dieléctrico excede a la velocidad de la luz en dicho medio.

## B.- COLISIONES “FUERTES” ( $b \sim a$ )

Cuando el parámetro de impacto  $b$  es del orden de las dimensiones del átomo, lo que ocurre más comúnmente es que la partícula incidente interacciona con un electrón atómico que es arrancado del átomo y sale con una energía cinética considerable, que es conocido como rayo  $\delta$ .

La probabilidad de que este tipo de interacción ocurra depende del tipo de partícula que incide, y es especialmente diferente para electrones comparados con partículas cargadas pesadas.

Las colisiones “fuertes” son pocas en número comparadas con las colisiones “suaves”, pero la cantidad de energía perdida por la radiación primaria es comparable en ambos procesos.

Es importante mencionar que cuando un electrón sale disparado del átomo debido a una colisión fuerte, habrá emisión de rayos X característicos y/o de electrones Auger, tal y como si hubieran sido dispersados debido a una colisión con un fotón.

## C.- INTERACCIÓN COULOMBIANA CON EL CAMPO EXTERNO DEL NÚCLEO ( $b \ll a$ )

Cuando el parámetro de impacto de una partícula cargada es mucho menor que el radio atómico, las interacciones de tipo coulombiano tienen lugar mayoritariamente en el núcleo. Este tipo de interacción es más importante para electrones y positrones.

En el 2 o 3% de los casos, el electrón es dispersado elásticamente sin emitir un rayo X ni excitar al núcleo. El electrón sólo pierde la cantidad de energía necesaria para satisfacer la conservación del momento en la colisión, por lo que no es un mecanismo a través del cual se transfiere energía al medio absorbente, pero sí es importante en cuanto a los electrones que son dispersados.

En otro 2 o 3% de los casos en que el electrón pasa cerca del núcleo, ocurre una interacción inelástica que da lugar a la emisión de un fotón de rayo X. El electrón no sólo es dispersado en este proceso, sino que cede una fracción importante de su energía cinética al fotón, por lo que se va frenando en el camino. Este tipo de rayos X son conocidos como *radiación de frenado* o *bremstrahlung*, de su origen alemán. El proceso de radiación de frenado es importante en términos de disipación de energía para electrones en un medio con número atómico alto, pero es prácticamente insignificante en



medios con bajo número atómico (como tejido humano) para electrones con energías menores a 10 MeV. Los electrones muy energéticos normalmente pierden poca energía al atravesar el medio, ya que debido a su gran velocidad, el tiempo de interacción con los átomos del medio disminuye.

Otro tipo de interacción que puede ocurrir en este proceso es conocido como *aniquilación en vuelo*, y que ocurre cuando un electrón se encuentra con un positrón antes de ser frenado, por lo que se producen dos fotones con energía cuántica mayor o igual a 0.511 MeV cada uno, donde el excedente de energía proviene de la energía cinética del positrón en vuelo.

Las interacciones con el núcleo sólo se dan para partículas con muy alta energía, por lo que este tipo de interacción no es relevante para este trabajo.

### Poder de frenado

El valor esperado de la razón de pérdida de energía por unidad de longitud de trayectoria  $x$  para una partícula cargada de tipo  $Y$  y energía cinética  $T$ , en un medio con número atómico  $Z$ , es llamado *poder de frenado*,  $(dT/dx)_{Y,T,Z}$ . El poder de frenado está dado típicamente en unidades de MeV/cm o J/m. Dividiendo el poder de frenado por la densidad  $\rho$  del medio absorbente, tenemos el *poder másico de frenado*  $(dT/\rho dx)$ , en unidades típicas de MeV cm<sup>2</sup>/g ó J m<sup>2</sup>/kg.

#### I.- PODER MÁSIKO DE FRENADO POR COLISIÓN

Cabe recordar que el poder de frenado total es el resultado de los diferentes tipos de interacción entre las partículas cargadas y los átomos del medio, por lo que podemos separar al poder de frenado total en dos componentes principales: "poder de frenado por colisión" y "poder de frenado radiativo". El primero de ellos resulta de la pérdida de energía por colisiones suaves y fuertes. Así, el poder de másico de frenado por colisión puede ser escrito como:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c = \left(\frac{dT_s}{\rho dx}\right)_c + \left(\frac{dT_h}{\rho dx}\right)_c \quad (1.19)$$

donde el subíndice  $s$  corresponde al término de colisiones suaves y el subíndice  $h$  al término de colisiones fuertes.

Utilizando la expresión obtenida por Bethe para el término de colisiones suaves así como el término de colisiones fuertes suponiendo que las partículas incidentes son pesadas, con masa mucho mayor que la del electrón, se puede escribir el poder másico de frenado por colisión de la siguiente forma:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c = 0.3071 \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left[ 13.8373 + \ln\left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) - \beta^2 - \ln I \right] \quad (1.20)$$

donde A es el número de masa del blanco, Z el número atómico del blanco, z el número atómico de la partícula incidente y  $\beta = v/c$ , con v la velocidad de la partícula.

Como puede observarse, el poder másico de frenado depende de factores como el cociente Z/A,  $\ln I$  así como de la velocidad y la carga de la partícula, y también de consideraciones relativistas, pero es independiente de la masa de la partícula.

En el caso del factor Z/A, éste disminuye conforme Z aumenta, por lo que el poder másico de frenado por colisión también disminuye. El término  $-\ln I$  también provoca un decremento en el poder de frenado conforme Z aumenta. La proporción de este decremento depende también de la velocidad de la partícula.

Por otro lado, el factor  $1/\beta^2$  fuera del paréntesis implica que el poder másico de frenado crece en proporción a  $1/T$ . El factor  $z^2$  implica que una partícula con el doble de carga que otra partícula con la misma masa y la misma velocidad en el mismo medio, tendrá un poder de frenado 4 veces mayor que la segunda.

## II.- PODER MÁSIKO DE FRENADO RADIATIVO

Sólo los electrones y los positrones son lo suficientemente ligeros para producir una cantidad considerable de radiación de frenado o *bremsstrahlung*. La cantidad de *bremsstrahlung* producida por electrones y positrones queda expresada por el término de poder másico de frenado radiativo  $(dT/\rho dx)_r$ , en unidades de MeV cm<sup>2</sup>/g, que puede escribirse como:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_r = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A} (T + m_0 c^2) \overline{B}_r \quad (1.21)$$

donde la constante  $\sigma_0 = (e^2/m_0 c^2)^2 (1/137) = 5.80 \times 10^{-28}$  cm<sup>2</sup>/átomo, T es la energía de la partícula en MeV, y  $\overline{B}_r$  es función de Z y de T, teniendo un valor de 16/3 para  $T \ll 0.5$  MeV.

La razón entre el poder de frenado por colisión y el poder de frenado radiativo puede ser expresado en la forma

$$\frac{(dT/\rho dx)_r}{(dT/\rho dx)_c} \cong \frac{TZ}{n} \quad (1.22)$$

donde T es la energía cinética de la partícula, Z es el número atómico del medio, y n es una constante que puede tomar valores de 700 o 800 MeV.

Finalmente, como ya se mencionó, el poder másico de frenado total es la suma de los poderes másicos de frenado por colisiones y radiativo.

$$\frac{dT}{\rho dx} = \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c + \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_r \quad (1.23)$$

Para partículas cargadas pesadas, es decir las que tienen una masa mayor que la del electrón,  $(dT/\rho dx)_r \approx 0$ , por lo que  $(dT/\rho dx) = (dT/\rho dx)_c$  casi exactamente.

### Alcance

El alcance  $\mathcal{R}$  de una partícula cargada de una energía y en un medio dados, es el valor esperado de la longitud de trayectoria  $s$  que recorre hasta que se detiene.

También se puede definir el alcance proyectado  $\langle t \rangle$  de una partícula dada con una cierta energía inicial y en un medio dado como el valor esperado de la mayor profundidad de penetración  $t_r$  de la partícula en su dirección inicial.

Ambas cantidades están expresadas en unidades de masa / área (ej. g/cm<sup>2</sup>).

#### A.- Alcance CSDA

Como ya se ha mencionado, se puede definir una cantidad conocida como alcance para una partícula cargada que viaja a través de un medio dado. Otra cantidad similar pero no idéntica que puede definirse es el llamado *alcance CSDA*, que represente el alcance en la aproximación de frenado continuo. En términos del poder de frenado, el alcance CSDA es definido como:

$$\mathfrak{R}_{CSDA} = \int_0^{T_0} \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)^{-1} dT \quad (1.24)$$

donde  $T_0$  es la energía inicial de la partícula. Si  $dT/\rho dx$  está dado en MeV  $\text{cm}^2/\text{g}$  y  $dT$  en MeV, entonces  $\mathfrak{R}_{CSDA}$  está dado en  $\text{g}/\text{cm}^2$ .

Aunque es común encontrar tablas de valores de alcances para electrones y protones en diversos materiales, no es tan común encontrarlas para otras partículas cargadas pesadas. Sin embargo, se puede utilizar la siguiente expresión para calcular el alcance para una partícula cargada pesada a partir de tablas de alcances para protones:

$$\mathfrak{R}_{CSDA} = \frac{\mathfrak{R}_{CSDA}^P M_0}{M_0^P z^2} \quad (1.25)$$

con  $M_0$  la masa en reposo de la partícula cargada pesada,  $M_0^P$  la masa en reposo del protón y  $\mathfrak{R}_{CSDA}$  el alcance del protón, cuya energía es la misma que la de la partícula pesada.

## B.- Alcance proyectado

El alcance proyectado  $\langle t \rangle$  es más fácilmente visualizado en términos de láminas delgadas de medios absorbentes que son golpeados perpendicularmente por un haz de partículas cargadas. En éste caso,  $\langle t \rangle$  puede ser definido como

$$\langle t \rangle \equiv \frac{\int_0^{\infty} t^* t_f(t) dt}{\int_0^{\infty} t_f(t) dt} = \frac{\int_0^{\infty} t \frac{dN(t)}{dt} dt}{\int_0^{\infty} \frac{dN(t)}{dt} dt} = -\frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t^* t_f(t) dt \quad (1.26)$$

donde  $N_0$  es el número de partículas incidentes menos aquellas que se pierden en interacciones nucleares,  $N(t)$  es el número de partículas que penetran una lámina de grosor  $t$  y  $t_f(t) = dN(t)/dt$  es la distribución diferencial de las mayores longitudes de penetración. La figura 1.7 muestra las gráficas típicas de alcance para diferentes tipos de partículas (AT86).

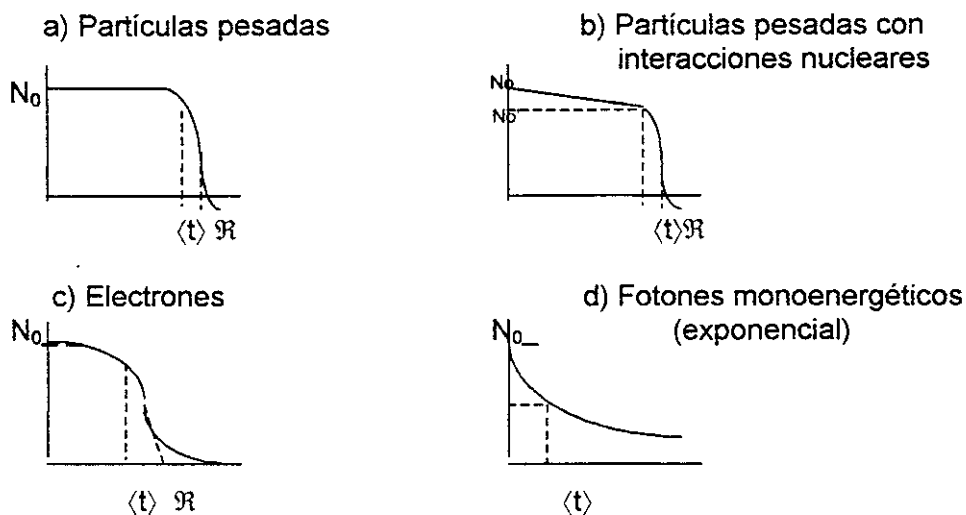


Figura 1.7. Gráficas de alcance típicas para diferentes tipos de partículas

### C.- Alcance del electrón

El alcance CSDA para el electrón puede ser calculado de la ecuación típica para  $\mathcal{R}_{\text{CSDA}}$ , y el alcance proyectado de la misma ecuación que el alcance para partículas cargadas. Debido a efectos de dispersión tanto con el núcleo como con otro electrón, la trayectoria recorrida por un electrón en un cierto medio es muy tortuosa, dando valores para  $t_f(t)$  del orden de  $t = t_{\text{máx}} \approx 2\langle t \rangle$ .

Para medios con baja  $Z$ ,  $t_{\text{máx}}$  es comparable con  $\mathcal{R}$  ó  $\mathcal{R}_{\text{CSDA}}$

## CAPITULO II

### Conceptos básicos

#### I.- DOSIS ABSORBIDA

##### A.- Definición

La cantidad llamada *Dosis absorbida* puede ser definida en términos de otra cantidad llamada *energía impartida*  $\epsilon$ . La energía impartida es la energía que se queda dentro de un volumen dado de materia con masa  $m$  después de que sobre ésta incide radiación ionizante, es decir, aquella radiación con la energía suficiente para ionizar átomos en el material absorbedor.

Así, la energía impartida por radiación ionizante a un volumen  $V$  de materia con masa  $m$  está definido como:

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q \quad (2.1)$$

donde  $(R_{in})_u$  es la energía radiante de las partículas no cargadas que entran a  $V$ ,  $(R_{out})_u$  es la energía radiante de las partículas no cargadas que salen de  $V$ ,  $(R_{in})_c$  la energía radiante de las partículas cargadas que entran a  $V$ ,  $(R_{out})_c$  es la energía radiante de las partículas que salen de  $V$ , y  $\Sigma Q$  es la energía neta que deriva de las conversiones de masa en energía en  $V$  y viceversa ( $m \rightarrow E$  positivo,  $E \rightarrow m$  negativo). De este modo, podemos definir a la dosis absorbida  $D$  en cualquier punto  $P$  dentro de  $V$  como:

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} \quad (2.2)$$

donde  $\epsilon$  es ahora el valor esperado de la energía impartida en el volumen finito  $V$  durante un intervalo de tiempo, siendo  $d\epsilon$  lo mismo para un volumen infinitesimal  $dv$  en un punto  $P$ , y  $dm$  la masa contenida en  $dv$  (Figura 2.1) (AT86).

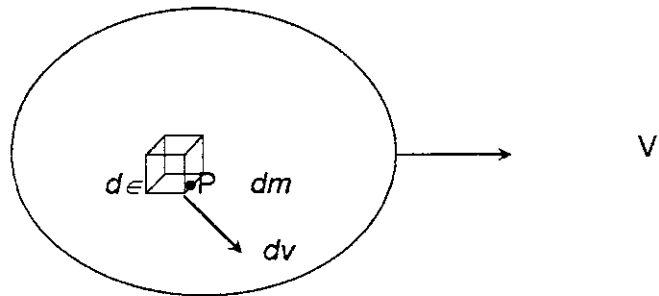


Figura 2.1. Volumen  $dv$  con masa  $dm$  contenido en un volumen  $V$ .

Así, la dosis absorbida  $D$  es el valor esperado de la energía impartida a la materia por unidad de masa en un punto dado, y se expresa en unidades de Gray ó Gy ( 1 Gy = 1 Joule / kg) y en unidades de rad ( 1 rad = 1 cGy). El valor promedio  $D$  de la dosis absorbida a través de un volumen que contiene una masa  $m$  es  $(\epsilon)_e/m$ .  $(\epsilon)_e = Dm$  es también llamado la *dosis integral*, y es expresada en unidades de g\* rad o joules.

Es importante notar que  $D$  representa la energía por unidad de masa que permanece en la materia en un punto  $P$  para producir cualquier efecto atribuible a la radiación. Algunos tipos de efectos son proporcionales a  $D$ , mientras que otro tipo de efectos dependen de  $D$  en una manera más complicada. No obstante, si  $D=0$  no puede haber efectos debidos a la radiación. Consecuentemente, la dosis absorbida es una cantidad muy importante en la física radiológica.

## B.- Rapidez de dosis absorbida

La rapidez de dosis absorbida en un punto  $P$  y en un intervalo de tiempo  $dt$  está dada por

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{d\epsilon}{dm} \right) \quad (2.3)$$

La expresión anterior relaciona la cantidad de dosis que recibe una cierta masa  $m$  con el intervalo de tiempo que transcurrió para que la masa  $m$  recibiera dicha cantidad de dosis.

## II.- AFLUENCIA

### A.- Definición

Consideremos un punto  $P$  dentro de un volumen esférico  $V$  de masa  $dm$ , como se muestra en la figura 2.2. Dicho volumen es irradiado con un haz de partículas conocido, durante un cierto intervalo de tiempo. El haz atraviesa por un círculo de área  $da$  contenido en la esfera (AT86).

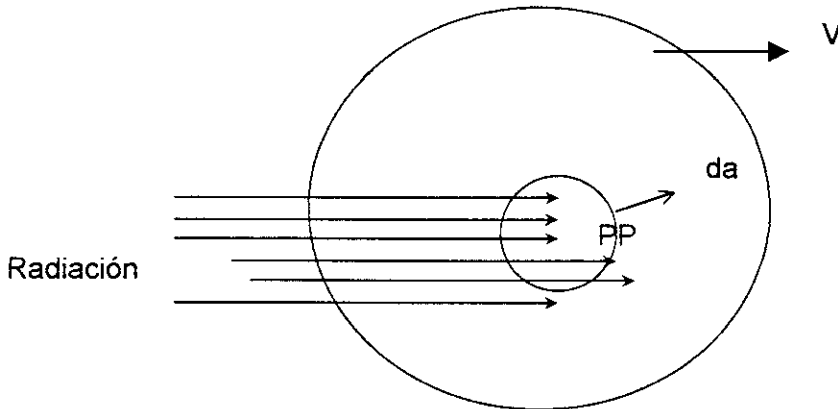


Figura 2.2. Un haz de radiación atraviesa un volumen V y cruza el círculo da.

Supongamos que  $N_e$  es el valor esperado del número de rayos que inciden sobre la esfera finita que rodea al punto P durante un intervalo de tiempo que va de  $t_0$  a  $t$ . Si la esfera es reducida a un punto infinitesimal P con un círculo de área  $da$ , podemos definir la cantidad llamada *afluencia*, denotada por  $\phi$ , como el cociente del diferencial de  $N_e$  por  $da$ :

$$\phi = \frac{dN_e}{da} \quad (2.4)$$

que usualmente se expresa en unidades de  $m^{-2}$  o  $cm^{-2}$ .

La *afluencia* es una cantidad que expresa el número de partículas que atraviesan una superficie dada, sin importar en cuanto tiempo la atravesaron.

### - Equilibrio de partícula cargada

Supongamos que se tiene un material contenido en un cierto volumen  $v$ , y que es irradiado con un haz de radiación uniforme. El haz de radiación que atraviesa por el volumen  $v$  produce radiación secundaria, que está formada por partículas cargadas que pueden salir de  $v$ . Debido a que algunas partículas cargadas salen de  $v$ , parte de la energía incidente en el medio sale de éste, por lo que es difícil calcular con precisión la energía que es depositada. Para solucionar este problema, se rodea al volumen  $v$  con otro medio contenido en un volumen  $V$ , de tal manera que la distancia entre los bordes del volumen  $v$  y el volumen  $V$  estén separados al menos por una distancia igual al alcance máximo de las partículas secundarias, como se muestra en la figura 2.3 (AT86).



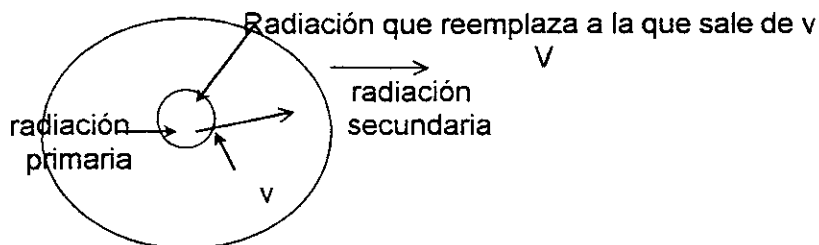


Figura 2.3. Esquema que muestra la forma de conseguir equilibrio de partícula cargada.

El objetivo de rodear al volumen  $v$  con otro medio contenido en  $V$ , es que las partículas producidas por la radiación primaria en  $V$  reemplacen a las partículas secundarias que salen de  $v$ , con la condición de que las primeras son del mismo tipo y energía que las segundas. Esta situación es conocida como equilibrio de partícula cargada, y es muy importante para poder calcular la dosis absorbida en un cierto medio que es irradiado.

Si se cumplen las siguientes condiciones en  $V$ , se puede decir que existe equilibrio de partícula cargada en  $v$ :

- a.- La composición atómica del medio es homogénea.
- b.- La densidad del medio es homogénea.
- c.- Existe un campo uniforme de radiación indirectamente ionizante (es decir, los rayos deben sufrir una atenuación despreciable al pasar a través del medio).
- d.- No hay campos magnéticos o eléctricos inhomogéneos.

Es posible que exista equilibrio de partícula cargada en un cierto volumen sin que se satisfagan las condiciones anteriores, pero bajo ciertas condiciones geométricas. Por ejemplo, en el caso de que el volumen  $v$  sea lo suficientemente grande para que la radiación secundaria no salga de él, por lo que obviamente no se necesita que sean reemplazadas.

Por otro lado, debido a la uniformidad de la radiación así como del medio contenido en  $V$ , puede decirse que el número de partículas cargadas producidas por unidad de volumen en cada intervalo de energía y elemento de ángulo sólido será uniforme en cualquier punto que esté en  $V$ . Las interacciones de neutrones y fotones con el medio resultan en una distribución angular anisotrópica de radiación secundaria dispersada, pero esta anisotropía es homogénea en  $V$ . Esta condición, junto con la uniformidad del medio en el que las partículas cargadas se frenan hasta llegar a  $V$  es suficiente para producir equilibrio de partícula cargada en  $v$ .

## II.- CÁLCULO DE DOSIS ABSORBIDA PARA FOTONES MONOENERGÉTICOS

Bajo condiciones de partícula cargada, que ya se mencionaron, la dosis absorbida en un medio que es irradiado con un haz de fotones monoenergético puede calcularse utilizando la siguiente ecuación:

$$D = \psi^*(\mu_{en} / \rho)_{EZ} \quad (2.5)$$

donde  $(\mu_{en} / \rho)_{EZ}$  es el coeficiente másico de absorción de energía, definido en el capítulo anterior, y  $\psi$  es la afluencia de energía en el punto en el cual se calcula la dosis, y que en el caso de fotones monoenergéticos se define como la afluencia multiplicada por la energía de los fotones.

## III.- CÁLCULO DE DOSIS ABSORBIDA PARA PARTÍCULAS CARGADAS

### A.- Dosis en láminas delgadas

Supongamos que se tiene un haz paralelo de partículas cargadas con energía cinética  $T_0$  que incide perpendicularmente sobre una lámina de número atómico  $Z$ . Supongamos que la lámina es lo suficientemente delgada para afirmar que:

- a.- El poder de frenado por colisión permanece prácticamente constante y característico de  $T_0$ .
- b.- Cada partícula cargada pasa a través de la lámina sin ser desviada de su trayectoria original.
- c.- La energía cinética neta transportada por los rayos  $\delta$  fuera de la lámina es despreciable, ya sea debido a que la lámina es gruesa comparada con el alcance promedio de los rayos  $\delta$  o debido a que la lámina es colocada entre dos láminas del mismo  $Z$  para proveer equilibrio de partícula cargada.

La retrodispersión debe ser ignorada, ya que es insignificante para partículas pesadas, y la energía promedio depositada por los electrones en una lámina delgada es prácticamente la misma independientemente de que sean retrodispersados o transmitidos.

La energía, por  $\text{cm}^2$ , perdida en colisiones por una afluencia  $\phi$  de partículas cargadas de energía  $T_0$  que atraviesan perpendicularmente una lámina de grosor  $\rho t$  ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) es:

$$E = \phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c \rho t \left( \frac{\text{MeV}}{\text{cm}^2} \right) \quad (2.6)$$

donde  $(dT/\rho dx)_c$  (MeV cm<sup>2</sup>/g partícula) es el poder de frenado másico por colisión del medio del que está hecha la lámina, evaluado en  $T_0$  y  $\rho t$  es la longitud de trayectoria de la partícula a través de la lámina.

Así, la dosis absorbida en la lámina puede ser obtenida dividiendo la expresión anterior por la masa por unidad de área de la lámina:

$$D = 1.602 \times 10^{-10} \phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c \text{ Gy} \quad (2.7)$$

donde  $1.602 \times 10^{-10}$  es un factor necesario para obtener el resultado en unidades de Gy (1 Gray = 1 Gy = 1 Joule/ kg). Como puede apreciarse, la dosis es independiente del grosor de la lámina, debido a que las partículas que la atraviesan no pierden la suficiente energía para hacer que el poder de frenado cambie significativamente.

## B.- Dosis promedio en láminas intermedias

En láminas que son lo suficientemente gruesas para hacer que el poder de frenado cambie, es necesario hacer uso de las tablas de alcance CSDA para partículas cargadas en lugar de tablas de poder de frenado para hacer un cálculo de la dosis absorbida.

### 1.- Dosis debida a partículas cargadas

Utilizando las tablas apropiadas de alcance CSDA (g/cm<sup>2</sup>) del haz incidente de partículas cargadas con energía  $T_0$  en el material de interés, es posible conocer la energía que pierden las partículas al atravesar el medio. Conociendo la pérdida de energía de las partículas que atraviesan la lámina, así como la afluencia  $\phi$  de partículas, podemos calcular la dosis absorbida como

$$D = 1.602 \times 10^{-10} \frac{\phi \Delta T \cos \theta}{\rho t} \text{ Gy} \quad (2.8)$$

donde  $\Delta T$  es la energía que las partículas pierden al atravesar la lámina, y  $\theta$  es el ángulo que forma el haz incidente con la perpendicular al plano de la lámina, cuando éste no incide perpendicularmente.

### C.- Dosis promedio en láminas con un grosor mayor que el alcance proyectado de las partículas

Si las partículas cargadas que inciden sobre la lámina no son capaces de atravesarla, la zona que esté más allá del alcance proyectado de las partículas no será irradiada. Si suponemos que una afluencia  $\phi$  (partículas/cm<sup>2</sup>) de partículas con energía  $T_0$  incide sobre la lámina, la energía impartida sobre ésta por cm<sup>2</sup> es igual a la afluencia de energía (exceptuando la corrección por pérdidas radiativas):

$$E = \phi T_0 [1 - Y(T_0)] \quad (\text{MeV/cm}^2) \quad (2.9)$$

donde  $Y(T_0)=0$  para partículas pesadas

Así, la dosis absorbida promedio en la lámina está dada por:

$$\bar{D} = 1.602 \times 10^{-10} \times \frac{\phi T_0}{\rho t} \quad \text{Gy} \quad (2.10)$$

cuando la radiación incidente son partículas cargadas pesadas.

## Conceptos de dosimetría

### I.- DOSIMETRÍA

#### Definición

Estrictamente hablando, podemos decir que la dosimetría se relaciona con la medición de la dosis absorbida o tasa de dosis que resulta de la interacción de la radiación ionizante con la materia. De manera más amplia, la dosimetría se refiere a la determinación de dichas cantidades, que puede ser a través de una medida o de un cálculo, así como de otras cantidades radiológicamente importantes tales como exposición, kerma, fluencia, equivalente de dosis, etc. Desde luego, existen muchos métodos diferentes así como dispositivos para medir dichas cantidades. Los dispositivos que se utilizan para determinar o medir directamente las cantidades radiológicas importantes son denominados *dosímetros*. En general, los dosímetros se utilizan para determinar la dosis absorbida en un cierto medio que ha sido irradiado con una fuente de radiación ionizante, ya sea natural o artificial.

En términos generales, un dosímetro puede ser definido como aquel dispositivo capaz de proveer una lectura o medida de la dosis absorbida en un volumen sensible.

## II.- DOSÍMETROS

Como ya se mencionó, un dosímetro es aquel dispositivo que nos da una medida, ya sea directa o indirecta, de la dosis que ha sido depositada en un medio por la radiación ionizante. Sin embargo, no cualquier dispositivo que sea sensible a la radiación ionizante puede ser utilizado como dosímetro. Para que un material pueda ser utilizado como dosímetro, es necesario que cumpla con las siguientes características:

- a) Que sea estable bajo condiciones ambientales normales.
- b) Simple de manejar.
- c) Fácil de preparar a partir de reactivos y disolventes comunes.

Y que su respuesta a la radiación sea:

- a) Proporcional a la dosis en un amplio intervalo de dosis.
- b) Independiente de la tasa de dosis.
- c) Independiente de la energía de la radiación.
- d) Independiente de factores ambientales.
- e) Reproducible (con una precisión entre un 2 y un 5%).

Desafortunadamente, ningún material conocido hasta ahora cumple con todas las características mencionadas, pero los dosímetros utilizados actualmente cumplen con la mayor parte de ellas.

En general, podemos clasificar a los dosímetros en dos grupos: dosímetros primarios o absolutos y dosímetros secundarios.

### A.- Dosímetros primarios

Los dosímetros primarios o absolutos tienen como característica principal que están diseñados para medir directamente la dosis depositada en su volumen sensible por la radiación ionizante en una muestra de tamaño y composición conocidas. Es decir, los dosímetros primarios nos dan una lectura directa de la dosis absorbida por un cierto material sin necesidad de calibrarlos radiológicamente o compararlos con otra muestra. Entre los dosímetros absolutos se pueden mencionar los calorímetros, las cámaras de ionización y el dosímetro químico conocido como solución Fricke.

## B.- Dosímetros secundarios

Este tipo de dosímetros requieren ser calibrados radiológicamente comparándolos con un dosímetro absoluto, aunque su ventaja es que son más fáciles de manejar que los primeros. Como ejemplos de dosímetros secundarios pueden mencionarse a los dosímetros químicos (con excepción del Fricke), las películas fotográficas, las películas de tinte radiocrómico, cristales termoluminiscentes, etc.

## III.- DOSIMETRÍA CON PELÍCULAS

Las películas o emulsiones fotográficas son dosímetros que pueden medir dosis absorbida en intervalos que van de mrad a Mrads (o decenas de  $\mu\text{Gy}$  a decenas de  $\text{kGy}$ ), sobre períodos de tiempo de microsegundos hasta meses, y sobre áreas que van desde unos cuantos milímetros hasta metros cuadrados.

### A.- El proceso fotográfico fundamental

En las películas fotográficas, el material sensible, conocido como emulsión, consiste en cristales microscópicos de halogenuro de plata (granos) dispersos en una gelatina. La emulsión es generalmente vaciada sobre uno o ambos lados de una película de un acetato de celulosa o poliéster, y en algunas ocasiones un vidrio. La radiación absorbida en cada grano individual forma una imagen latente, que facilita la reducción de los iones positivos de plata a granos de plata bajo algún proceso químico.

La formación de la imagen latente es aquella condición física de cada grano que permite reducir más rápidamente a granos de plata aquellos granos que han recibido radiación respecto a aquellos que no la recibieron. Los experimentos han demostrado que la imagen latente está formada por granos de plata.

Una de las explicaciones más convincentes de este fenómeno por el cual los iones positivos de plata pueden convertirse en granos de plata fue propuesta por Mitchell y colaboradores, quienes argumentan que cuando los cristales de bromuro de plata absorben la radiación, algunos de sus electrones adquieren una energía adicional suficiente para abandonar sus posiciones originales en el átomo, dando como resultado la creación de átomos neutros de bromo. Los electrones dispersados interactúan con los átomos vecinos creando más bromos neutros a su paso, por lo que las posiciones en las que estos átomos neutros estaban localizados también se desplazan dentro del cristal. Este proceso es llamado difusión de "hoyos" positivos. Bajo radiación continua, y por un proceso que actualmente está en debate, una combinación de movimiento de "hoyos" positivos y de  $\text{Ag}^+$  da lugar a la aglomeración de átomos de plata en pequeños cúmulos dentro y sobre la superficie del grano. Estos cúmulos son la imagen latente que, bajo la acción de un proceso subsecuente de revelado simula la conversión de todos los granos a granos de plata.

El proceso de revelado de la imagen no es más que un proceso de amplificación, ya que los pocos átomos de plata que constituyen la imagen latente son multiplicados por un factor del orden de  $10^{10}$  hasta que todos los granos que constituyen la imagen latente son convertidos en plata. Posteriormente, la emulsión es bañada en una solución de ácido acético que frena el desarrollo de más granos de plata bajando el pH de ésta. Los bromuros de plata que no se convirtieron en granos de plata son disueltos por una solución de tiosulfato de sodio. Finalmente, la emulsión se enjuaga con agua y se deja secar en aire. Los pasos posteriores al revelado de la imagen tienen un efecto poco importante en los granos desarrollados.

Existen muchas maneras de cuantificar la dosis absorbida por la película a partir de la cantidad de granos desarrollados. Una de estas maneras se detalla a continuación.

## B.- Densidad óptica

En las emulsiones que se irradian con rayos X el efecto de la radiación es medido en términos de la opacidad a la luz de la película, que se mide normalmente con un densitómetro.

Si se hace pasar luz con intensidad  $I_0$  a través de una película, la *opacidad* de la película se define como  $I_0 / I$ , donde  $I_0$  es la intensidad de la luz que incide sobre la película medida en ausencia de ésta, e  $I$  es la intensidad transmitida a través de la película en una dirección perpendicular a ésta.

La *densidad óptica* (DO) está definida como  $\log_{10}(I_0/I)$ .

Si  $a$  es el área promedio ( $\text{cm}^2/\text{grano}$ ) obscurecida por un sólo grano de plata desarrollado, y  $n$  es el número de granos desarrollados por  $\text{cm}^2$  de la película, entonces se tiene que:

$$I = I_0 e^{-an}$$

y

$$DO = \log_{10} \left( \frac{I_0}{I} \right) = an \log_{10} e = 0.4343an \quad (2.11)$$

siempre que  $n \ll N$ , donde  $N$  es el número de granos de AgBr por unidad de área en la película no irradiada.

Haciendo las siguientes suposiciones adicionales podemos aplicar un modelo simple pero útil:

- a. Los rayos X dan lugar a una afluencia  $\phi$  ( $\text{e}/\text{cm}^2$ ) de electrones secundarios que pasan

perpendicularmente a través de la película.

- b. Un solo electrón que golpee a un grano lo hace desarrollarse.
- c. Todos los granos tienen la misma área proyectada  $a$ , la cual no cambia durante el revelado. Esto es, el área que presentan los granos que son golpeados por un electrón es la misma que el área con la que la luz que incide sobre ellos es atenuada.

En este caso podemos escribir la fracción de granos que son golpeados y desarrollados como

$$\frac{n}{N} \cong a\phi \quad (2.12)$$

Que puede ser sustituido en la ec.(2.18 ) para obtener

$$DO = 0.4343 a^2 N \phi \quad (2.13)$$

De la relación anterior, podemos observar que si la afluencia  $\phi$  es pequeña, entonces la densidad óptica es proporcional a  $\phi$  (y consecuentemente a la dosis) en la emulsión. La DO es también proporcional al espesor de la emulsión, dado que  $N \propto$  espesor. Más aun, la DO es proporcional al cuadrado del área de cada grano, o a la cuarta potencia de su diámetro.

La densidad de la película puede ser expresada también en términos de la *densidad estándar* (DS), definida como:

$$DS = \frac{(DO) - (DO)_f}{(DO)_m - (DO)_f} \quad (2.14)$$

donde (DO) es la densidad óptica de la película irradiada,  $(DO)_f$  la de la película sin irradiar y  $(DO)_m$  es el valor máximo de densidad óptica medido si todos los granos se desarrollan, esto es, si  $n = N$ . En la práctica,  $(DO)_m$  es tomada como el máximo valor de (DO) que es posible medir en el densitómetro utilizado.



#### IV.- PELÍCULAS DE TINTE RADIOCRÓMICO

Las Películas de Tinte Radiocrómico (PTR) tienen la propiedad, como lo indica su nombre, de adquirir una cierta coloración cuando sobre ellas incide radiación ionizante. La manera de cuantificar la dosis absorbida en ellas es midiendo directamente su densidad óptica (DO), al igual que se hace con las emulsiones fotográficas. En este caso, la densidad óptica está relacionada con el desarrollo de centros de color que son generados cuando la radiación ionizante rompe un enlace de una cierta molécula dentro de la película, dando como resultado un rearrreglo de cargas que provoca la coloración. Dentro de un intervalo de dosis, la intensidad del color adquirido desarrollado por la película es proporcional a la dosis absorbida, por lo que su respuesta a la radiación puede definirse de la misma manera que en el caso de las emulsiones fotográficas

Las PTR se fabrican básicamente con un precursor de tinte, que es la sustancia que reacciona cuando la película es irradiada, y una matriz polimérica (plástico) que sólo sirve para dar cuerpo a la película. Existen desde luego, diversas sustancias que sirven como precursor de tinte así como diversos polímeros que se utilizan de acuerdo con las características deseadas. Las diferentes formulaciones incluyen, además del precursor y el plástico, diferentes disolventes, ácidos y plastificantes que mejoran las propiedades ópticas y mecánicas de la película.

En el caso de las PTR tipo F-3, el plástico es el Polivinil-butiral mientras que el precursor del tinte es el cianuro de pararosanilina. El cianuro de pararosanilina está compuesto por moléculas que son enlaces de C-CN. Como resultado de la irradiación, se rompe dicho enlace creando un ión CN negativo y un ión de carbono positivo, lo que ocasiona un rearrreglo de cargas, que da a la película un color rosado característico. Evidentemente, mientras mayor sea la cantidad de radiación que recibe la película, mayor será el número de centros de color creados y por lo tanto la coloración de la película será más intensa.

Respecto a las PTR tipo FWT-60, son fabricadas comercialmente (Far West Technology, Inc. 330 South Kellogg, Goleta, California 93117) y desarrollan un color azul característico cuando son irradiadas, debido a que la matriz polimérica y el precursor son diferentes.

##### A.-Respuesta de las PTR

La respuesta a la radiación de las PTR puede definirse en términos de su densidad óptica. Si la densidad óptica de las PTR es medida con un espectrofotómetro, la respuesta está definida como (BU82):

$$Respuesta = \frac{DO_f - DO_i}{\text{espesor}} = \frac{\Delta DO}{mm} \quad (2.15)$$

donde  $DO_r$  es la densidad óptica de la película después de ser irradiada,  $DO_i$  la densidad óptica antes de ser irradiada, y la diferencia entre ambas se normaliza por el espesor de la película dado en milímetros.

Si lo que se mide es el tono de gris de las películas utilizando un scanner, la respuesta está definida por (ST96):

$$Re\ spuesta = \log\left(\frac{TG_f}{TG_i}\right) / \text{espesor}(mm) \quad (2.16)$$

donde  $TG_r$  es el valor del tono de gris de la película sin irradiar,  $TG_i$  el tono de gris de la película irradiada, y la diferencia entre los logaritmos base 10 de ambas se normaliza por el espesor de la película dado en milímetros.

## B.- El uso de PTR como dosímetros secundarios

Las PTR son dosímetros secundarios, debido a que requieren de una calibración previa a su uso. Desde luego, este tipo de dosímetros ofrece tanto ventajas como desventajas respecto a otro tipo de dosímetros.

Sus principales ventajas son:

- 1) Su resolución espacial, lo que permite medir niveles de dosis absorbida en áreas grandes y pequeñas.
- 2) Su relativamente fácil manejo y lectura.
- 3) Su costo de fabricación relativamente bajo.
- 4) Presentan una respuesta lineal a la radiación en un intervalo muy amplio de dosis.
- 5) Su respuesta no depende de la tasa de dosis.
- 6) Están fabricadas con materiales de número atómico bajo, por lo que interaccionan con la radiación en una forma muy similar a como lo hace el tejido humano.
- 7) La información se mantiene por tiempo largo.

Las principales desventajas que presenta el uso de este tipo de dosímetros son:

- 1) Sensibilidad a la luz ultravioleta.
- 2) Cambios en su respuesta debidos a condiciones ambientales.
- 3) Cambios en su respuesta debidos al tiempo de almacenamiento.
- 4) Que no son reusables.

A pesar de las desventajas que pudieran presentar, las PTR son actualmente uno de los dosímetros más utilizados tanto a nivel industrial como en hospitales y centros de investigación. Es por ello que el interés de este trabajo se centra en estudiar este tipo de dosímetros.

## CAPÍTULO III

### Método Experimental

El objetivo de este experimento es encontrar una expresión analítica que relacione la respuesta de las PTR tipo F-3 a la radiación  $\gamma$  de una fuente de  $^{60}\text{Co}$  con su grosor, así como estudiar la dependencia de los parámetros que intervienen en dicha expresión, que se pueden asociar a la concentración de tinte en las PTR y la dosis. Cabe mencionar que las PTR tipo F-3 fueron fabricadas en el Laboratorio de Dosimetría del Instituto de Física de la UNAM, mientras que las FWT-60 se fabrican comercialmente.

Por otro lado, también se estudian las ventajas y desventajas de medir la densidad óptica de las PTR tipo F-3 y FWT-60 de dos maneras diferentes. Una manera es utilizando un espectrofotómetro y la otra es utilizando un escáner asociado a una PC. Se aprovecha el grosor uniforme de las películas FWT-60 para "simular" diferentes espesores.

Finalmente, se desea estudiar la interacción de partículas cargadas pesadas, en este caso protones, con las PTR tipo F-3.

#### I.-FABRICACIÓN DE LAS PTR TIPO F-3

Como ya se mencionó, las películas de tinte radiocrómico del tipo F-3 fueron fabricadas en el Laboratorio de Dosimetría del Departamento de Física Experimental en el Instituto de Física de la UNAM. Para fabricar una película, se utilizan los reactivos siguientes:

Para la matriz polimérica:

- Polímero: 17 g de Polivinil-butiral (PBV)
- Agente compatibilizante: 0.3 g de ácido cítrico
- Disolvente: 90 cm<sup>3</sup> de alcohol etílico absoluto, grado reactivo analítico, J.T. Baker.

Para el tinte (concentración típica de tinte):

- Precursor del tinte: 0.045 g de cianuro de pararosanilina
- Plastificante: 7.5 cm<sup>3</sup> de dimetil formamida
- Plastificante: 0.35 cm<sup>3</sup> de ftalato de dioctilo
- 0.05 cm<sup>3</sup> de ácido acético glacial

En el caso de los lotes con diferente concentración de tinte, se utilizó la misma formulación y sólo se cambió la cantidad de cianuro de pararosanilina, que en un caso fue de 0.50 g (lote 20+) y en el otro caso se cambió a 0.40 g (lote 20-).

Para formar la matriz polimérica adecuada para estos dosímetros, se mezclan las sustancias mencionadas anteriormente y se agitan durante 24 horas aproximadamente utilizando un agitador magnético para asegurar que el plástico se ha disuelto completamente. Posteriormente, la mezcla del plástico y los disolventes se deja reposar durante 24 horas con el fin de que desaparezcan las burbujas de aire que se formaron durante el proceso de mezclado. Los componentes del tinte se mezclan por separado y se agitan durante unos diez minutos y se vierten en el plástico para mezclarlos y agitarlos durante unos veinte minutos, cuidando que el tinte quede homogéneamente distribuido en el plástico. Finalmente, la mezcla con el plástico y el tinte se deja reposar durante un día.

Es importante que la mezcla anterior sea preparada en un lugar donde no penetre la luz solar, ya que ésta puede activar el tinte de la película antes de ser utilizada.

Posteriormente, la mezcla es vaciada sobre una plancha de vidrio perfectamente pulida y nivelada horizontalmente para que la mezcla se distribuya uniformemente sobre la superficie. Después, se coloca una tapa sobre la plancha a una distancia adecuada entre la tapa y la película. En este caso, la distancia apropiada entre la película y la tapa es de unos 5 cm. Esta distancia es muy importante, ya que se debe lograr una evaporación controlada de los diferentes disolventes en la mezcla, con el fin de mantener una atmósfera de vapores que impida que la película seque demasiado rápido. En condiciones ideales, la película es transparente con un ligero tono amarillento debido al tinte. Cuando las condiciones de secado no son ideales, se puede presentar opacidad en la película, o en algunas ocasiones se presenta el efecto conocido como "cáscara de naranja", que consiste en la formación de pequeños polígonos en la superficie de la película y que le dan un aspecto parecido al de una cáscara de naranja. Este efecto es ocasionado por convección de los vapores dentro de la película.

En este caso, las condiciones ambientales fueron determinantes, ya que durante un periodo prolongado de tiempo se tuvo una humedad relativa alta —de 50% hasta 75%—, lo que ocasionó que todas las películas fabricadas durante ese periodo de tiempo presentaran opacidad o marcas de tensión en diferentes zonas de la película debido a que ésta no se secaba de una manera uniforme. Estos problemas desaparecieron cuando la humedad relativa descendió a niveles de 35% y con una temperatura de aproximadamente 23°C. Las condiciones ambientales de humedad relativa y temperatura fueron registradas con un termohigrógrafo Will Lambercht K G Gotingen, tipo 252.

Bajo las condiciones de humedad y temperatura mencionadas, la película tarda dos días en estar lo suficientemente seca para ser despegada de la plancha. También es importante establecer las condiciones ideales para despegar la película, ya que si se seca demasiado puede romperse en sus partes más delgadas, y si no está suficientemente seca puede deformarse y estirarse al momento de despegarla.

La película, ya despegada, se coloca entre dos aros concéntricos de madera, de modo que uno de los aros rodea al otro, y la película queda sujeta entre ambos, cuidando que no quede arrugada ni demasiado tensa. Ya que ha sido colocada entre los aros, la película es almacenada durante dos o tres días en un lugar oscuro y a temperatura ambiente para que termine de secar y pueda finalmente ser utilizada. Al secar, la película

tiene forma circular, con un diámetro que va de 10 a 20 cm, por lo que se pueden obtener de 200 a 300 piezas de  $1 \text{ cm}^2$  por cada película.

Las películas FWT-60 son fabricadas comercialmente por la compañía Far West Technology, U.S.A., y tienen un espesor uniforme de aproximadamente  $50 \mu\text{m}$ . Estas películas se venden ya cortadas con forma cuadrada de  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ . La matriz polimérica de estas películas es nylon (Elvamide 8061, Dupont) y el precursor de tinte es el cianuro de hexahidroxietil pararosanilina.

## II.-PREPARACIÓN DE LAS PELÍCULAS PARA SER IRRADIADAS

Cuando terminan de secar, las películas F-3 presentan una forma circular que varía de tamaño (entre 5 y 15 cm. de radio), por lo que es necesario cortarlas en cuadrados de  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  para que sean manipulables. Cada película es clasificada escribiendo un número pequeño en una esquina, así como una marca que indique el lote al que pertenece. También se mide el espesor promedio de cada película con un medidor de espesores digital marca Mitutoyo, con una precisión de hasta  $1 \mu\text{m}$ . Para una mayor precisión, el espesor de las películas se mide en varias zonas, de modo que en promedio se tienen de tres a seis medidas de espesor para cada película.

Antes de irradiarlas, se lee la densidad óptica de cada película de dos maneras diferentes. La primera es utilizando un espectrofotómetro Perkin-Elmer Coleman modelo 111, con el cual se mide la densidad óptica de las F-3 a una longitud de onda de  $554 \text{ nm}$ , y para las FWT-60 la longitud de onda se ajusta a  $604 \text{ nm}$ . Para ello se coloca cada película en un contenedor de aluminio que consta de dos mitades que embonan. Ambas mitades tienen forma de prisma rectangular, una de ellas con una saliente en forma cuadrada de  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  en el centro (por ello el tamaño de las películas) con un orificio en forma de elipse prolata, y la otra mitad con una hendidura en forma también cuadrada y con un orificio de la misma forma que la anterior. La película va colocada en la hendidura cuadrada, de modo que al unir las dos mitades se hace embonar la saliente de una con la hendidura de la otra, y la película queda sujeta entre éstas. La figura 3.1 muestra la forma de los contenedores.

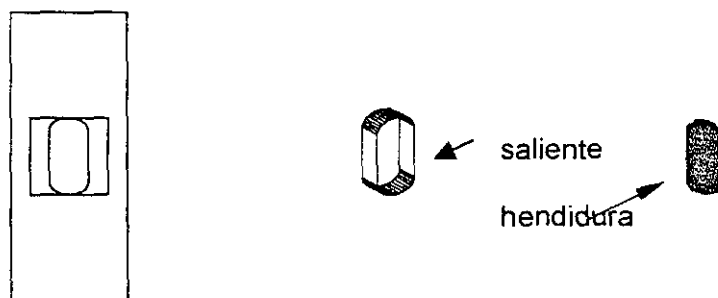


Figura 3.1. Esquema de los contenedores en los que se colocan las películas para leer su densidad óptica en el espectrofotómetro.

Cuatro de estos contenedores se colocan en un portamuestras, que a su vez se coloca dentro del espectrofotómetro. El espectrofotómetro hace pasar un haz de luz de una cierta longitud de onda a través del orificio de cada contenedor, y del otro lado una fotocelda mide la cantidad de luz que es transmitida a través de la película. El espectrofotómetro cuenta con una escala que mide la luz transmitida y otra que mide la luz absorbida, que es la cantidad que nos interesa medir. De esta manera se mide la densidad óptica de las películas. Antes de medir la densidad óptica, debemos ajustar las condiciones en el espectrofotómetro, como son la longitud de onda y la fuente de luz que se va a utilizar. En el caso de las películas tipo F-3, debe ajustarse la longitud de onda en 554 nm, ya que es la longitud de onda a la que la película presenta una mayor absorbancia. En el caso de las FWT-60 la longitud de onda se ajusta a 604 nm. La fuente de luz que se utiliza en ambos casos es una lámpara de Tungsteno que emite luz visible.

La segunda manera de medir la densidad óptica de las películas es con un escáner asociado a una PC. Las películas son escaneadas y la imagen aparece en la pantalla de la computadora gracias a un programa llamado Corel-Photo Paint. Después, con el programa Osiris se mide el tono de gris promedio en la película, el cual está directamente relacionado con la densidad óptica. La escala utilizada en tonos de gris es de 256 para el blanco y 0 para el negro, por lo que los valores de tono de gris de las películas sin irradiar será cercano a 256, mientras que para las películas irradiadas será menor mientras más intenso sea el color.

Ya que se ha medido la densidad óptica de las películas antes de ser irradiadas, se colocan encimadas una sobre otra en paquetes de varias películas. Cada paquete es colocado en una placa de lucita a la que se ha hecho una perforación cuadrada del mismo tamaño que las películas. La placa con las películas se coloca entre dos placas de lucita de 6 mm de espesor, esto con el fin de asegurar que existe equilibrio de partícula cargada (página 23) durante la irradiación. La colocación de las películas se muestra en la figura 3.2.

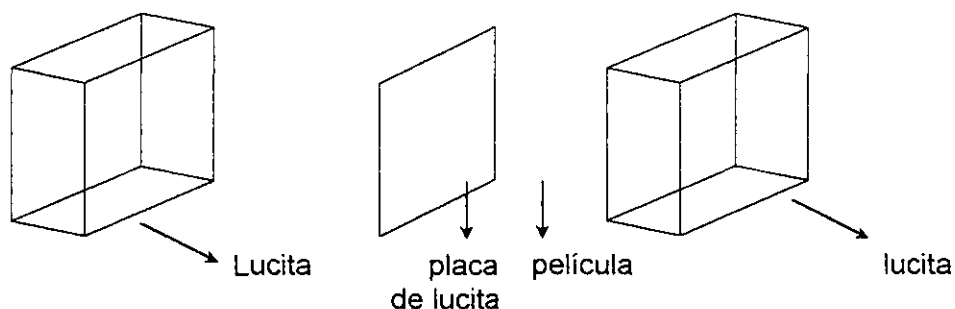


Figura 3.2. Esquema de la colocación de los paquetes de películas para ser irradiados

### III.-IRRADIACIÓN EN EL IRRADIADOR GAMMABEAM 651 PT AECL

Se irradiaron diferentes lotes de PTR tipo F-3, así como un lote de películas FWT-60 en el Gammabeam 651 PT AECL tipo piscina del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. El Gammabeam consiste en un arreglo geométrico en forma de "L" de 15 fuentes de  $^{60}\text{Co}$  de diferentes actividades. Cada fuente tiene forma tubular de aproximadamente 45 cm de altura, y están acomodadas de la siguiente forma.

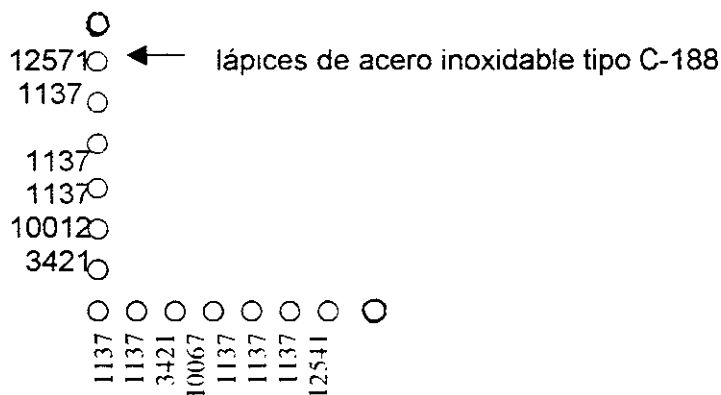


Figura 3.3. Disposición de las fuentes en el Gammabeam. Los números señalan la actividad en Ci en febrero de 1998.

En la figura también se muestra la actividad en Ci de cada barra al mes de febrero de 1998. Cada paquete de películas es colocado en una posición tal que recibe la dosis requerida. La curva de dosis vs. posición se obtuvo haciendo la dosimetría del Gammabeam utilizando solución Fricke, cuya precisión es de 2%.

En el caso de las PTR tipo F-3, básicamente se utilizaron cuatro lotes de diferentes películas. Uno de esos lotes se irradió a una dosis aproximada de 20 kGy, cubriendo un intervalo de espesores entre 15 y 90  $\mu\text{m}$ . Otro lote fue dividido en 4 paquetes de la misma película, de modo que cada paquete fue irradiado a una dosis diferente, en este caso, a dosis de 10, 20, 30 y 40 kGy, cuidando que en cada paquete se cubriera un intervalo amplio de espesores. Finalmente, los dos lotes restantes fueron irradiados a una dosis de 20 kGy junto con el paquete de 20 kGy del lote anterior, con la diferencia de que los tres lotes contenían diferentes concentraciones de tinte.

El lote de películas FWT-60 fue irradiado a una dosis de 4 kGy, debido a que a esa dosis su respuesta es lineal con la cantidad de radiación que reciben. (BU82).



#### IV.-IRRADIACIÓN, EN EL ACELERADOR PELETRÓN, CON PROTONES DE 3.5 MeV.

Un lote de películas tipo F-3 fue irradiado con protones de 3.5 MeV. Esta irradiación se llevó a cabo en el acelerador Peletrón del Instituto de Física de la UNAM. La corriente del haz durante una irradiación es del del orden de nA.

Para irradiar las películas fue necesario cortarlas en pequeñas tiras de aproximadamente 1.5 mm de alto y 4 mm de largo. Se cortaron 12 tiras de F-3 y 4 de FWT-60, cuidando cubrir un intervalo amplio de espesores con las F-3. Las tiras cortadas, se colocaron en una especie de arco hecho de aluminio, como el que se muestra en la figura 3.4.

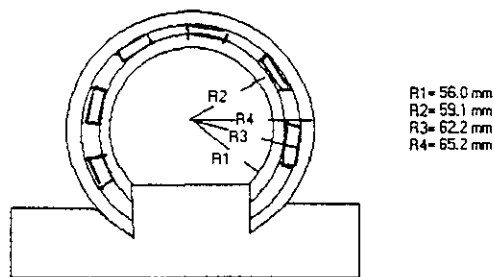


Figura 3.4. Esquema del arco utilizado para irradiar las películas en el Peletrón.

Como se observa, el arco tiene un "surco" en su cara frontal, que es utilizado para colocar ahí las películas. Las películas son colocadas en dicho surco y aseguradas colocando pequeños pedazos de cinta adhesiva en sus extremos. Finalmente, ya que están colocadas todas las películas, se cubre todo el arco con "Mylar" (también conocido como Dacreno o Terylene), que es un material plástico autoadherible. El Mylar se coloca con la finalidad de que si alguna de las películas se despegas, no se salga del arco durante la irradiación, pues queda adherida al Mylar. Es importante hacer notar que el Mylar es lo suficientemente delgado ( $\sim 2$  a  $3 \mu\text{m}$ ) para considerar que los protones no pierden energía al atravesarlo.

Cuando las películas están bien aseguradas, el arco es colocado dentro de la cámara del Peletrón.

El acelerador Peletrón es un acelerador tipo "Tandem", es decir, los iones que van a ser acelerados pasan primero por una diferencia de potencial que las atrae, y posteriormente atraviesan una diferencia de potencial que las repele, de modo que las partículas son doblemente aceleradas. En este caso, lo que ocurre es que átomos de Hidrógeno son extraídos de un contenedor. Después, se inyecta un electrón al átomo, de modo que éste queda con carga negativa. Debido a que el potencial del acelerador es positivo, el átomo con carga negativa es atraído durante un cierto tiempo. Después, los electrones del átomo

son arrancados, por lo que sólo queda un protón, que ahora será repelido por el potencial positivo, por lo que será doblemente acelerado. El haz de protones que sale del acelerador es colimado y enviado a un blanco de oro. En nuestro caso, el blanco de Au tenía un espesor de  $1.93 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$ . El blanco de Au se utiliza con el fin de aprovechar la dispersión de Rutherford que sufren las partículas cargadas al incidir sobre éste, de modo que se obtiene un "cono" de partículas que llegan al arco con la misma energía y la misma afluencia.

Dentro de la cámara de dispersión RBS del Peletrón, están contenidos el blanco de Au y el arco con las PTR tipo F-3, así como un Detector de Barrera Superficial (DBS), el cual puede ser colocado en posiciones diferentes para medir bajas o altas fluencias, y una copa de Faraday. En nuestro caso, fue necesario prescindir del detector debido a que la rapidez de afluencia que utilizamos fue demasiado alta, y se corría el riesgo de que el detector no alcanzara a contar todas las partículas que llegaban a él. El arreglo experimental dentro de la cámara se aprecia como lo muestra la figura 3.5.

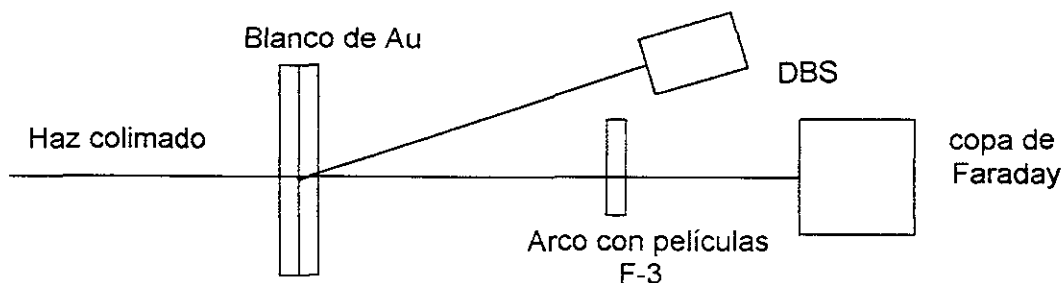


Figura 3.5. Arreglo experimental para irradiar con protones en interior de la cámara del Peletrón.

El DBS se utiliza para medir el flujo de partículas dispersadas a un cierto ángulo, de modo que nos es posible conocer el flujo de partículas que incide sobre las películas por medio de la siguiente relación:

$$\frac{\varphi(\theta_i)}{\varphi(\theta_{DBS})} = \frac{\text{sen}^4(\theta_{DBS}/2)R_{DBS}^2}{\text{sen}^4(\theta_i/2)R_i^2} \quad (3.1)$$

donde  $\varphi(\theta_i)$  es el flujo de partículas a un ángulo  $\theta_i$ ,  $\varphi(\theta_{DBS})$  es el flujo de partículas a un ángulo  $\theta_{DBS}$  que hace el DBS respecto a la dirección original del haz incidente,  $R_{DBS}$  y  $R_i$  son las distancias del DBS y las películas al blanco de Au.

Por otra parte, es necesario calcular la energía real con la que los protones inciden sobre las películas, ya que evidentemente pierden energía al atravesar el blanco de Au. La energía calculada con la que los protones llegan a las películas es de 3.418 MeV. Para calcular dicha energía, se considera que las partículas atraviesan la primera mitad del blanco de Au sin ser desviadas, y se calcula la energía  $E_1$  con la que saldrían de esa primera mitad. La energía  $E_1$  se multiplica por un factor K conocido como factor cinético de pérdida de energía, y que está dado por (AV98):

$$K = \left( \{ (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} + M_1 \cos \theta_i \} / (M_1 + M_2) \right)^2 \quad (3.2)$$

donde  $M_1=1$  (masa del protón),  $M_2=197$  (masa del Au) y  $\theta_i= 35^\circ$ . Después se considera que la partícula es dispersada cuando entra en la segunda mitad del blanco, y se calcula la distancia que recorre la partícula así como la energía con la que sale del blanco  $E_2$ , de modo que finalmente la energía con la que sale la partícula es  $E_3 = 3.418$  MeV. (AV98).

La figura 3.6 muestra la distancia existente entre el arco con las PTR y el blanco de Au, así como el ángulo de las partículas dispersadas que llegan a las películas.

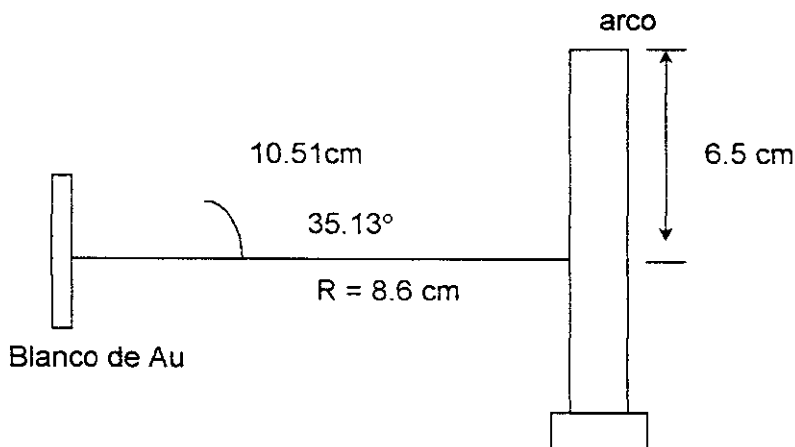


Figura 3.6. El arco y el blanco de Au dentro de la cámara del Peletrón.

Como se observa, el ángulo que forman las partículas que inciden sobre las PTR es de  $35^\circ$  respecto a la dirección perpendicular al plano del arco. Dicho ángulo fue elegido en función de la afluencia necesaria y con la finalidad de que la variación en esta debida a la diferencia de posición angular entre el borde superior y el borde inferior de las películas no fuera mayor que 10%, pues la afluencia de partículas varía en función del ángulo de dispersión como  $N(0)/\sin^4(\theta/2)$ , donde  $N(0)$  es la máxima afluencia de partículas, que corresponde a la afluencia cuando las partículas salen perpendicularmente del blanco, y  $\theta$  es el ángulo de dispersión de las partículas respecto a la dirección original del haz. En nuestro caso, la variación de la afluencia debida a la posición angular entre el borde superior e inferior de las películas no es mayor al 6%.

El tiempo de irradiación en el Peletrón fue calculado estimando que las películas más delgadas ( $\sim 20 \mu\text{m}$ ) recibieran una dosis de aproximadamente 10 kGy (ecuación 2.11), lo que implica una afluencia de  $5.3 \times 10^{11}$  protones/cm<sup>2</sup> en las películas.

## DETERMINACIÓN DE LA RESPUESTA DE LAS PELÍCULAS

Finalmente, ya que se han irradiado las películas hay que esperar 24 hrs para leer su densidad óptica, ya que ese es el tiempo que las películas tardan en desarrollar completamente su color. En el caso del lote de PTR tipo F-3 irradiado a una dosis de 20 kGy así como de las FWT-60, se mide su densidad óptica tanto en el espectrofotómetro como en el escáner. La densidad óptica de los demás lotes de películas F-3 se midió solamente en el escáner, debido a su resolución espacial, como se explica más adelante.

En el caso de las FWT-60, la densidad óptica medida tanto en el escáner como en el espectrofotómetro es el promedio de la densidad óptica en toda la película. Para observar el efecto de la interacción de la luz del escáner y del espectrofotómetro con los centros de color presentes en las FWT-60, se formaron paquetes de 1,2,3,4,5 y 6 películas encimadas, con el fin de simular diferentes espesores, y aprovechando la uniformidad de espesor que presenta este tipo de películas, se midió su densidad óptica tanto en el espectrofotómetro como en el escáner antes y después de irradiarlos. Los paquetes de películas se formaron cuidando que quedara la menor cantidad de aire posible entre ellas, para evitar reflexiones de la luz al pasar de un medio a otro (en este caso de la película al aire).

Por el contrario, en el caso de las F-3, debido a que el espesor en una sola película puede variar drásticamente (variaciones hasta de 100  $\mu\text{m}$ ), es necesario medir la densidad óptica en diferentes zonas de cada película. Por este motivo, la densidad óptica de todos los lotes de películas F-3 se midió en el escáner, pues se tiene una resolución espacial que nos permite apreciar las zonas de diferente densidad óptica.

Para medir la densidad óptica de las F-3 en el escáner, se utilizó el programa Osiris, que nos permite marcar en la pantalla de la computadora las regiones de diferente densidad óptica, de manera que el mismo programa nos da el valor del tono de gris en cada región que se marque en la película. Además de medir el tono de gris, se mide el tamaño en píxeles de cada región, de modo que conociendo la equivalencia entre píxeles y centímetros, se pueden dibujar las zonas de diferente tono de gris en cada película. En este caso, se tiene que 1cm equivale aproximadamente a 118 píxeles. Es importante mencionar que el programa Osiris se utiliza bajo condiciones y parámetros ya establecidos, como son el nivel de filtro azul, verde y rojo, así como el número de píxeles en los que se escanea la imagen. Dichas condiciones son las mismas cada vez que se escanea una película.

Ya que se marcaron las zonas de diferente tono de gris en cada película, se mide el espesor en varios puntos de cada zona y se les asocia un espesor promedio. Con esto lo que se logra es tener un valor de respuesta para cada valor del espesor en una película y por lo tanto una menor incertidumbre en los puntos experimentales.

Ya que se conocen los valores de tono de gris y de densidad óptica de cada película, se determina su respuesta individual, que se define como (BU82)  $R = ((DO_f - DO_i) / \text{espesor (mm)})$  cuando la densidad óptica se mide en el espectrofotómetro, con  $DO_i$  el valor de densidad óptica de la película sin irradiar y  $DO_f$  el valor de densidad óptica de la película irradiada, y la diferencia entre éstas se normaliza por el espesor de la película dado en

mm. Cuando se utiliza el escáner, la respuesta se define como (ST96)  $R = \text{Log}_{10} ( \text{TGf} / \text{TG} / \text{espesor (mm)} )$ , donde TGf es el valor de tono de gris de la película sin irradiar y TG el valor de tono de gris de la película irradiada, normalizados por el espesor de la película en mm. Dado que el interés de este trabajo es analizar la dependencia de la respuesta de las PTR con su espesor, las definiciones de respuesta que se utilizarán de aquí en adelante son  $R_e = \text{DO}_f - \text{DO}_i$  cuando se mide la densidad óptica en un espectrofotómetro y  $R_s = \text{Log} (\text{TG}_f / \text{TG})$  cuando se mide el tono de gris de la película en un escáner.

Finalmente, se grafican los valores de  $R_e$  y  $R_s$  vs. espesor de cada lote de películas y se busca la curva que mejor describa el comportamiento de los puntos experimentales. La curva obtenida de las gráficas de respuesta vs. espesor nos dará una expresión analítica que describa la relación existente entre la respuesta de las PTR y su espesor, así como la forma en que varían los parámetros que intervienen en dicha expresión en función de la dosis y de la concentración de tinte en las F-3.

También se grafican los valores de respuesta determinados con el espectrofotómetro contra los valores de respuesta determinados con el escáner, con el fin de comparar ambos métodos.

## CAPÍTULO IV

### Resultados

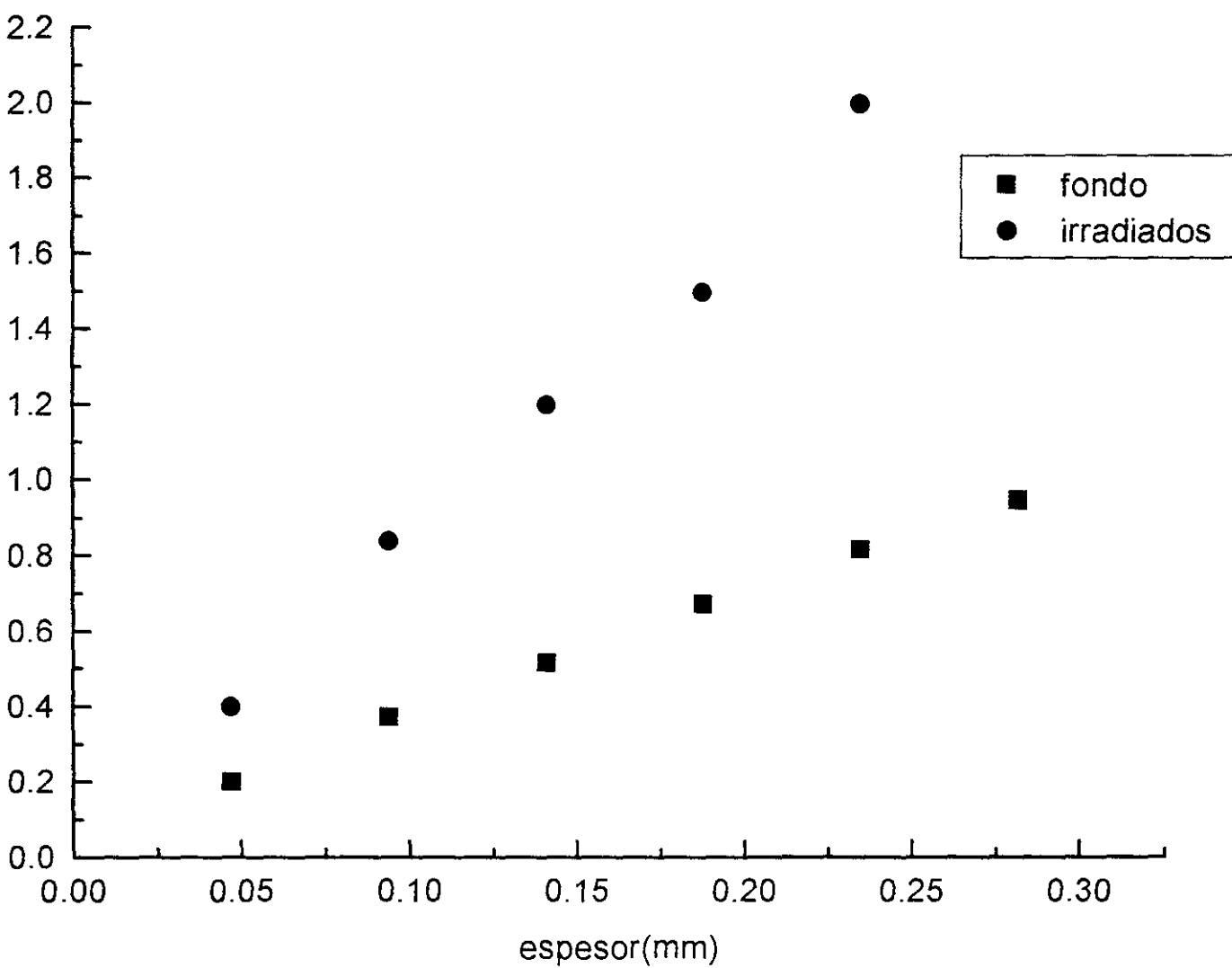
#### - Comparación entre medidas de densidad óptica utilizando el espectrofotómetro y el escáner

La gráfica 1 muestra la comparación entre las medidas de densidad óptica de las películas irradiadas y sin irradiar medidas en el espectrofotómetro, en función del espesor, para el lote de películas FWT-60, en paquetes de 1 a 6 películas apiladas para simular espesores diferentes. En la gráfica 2 se muestra también la comparación entre las medidas de densidad óptica de las películas irradiadas y sin irradiar medidas en el escáner, en función del espesor.

La gráfica 3 muestra la comparación entre las medidas de densidad óptica de las películas irradiadas y sin irradiar leídas en el espectrofotómetro y en el escáner. Se grafican los valores de  $\log_{10}(TG)$  vs. DO.

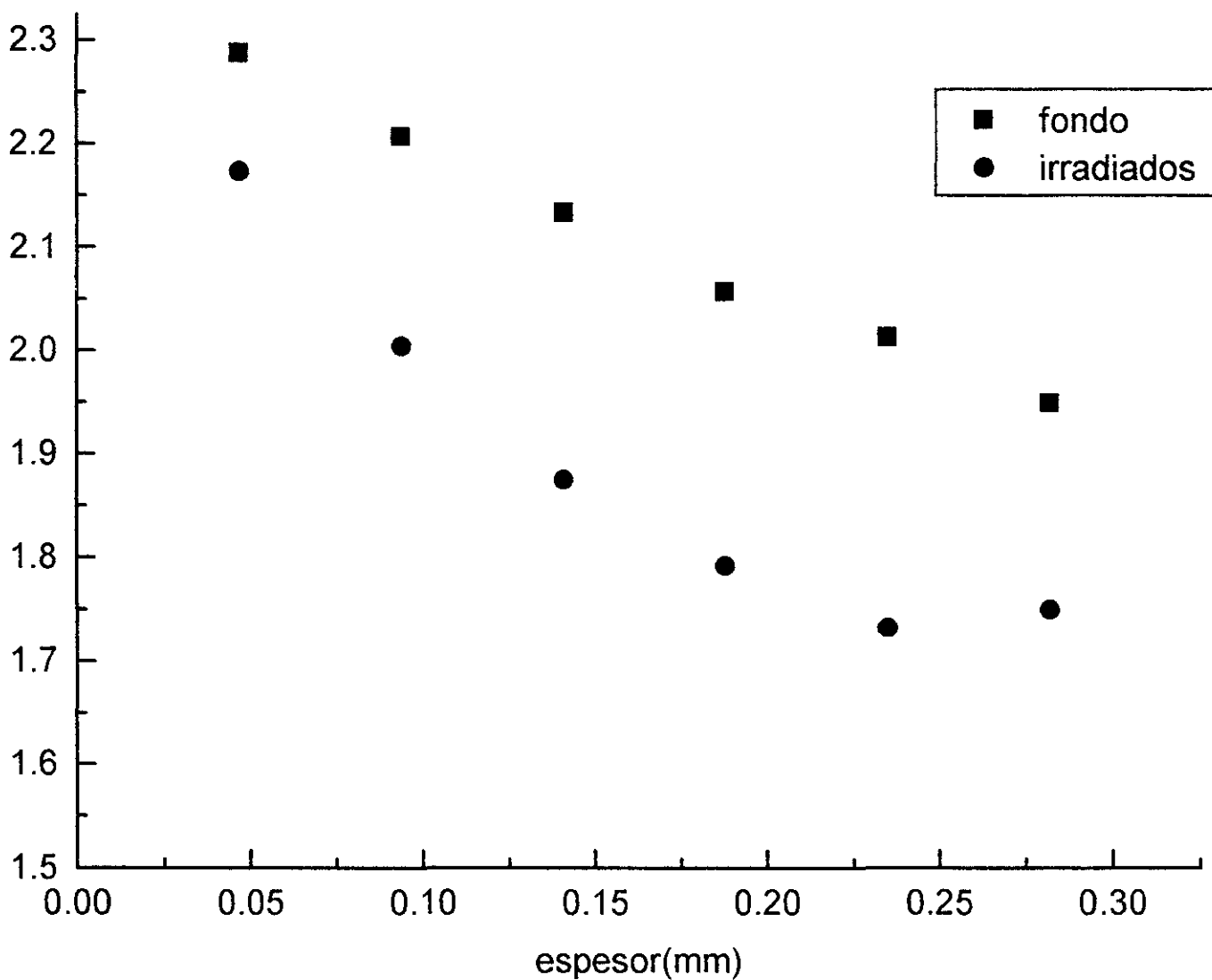
Como se observa en la gráfica 3, la diferencia entre los valores de TG es cada vez menor para medidas hechas en el escáner, lo que implica que hay una saturación, que no ocurre con las medidas hechas en el espectrofotómetro. Sin embargo, el escáner tiene una resolución espacial que nos permite asignar un valor de respuesta a cada valor de espesor de las películas, por lo que se utilizó sólo el escáner para determinar la respuesta de las PTR tipo F-3

# GRAFICA 1



Gráfica 1. Comparación entre medidas de densidad óptica de las películas FWT-60 irradiadas y sin irradiar.

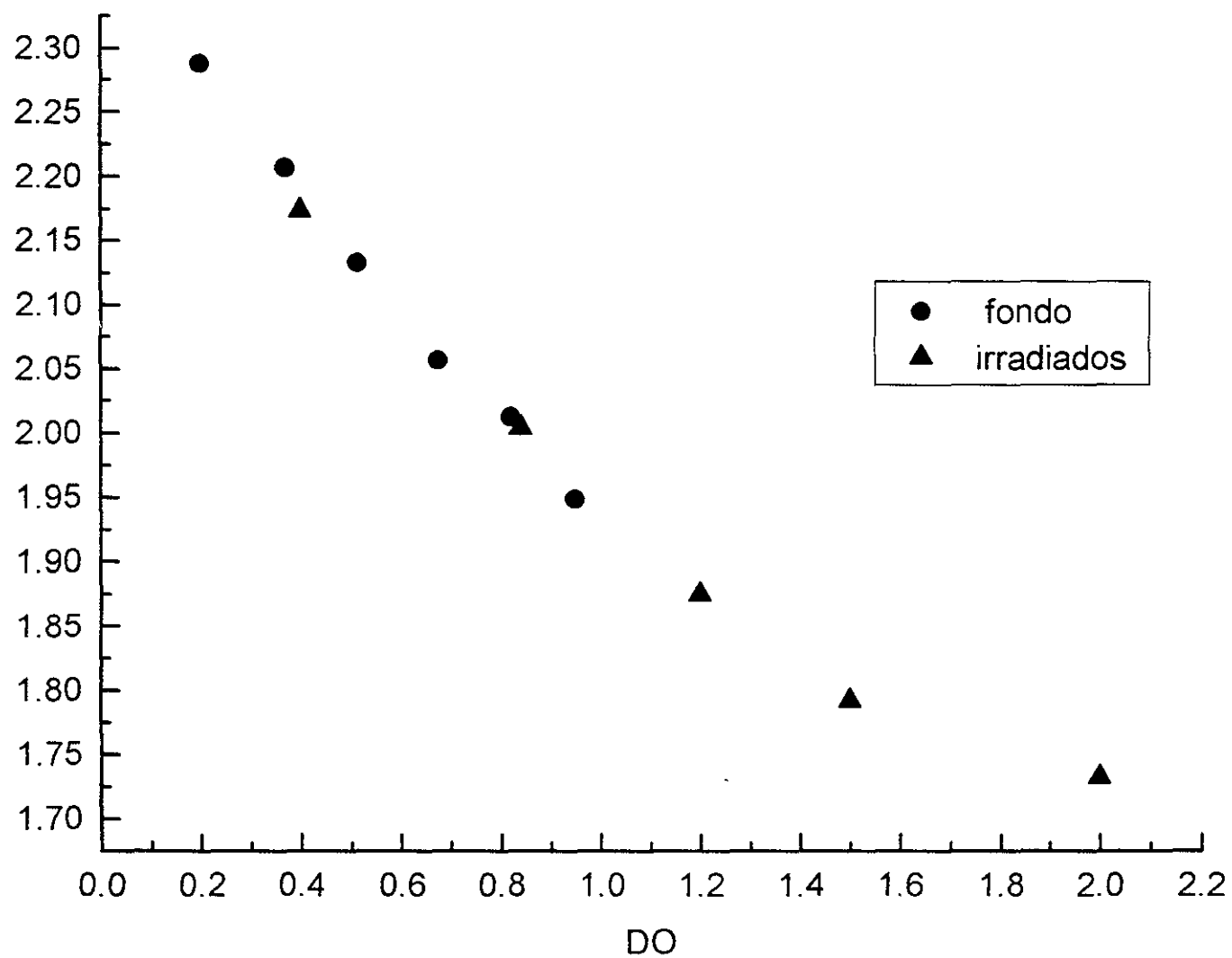
## GRAFICA 2



Gráfica 2. Comparación entre los valores de  $\log(TG)$  para las películas FWT-60 irradiadas y sin irradiar.



## GRAFICA 3



Gráfica 3. Comparación entre las medidas de densidad óptica y de log (TG) para las películas FWT-60 irradiadas y sin irradiar.

## - Dependencia de la respuesta de las PTR, con su espesor

La tabla 1 muestra de manera resumida el tipo de estudio que se llevó a cabo con los dos tipos de películas (FWT-60 y F-3), mostrando para cada tipo de película la dosis a la que fue irradiada, el tipo de radiación, lo que se estudia y la gráfica correspondiente.

Lote	Tipo	Espesor ( $\mu\text{m}$ )	Dosis (kGy)	Radiación	Estudio	Gráfica
-	FWT-60	47	4	$\gamma$	Dependencia de $R_e$ y $R_s$ con el espesor	4 y 5
1	F-3	variable	10	$\gamma$	Dependencia de $R_s$ con el espesor	6
2	"	"	20	$\gamma$	"	7
3	"	"	30	$\gamma$	"	8
4	"	"	40	$\gamma$	"	9
5	"	"	20 (la más delgada)	Protones de 3.5 MeV	"	10

Tabla 1, tipo de película, lote, dosis, tipo de radiación y estudio que se llevó a cabo.

Las gráficas 4 y 5 muestran los valores de  $R_e$  y  $R_s$  como función del espesor para el mismo lote de películas FWT-60, irradiadas a 4 kGy. Para la gráfica 4, se aprecia una dependencia lineal de  $R_e$  con el espesor, por lo que se ajustó a los puntos experimentales una recta de la forma  $R_e = A + B \cdot x$ . Para  $R_s$  se aprecia una dependencia no lineal con el espesor, ajustándose una curva de la forma  $R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$ . La tabla 2 muestra los valores óptimos de los parámetros de ambas curvas.

Gráfica	Curva ajustada	Valor de los parámetros
4	$R_e = A + B \cdot x$	$A = -0.01 \pm 0.04$ $B = (4.9 \pm 0.2) \text{mm}^{-1}$
5	$R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$	$N_0 = 0.31 \pm 0.02$ $\alpha = (11 \pm 2) \text{mm}^{-1}$

Tabla 2. Curva ajustada y valores óptimos de los parámetros para las gráficas 4 y 5.

Para las películas tipo F-3 (gráficas 6 a 9) se grafican los valores de  $R_s$  como función del espesor, para valores de dosis de 10, 20, 30 y 40 kGy. En éste caso sólo se obtuvieron los valores de  $R_s$  debido a que el scanner ofrece una resolución espacial que no ofrece el espectrofotómetro, lo que nos permite asociar un valor de respuesta a cada valor de espesor. La tabla 3 muestra los valores de los parámetros óptimos de cada ajuste de las gráficas 6 a 9.

<b>Gráfica</b>	<b>Dosis (kGy)</b>	<b>Tipo de línea</b>	<b>Curva ajustada</b>	<b>Valor de los parámetros</b>
6	10	—————	$R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$	$N_0 = 0.44 \pm 0.04$ $\alpha = (9 \pm 1) \text{mm}^{-1}$
		- - - - -	$R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$	$N_0 = 0.40 \pm 0.01$ $\alpha = (11 \pm 1) \text{mm}^{-1}$
		- - - - -	$R_s = A + B \cdot x$	$A = 0.03 \pm 0.01$ $B = 2.6 \pm 0.1 \text{mm}^{-1}$ $R = 0.993$
		.....	$R_s = A + B \cdot x$	$A = 2.2 \times 10^{-6}$ $B = 4.15 \pm 0.04$ $R = 0.999$
7	20	—————	$R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$	$N_0 = 0.47 \pm 0.02$ $\alpha = (16 \pm 2) \text{mm}^{-1}$
		- - - - -	$R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$	$N_0 = 0.48 \pm 0.01$ $\alpha = (15 \pm 1) \text{mm}^{-1}$
		- - - - -	$R_s = A + B \cdot x$	$A = 0.04 \pm 0.01$ $B = (4.6 \pm 0.2) \text{mm}$ $R = 0.987$
		.....	$R_s = A + B \cdot x$	$A = 0.002 \pm 0.003$ $B = 6.3 \pm 0.2 \text{mm}^{-1}$ $R = 0.997$
8	30	—————	$R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$	$N_0 = 0.42 \pm 0.02$ $\alpha = (27 \pm 3) \text{mm}^{-1}$
		- - - - -	$R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$	$N_0 = 0.46 \pm 0.01$ $\alpha = (24 \pm 1) \text{mm}^{-1}$
		- - - - -	$R_s = A + B \cdot x$	$A = 0.06 \pm 0.01$ $B = 4.6 \pm 0.2 \text{mm}^{-1}$ $R = 0.983$
		.....	$R_s = A + B \cdot x$	$A = 0.001 \pm 0.004$ $B = (10 \pm 1) \text{mm}^{-1}$ $R = 0.987$
9	40	—————	$R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$	$N_0 = 0.41 \pm 0.02$ $\alpha = (40 \pm 3) \text{mm}^{-1}$
		- - - - -	$R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$	$N_0 = 0.44 \pm 0.01$ $\alpha = (35 \pm 3) \text{mm}^{-1}$
		- - - - -	$R_s = A + B \cdot x$	$A = 0.11 \pm 0.001$ $B = 5.2 \pm 0.3 \text{mm}^{-1}$ $R = 0.964$
		.....	$R_s = A + B \cdot x$	$A = 0.001 \pm 0.003$ $B = 11.8 \pm 3 \text{mm}^{-1}$ $R = .998$

Tabla 3. Muestra los valores de los parámetros de las diferentes curvas ajustadas a los datos experimentales de las gráficas 6 a 9.

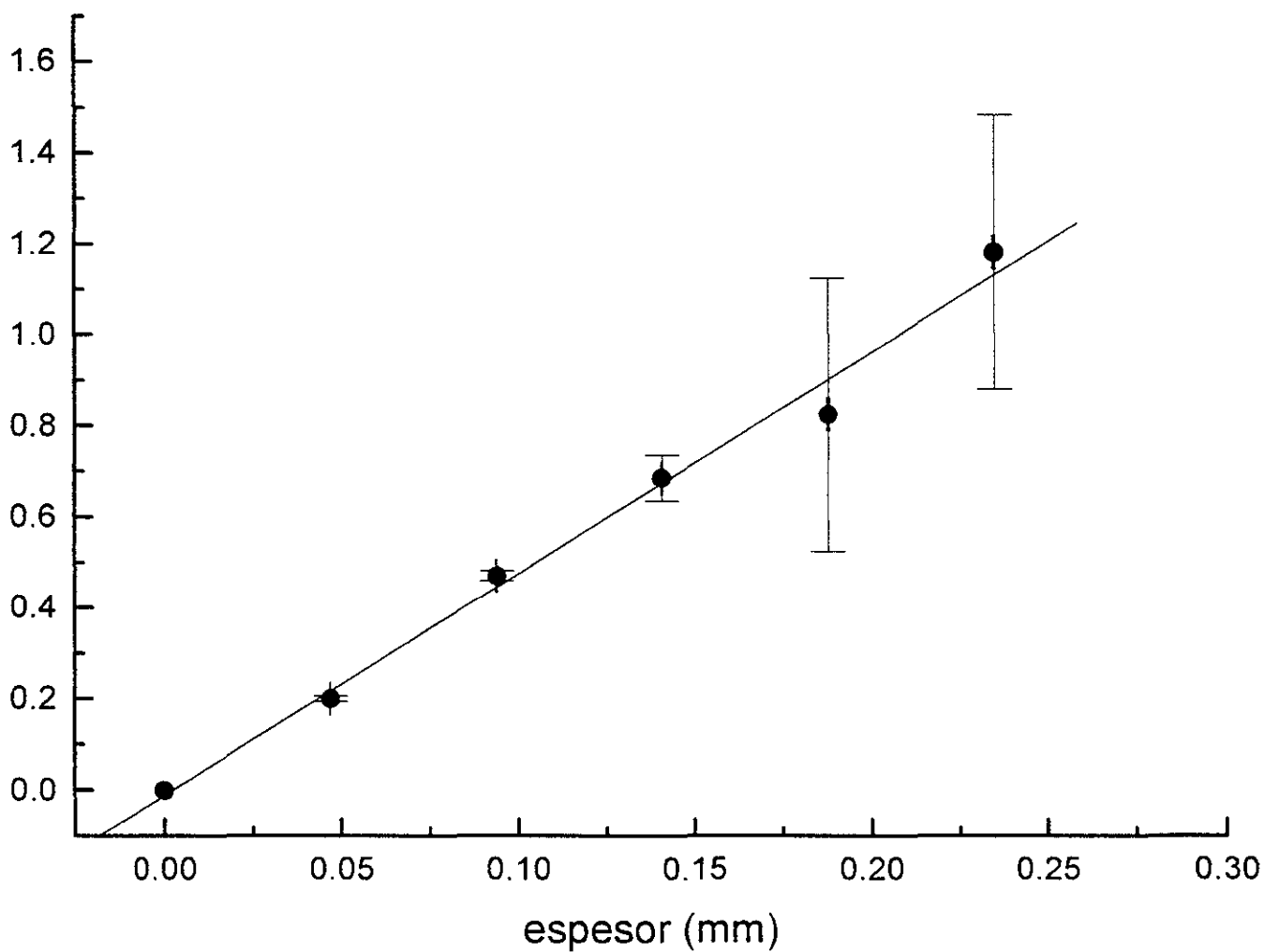
En las gráficas 6 a 9 se aprecia una dependencia de  $R_s$  con el espesor de la forma  $R_s = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$ , así como cuatro curvas ajustadas a los puntos experimentales. La línea continua corresponde a la curva ajustada a los puntos experimentales quitando el último punto, debido a que su gran incerteza en el espesor podría generar un ajuste que no fuera representativo de los puntos experimentales con menor incerteza. La línea segmentada corresponde a la curva ajustada cuando se toman en cuenta todos los puntos experimentales y el (0,0), con el fin de "forzar" al ajuste a pasar por un punto que rigurosamente debiera ser experimental, es decir, a  $D = 0$  kGy,  $R_s = 0$ . Los dos ajustes anteriores se hicieron con la finalidad de compararlos y establecer cuál sería el ajuste que mejor representa a los puntos experimentales. En el caso de la línea con segmentos y puntos y la línea punteada, corresponden a una recta ajustada a los puntos experimentales con espesor  $\leq 60 \mu\text{m}$  y a una recta ajustada a los puntos con espesor  $\leq 30 \mu\text{m}$ , respectivamente. El objetivo de ajustar rectas a los puntos entre 0 y 30 y entre 0 y 60  $\mu\text{m}$  es el de saber hasta qué valor de espesor de las películas puede considerarse una dependencia lineal de la respuesta.

La gráfica 10 muestra los valores de  $R_s$  como función del espesor para las películas F-3 irradiadas con protones de 3.5 MeV. La gráfica 10-2 muestra la respuesta  $R_s$  como función de la dosis relativa en cada película. El cálculo de la dosis en las películas se hizo utilizando las ecs. 2.7, 2.8 y 2.9.

Aunque no se ajustó alguna curva a ninguna de las dos gráficas, se observa un comportamiento similar de los puntos experimentales, que es incluso parecido al de una curva del tipo  $R = N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$ , aunque no pueden compararse, ya que las curvas de éste tipo (como las que se ajustan a las películas irradiadas con  $^{60}\text{Co}$ ) están definidas para una dosis única, y en este caso, como ya se mencionó, la dosis es diferente para cada película, ya que depende de su espesor.

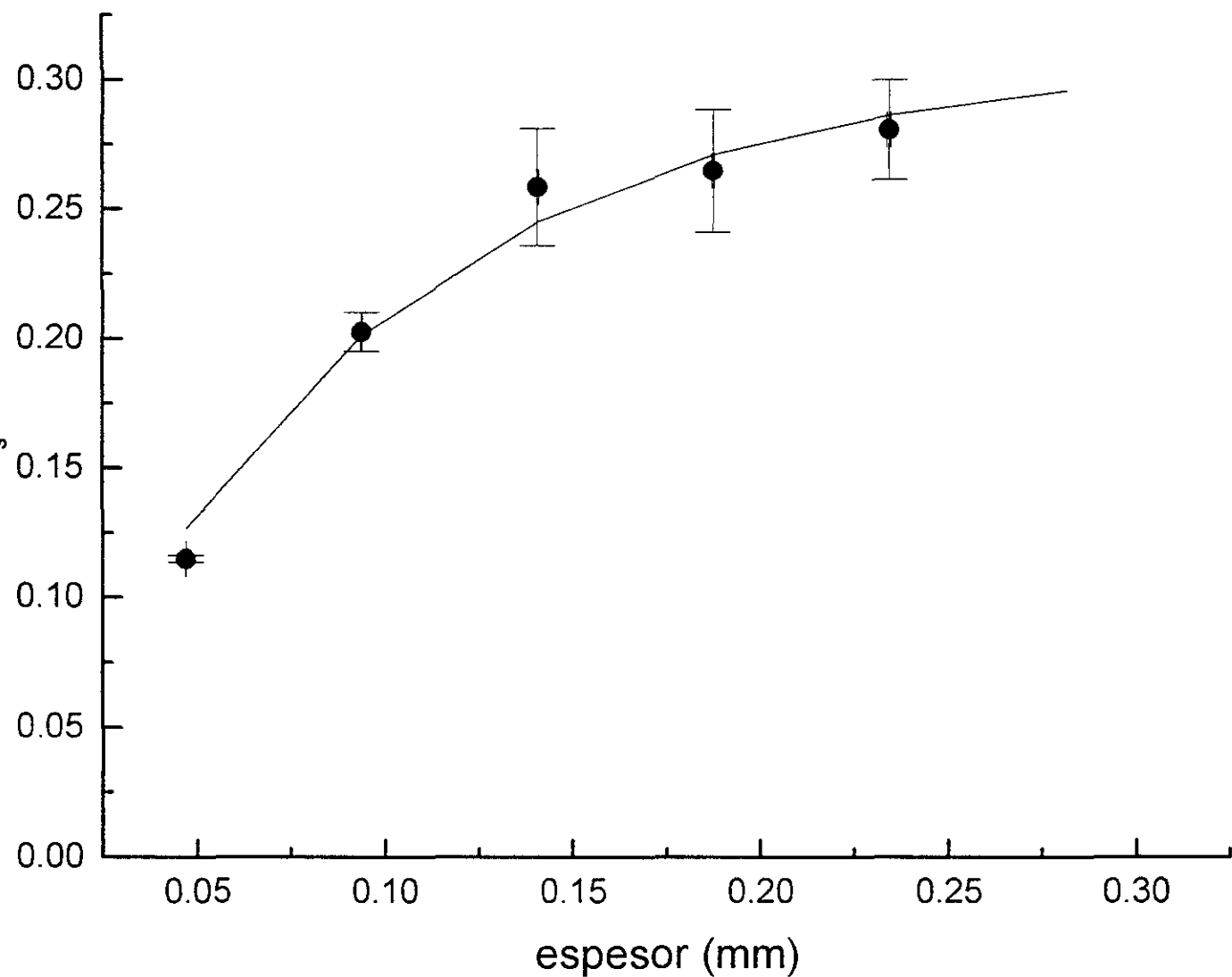
En la gráfica 10 puede observarse que el último punto experimental tiene un valor de respuesta menor que los tres anteriores, y en la gráfica 10-2 se observa que los dos últimos puntos experimentales tienen valores de respuesta diferente, aunque hayan recibido la misma dosis.

## GRÁFICA 4



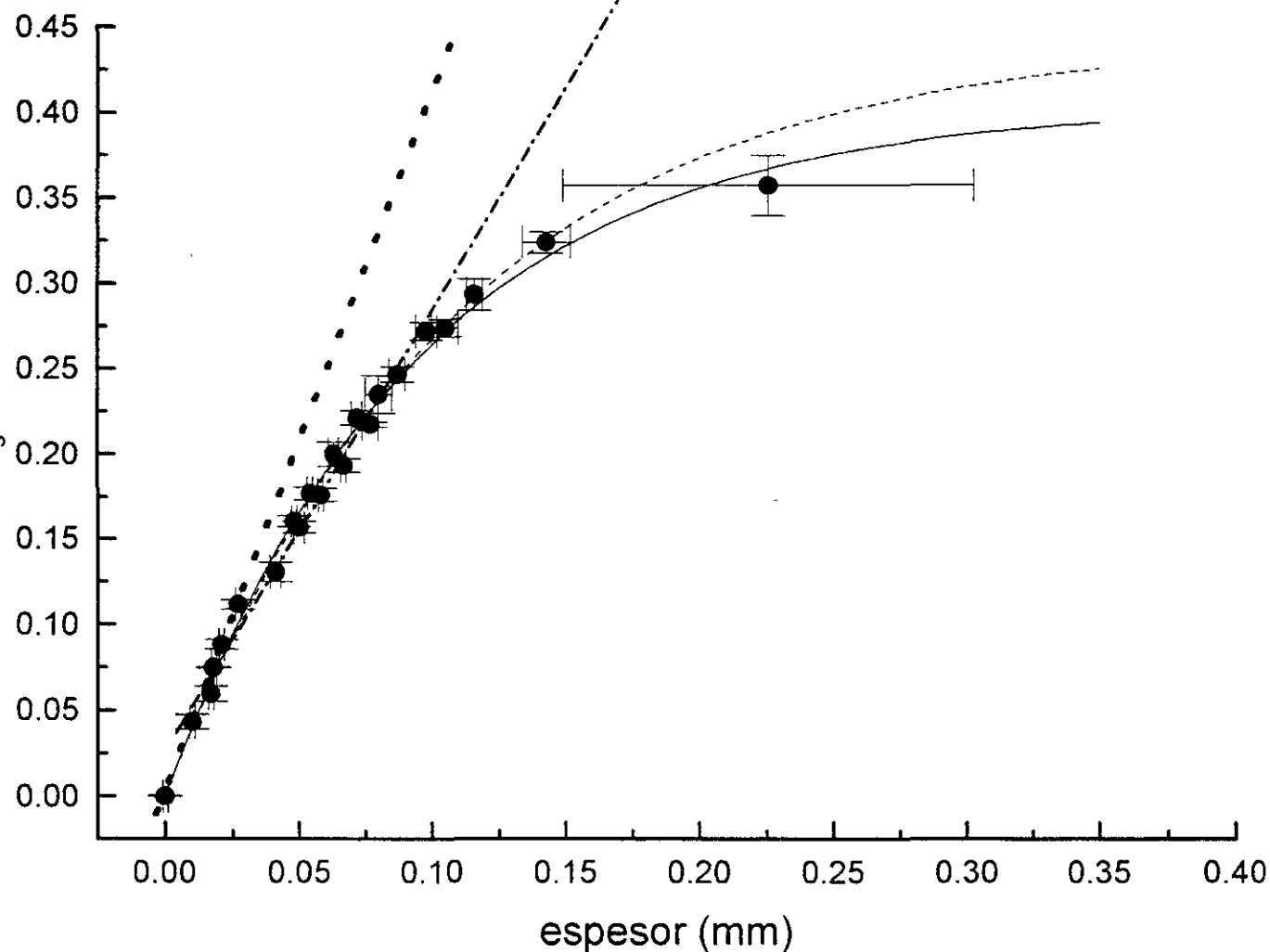
Gráfica 4. Medidas de  $R_e$  como función del espesor para FWT-60 irradiadas a 4 kGy. La recta corresponde al ajuste óptimo a los puntos experimentales, mostrado en la tabla 2.

## GRÁFICA 5



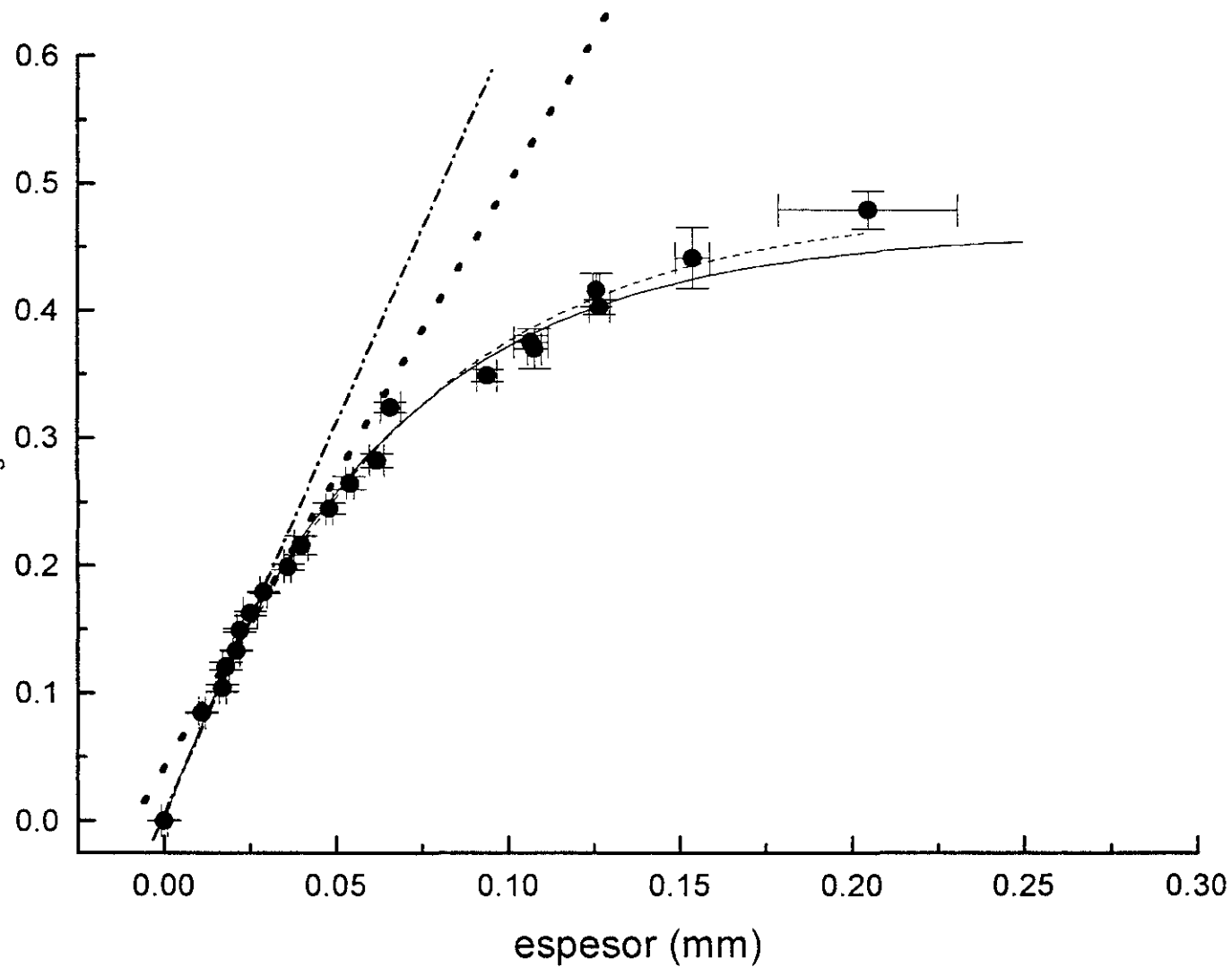
Gráfica 5. Valores de  $R_s$  como función del espesor para películas FWT-60 irradiadas a 4 kGy. La curva corresponde al ajuste cuyos valores se muestran en la tabla 2.

## GRÁFICA 6



Gráfica 6.  $R_s$  como función del espesor para películas F-3 irradiadas a 10 kGy. La recta punteada corresponde al ajuste a los puntos experimentales con valores de espesor  $\leq 30 \mu\text{m}$ . La recta con segmentos y puntos corresponde al ajuste cuando los valores de espesor de los puntos experimentales son  $\leq 60 \mu\text{m}$ . La curva segmentada corresponde al ajuste cuando se toman en cuenta todos los puntos experimentales y el (0,0). La curva continua corresponde al ajuste cuando se ignora el último punto experimental, que es el que tiene mayor incertidza. Los valores de los parámetros ajustados a las curvas se muestran en la tabla 3.

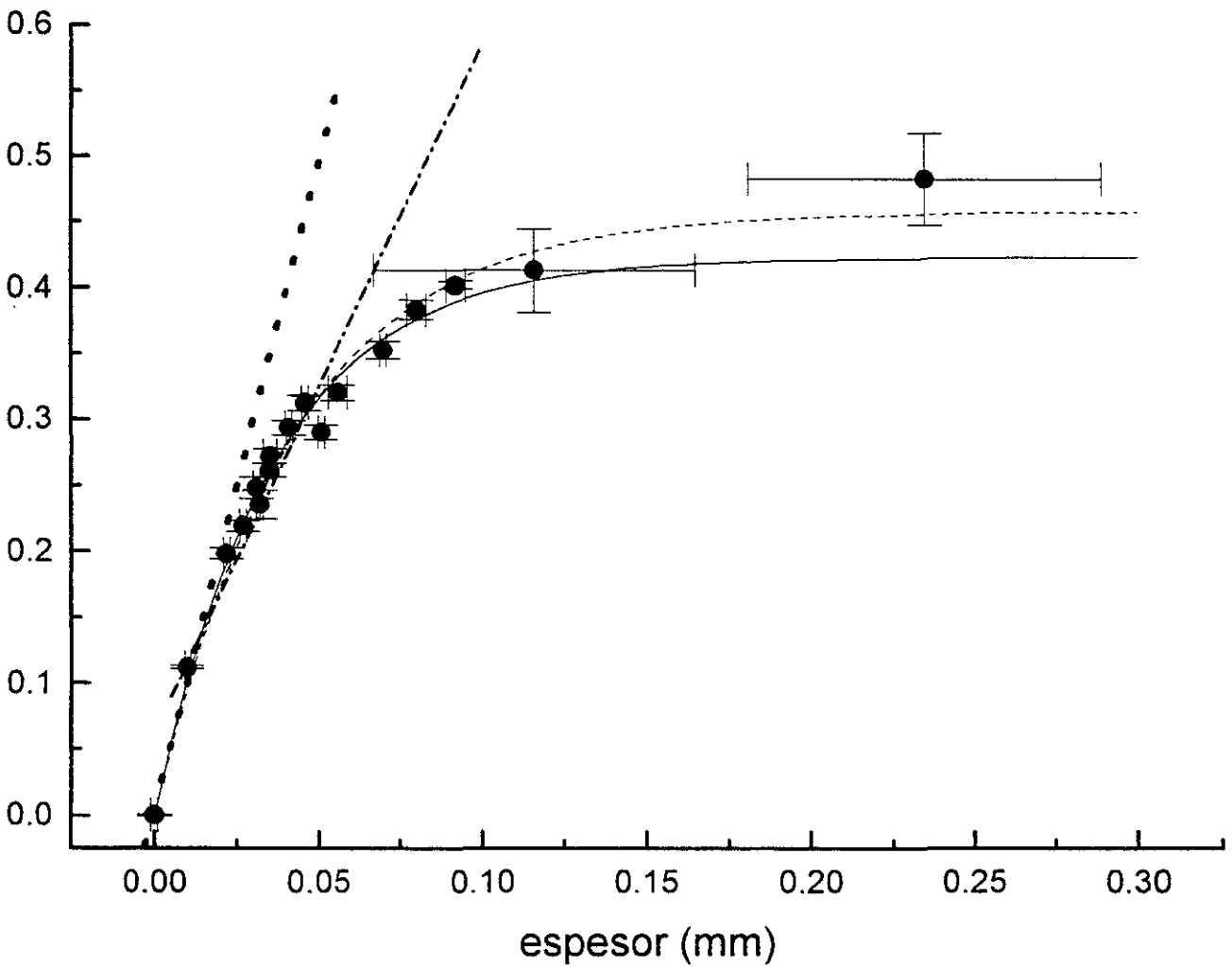
## GRÁFICA 7



Gráfica 7. Valores de  $R_s$  como función del espesor para F-3 irradiadas a 20 kGy. Cada curva representa lo que se explicó en la gráfica 6. Los valores de los parámetros ajustados en cada curva se muestran en la tabla 3.

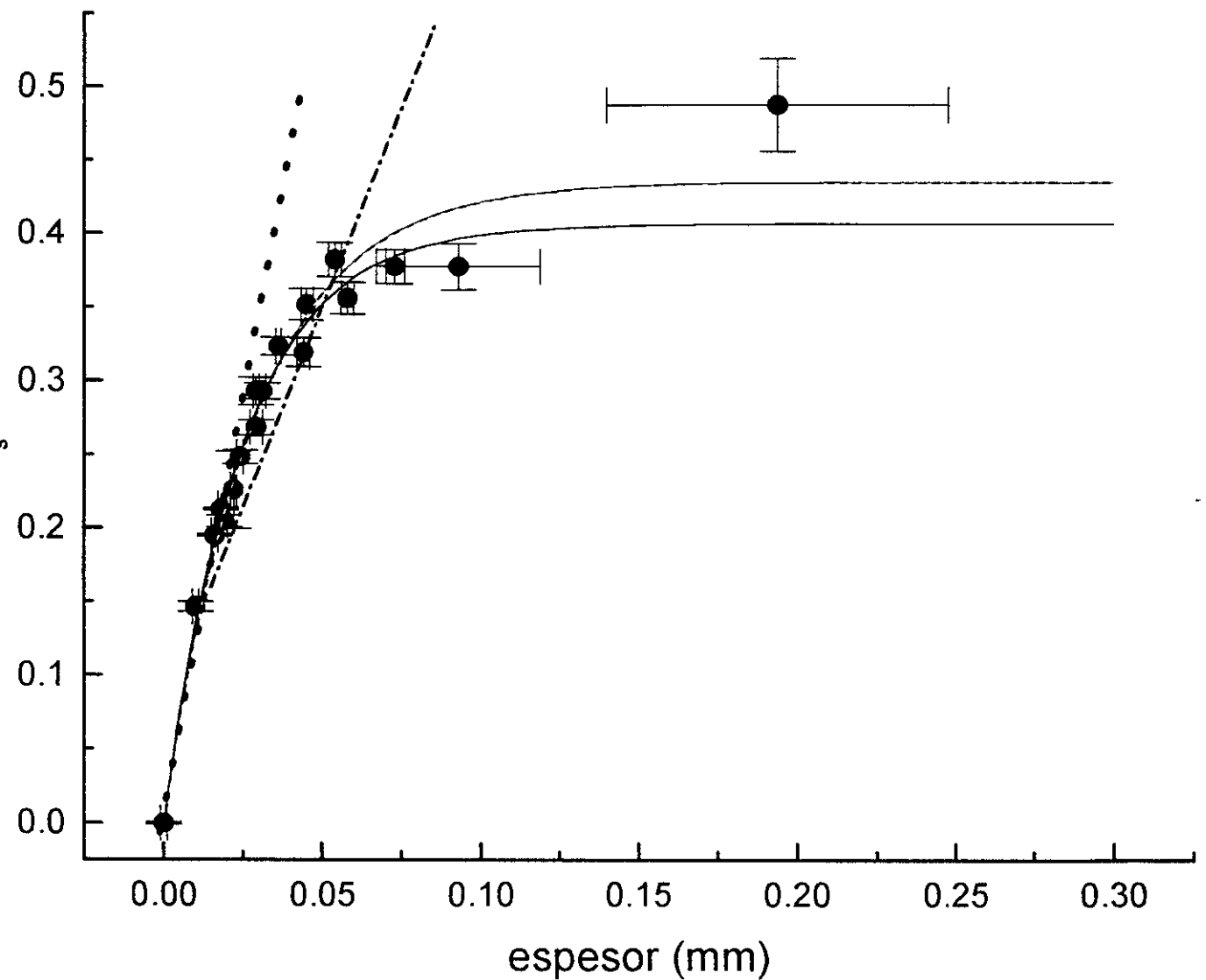


## GRÁFICA 8



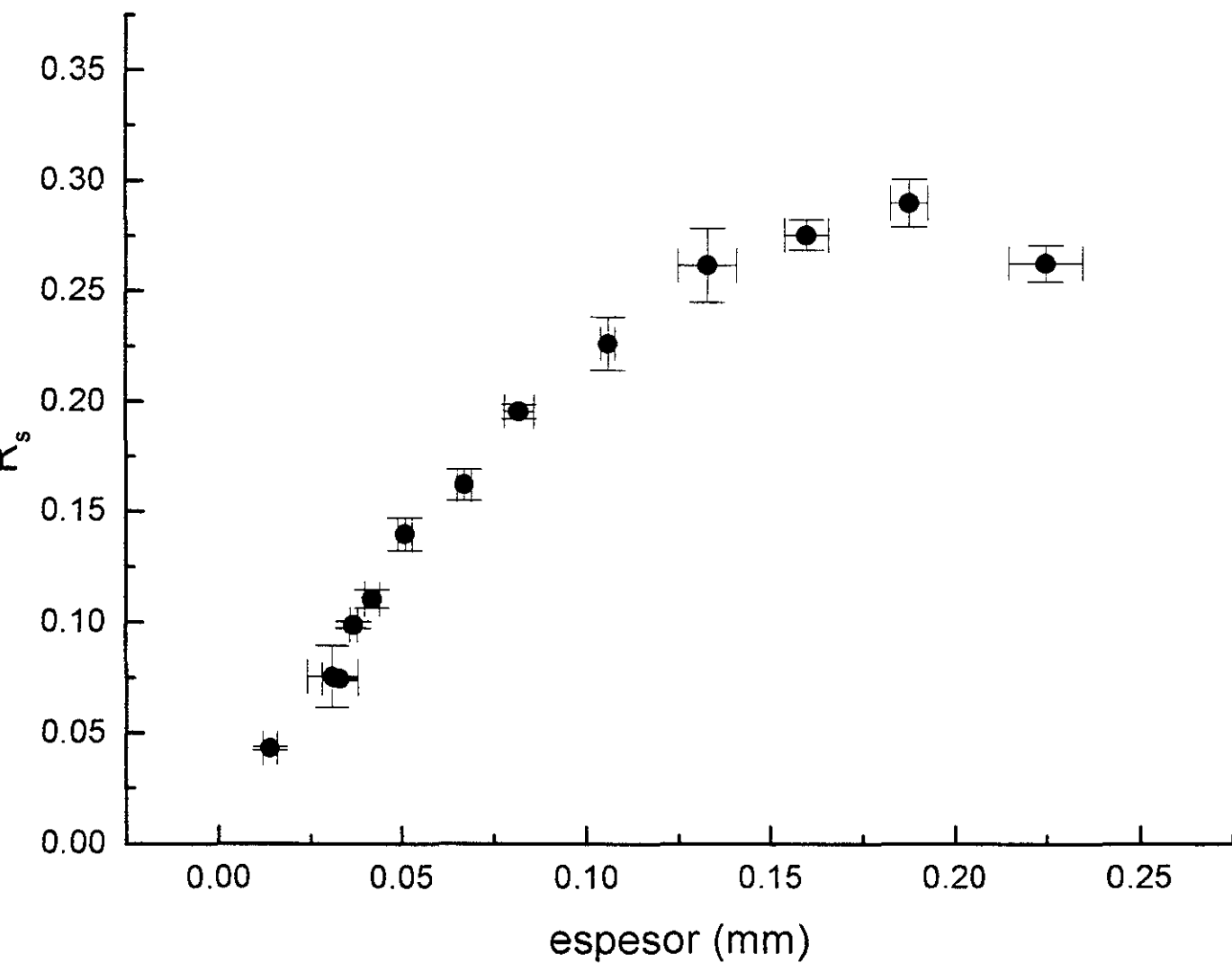
Gráfica 8. Valores de  $R_s$  como función del espesor para F-3 irradiadas a 30 kGy. Cada curva representa lo que se explicó en la gráfica 6. Los parámetros de cada curva y sus valores se muestran en la tabla 3.

## GRÁFICA 9



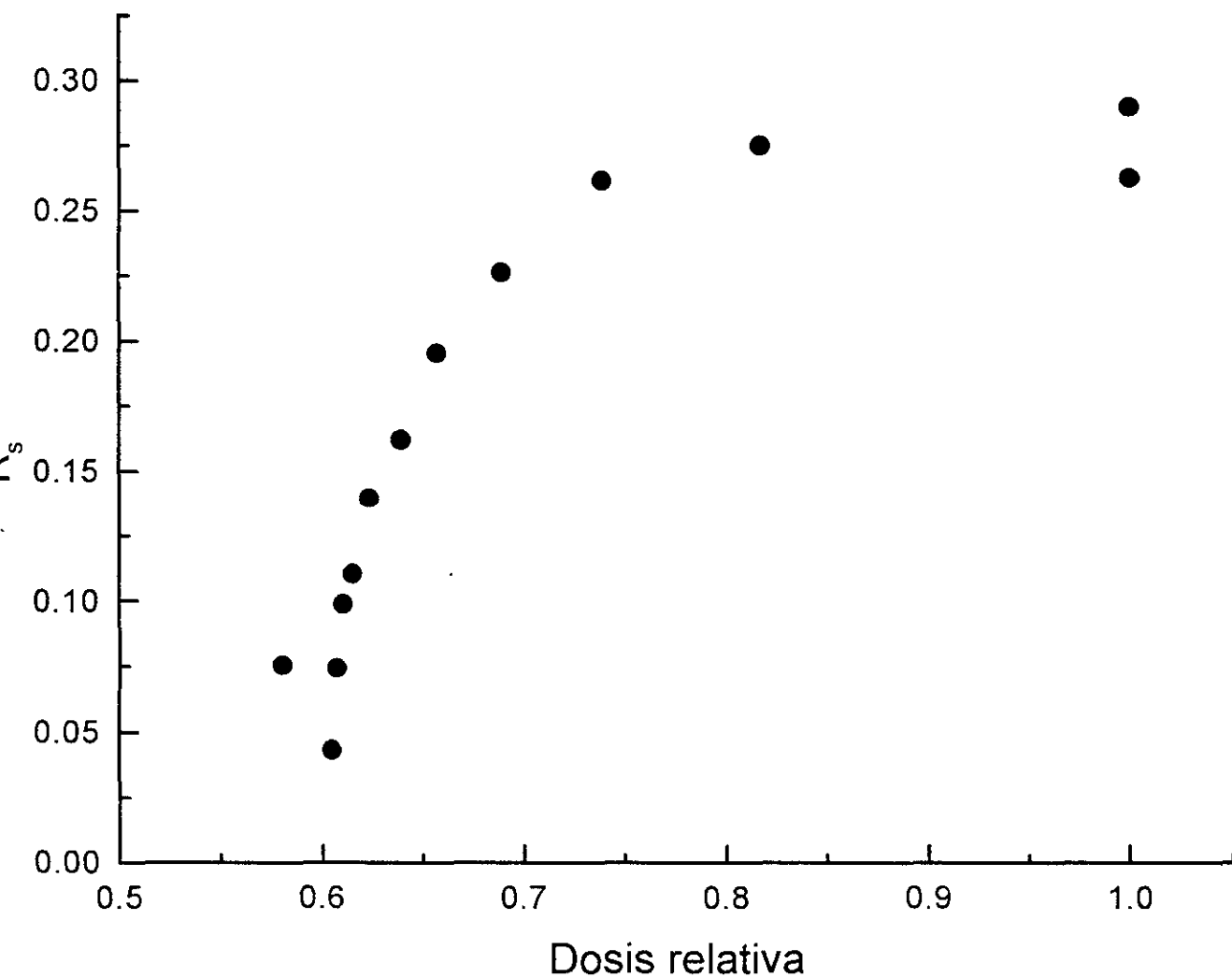
Gráfica 9. Valores de  $R_s$  como función del espesor para F-3 irradiadas a 40 kGy. Las curvas representan lo que ya se explicó en la gráfica 6. Los valores de los parámetros de cada curva se muestran en la tabla 3.

## GRÁFICA 10



Gráfica 10. Valores de  $R_s$  como función del espesor para F-3 irradiadas con protones de 3.5 MeV.

## GRÁFICA 10-2



Gráfica 10-2. Valores de  $R_s$  como función de la dosis relativa para películas F-3 irradiadas con protones de 3.5 MeV. La dosis está normalizada con respecto al valor más alto de dosis.

### - Dependencia de los parámetros $N_0$ y $\alpha$ con la dosis

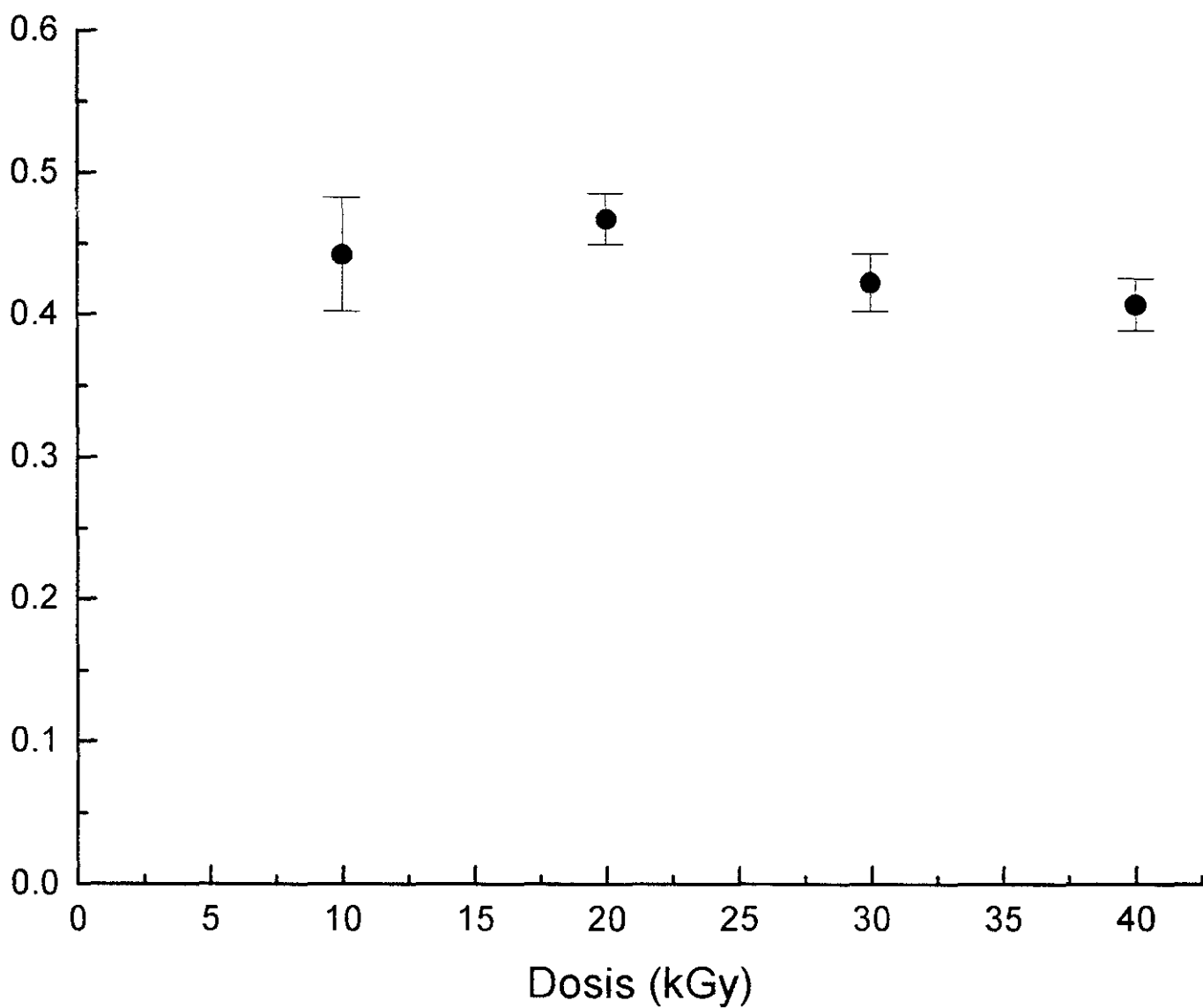
Las gráficas 11 y 12 muestran la variación de los parámetros  $N_0$  y  $\alpha$  para el ajuste que muestra la curva sólida en las gráficas 6 a 9, con parámetros dados en la tabla 3. En la gráfica 11, puede apreciarse que el parámetro  $N_0$  se mantiene casi constante como función de la dosis, obteniéndose un valor promedio de  $0.44 \pm 0.02$ . En la gráfica 12, se observa una dependencia prácticamente lineal del parámetro  $\alpha$  con la dosis, siempre que se tome en cuenta el punto (0,0). El punto (0,0) puede ser considerado como punto experimental, ya que para una dosis igual a cero, si  $\alpha$  vale 0 entonces la respuesta será  $R = N_0(1 - e^{-\alpha x}) = N_0(1 - e^{-0 \cdot x}) = N_0(1 - 1) = 0$ , lo cual es consistente con el hecho de que a  $D=0$  no hay respuesta.

Los valores de la recta ajustada a los puntos experimentales de la gráfica 12 son:

<i>Curva ajustada</i>	<i>Valor de A (<math>mm^{-1}</math>)</i>	<i>Valor de B (<math>mm^{-1} / kGy</math>)</i>
$\alpha = A + B \cdot D$ , D la dosis	$-0.01 \pm 0.01$	$0.9 \pm 0.1$

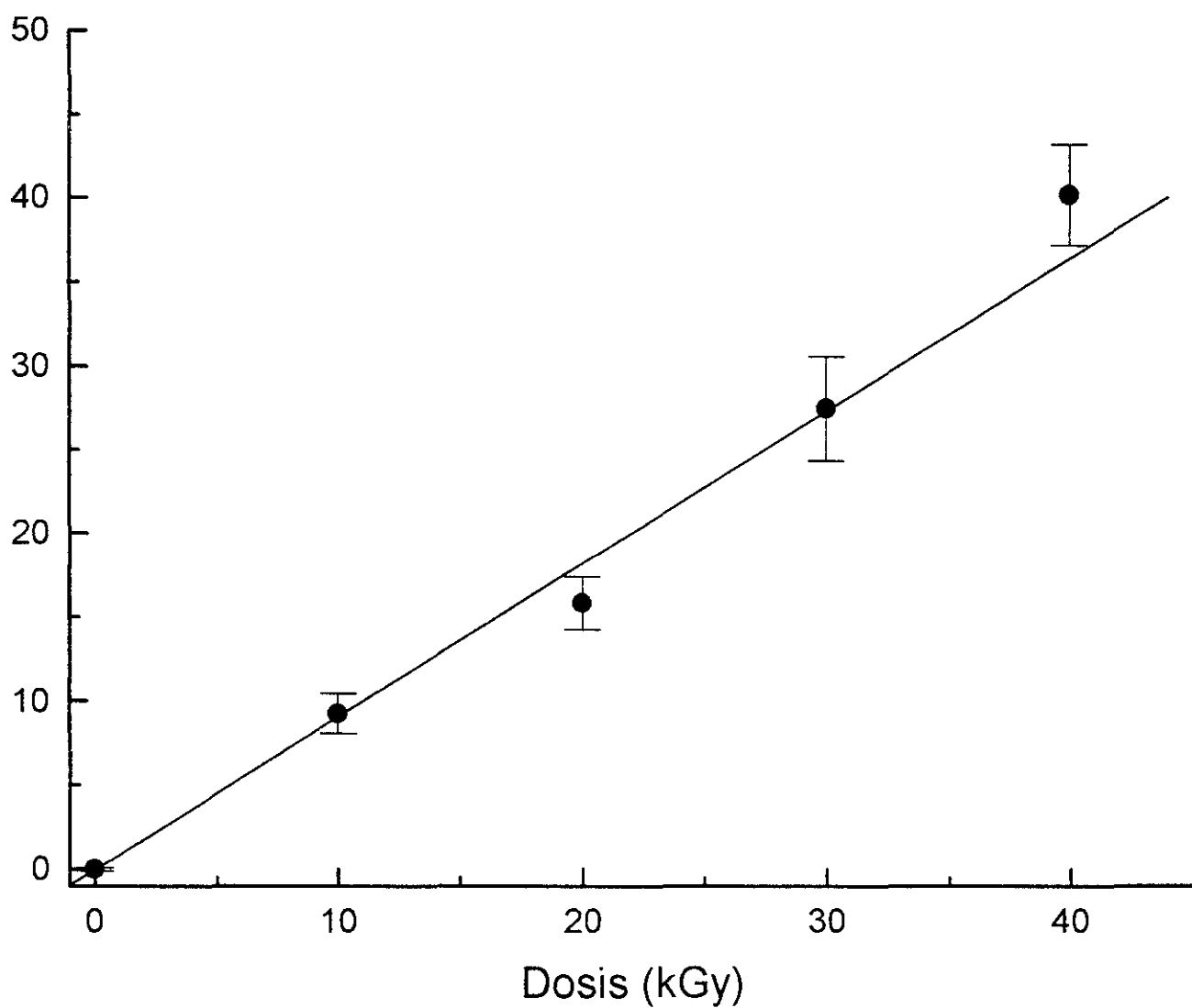
Tabla 4. Curva y valores de los parámetros ajustados a la gráfica 12.

## GRÁFICA 11



Gráfica 11. Valor del parámetro  $N_0$  como función de la dosis, para películas F-3 irradiadas con  $^{60}\text{Co}$ .

## GRÁFICA 12



Gráfica 12. Valor del parámetro  $\alpha$  como función de la dosis, para películas F-3 irradiadas con  $^{60}\text{Co}$ .

- Dependencia de los parámetros  $N_0$  y  $\alpha$  con la concentración de tinte

Las gráficas 13 y 14 muestran los valores de respuesta como función del espesor para los lotes de películas fabricados con menor y mayor cantidad de tinte que la formulación usual, respectivamente, irradiadas a 20 kGy. En ambas gráficas, también se ajustó una curva de la forma  $R_s = N_0(1-e^{-\alpha x})$ . La tabla 6 muestra los valores de los parámetros óptimos ajustados a las curvas de dichas gráficas.

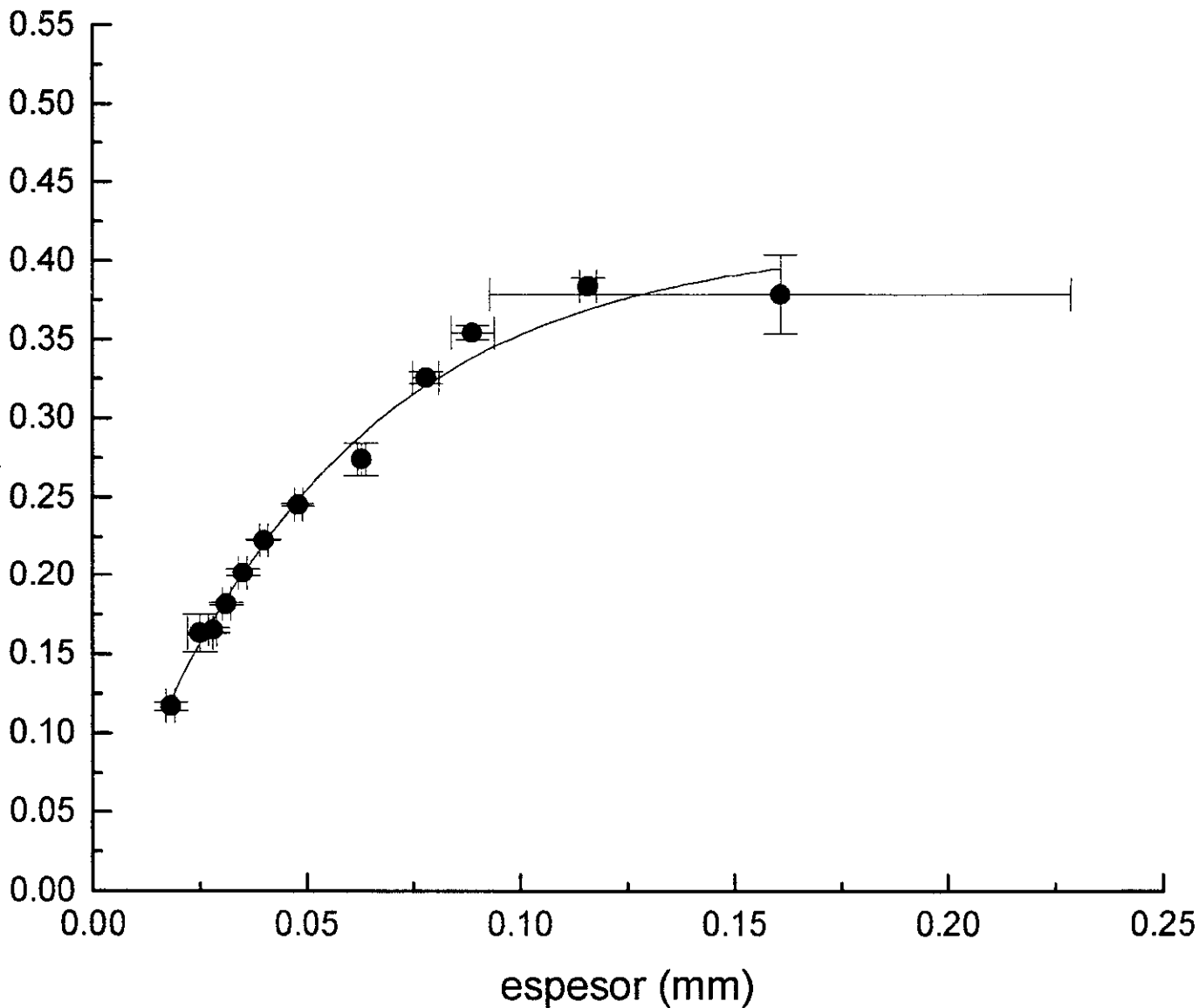
<i>Gráfica</i>	<i>Cantidad de tinte (g)</i>	<i>Curva ajustada</i>	<i>Valor de <math>N_0</math></i>	<i>Valor de <math>\alpha</math> (<math>mm^{-1}</math>)</i>
13	0.040	$R_s = N_0(1-e^{-\alpha x})$	$0.45 \pm 0.01$	$16 \pm 1$
7	0.045	$R_s = N_0(1-e^{-\alpha x})$	$0.47 \pm 0.02$	$16 \pm 2$
14	0.050	$R_s = N_0(1-e^{-\alpha x})$	$0.44 \pm 0.02$	$20 \pm 2$

Tabla 5. Curvas ajustadas a las gráficas 7, 13 y 14 para estudiar la dependencia de los parámetros  $N_0$  y  $\alpha$  con la cantidad de tinte, para irradiaciones a 20 kGy.

Las gráficas 15 y 16 muestran la variación de los parámetros  $N_0$  y  $\alpha$  como función de la cantidad de tinte en las PTR tipo F-3. Como se aprecia, no se observa una dependencia clara de ninguno de los dos parámetros respecto de la cantidad de tinte, ya que el valor de  $N_0$  no varía significativamente al variar la cantidad de tinte, mientras que el valor de  $\alpha$  no crece consistentemente cuando se incrementa la cantidad de tinte, que es lo que se esperaría.

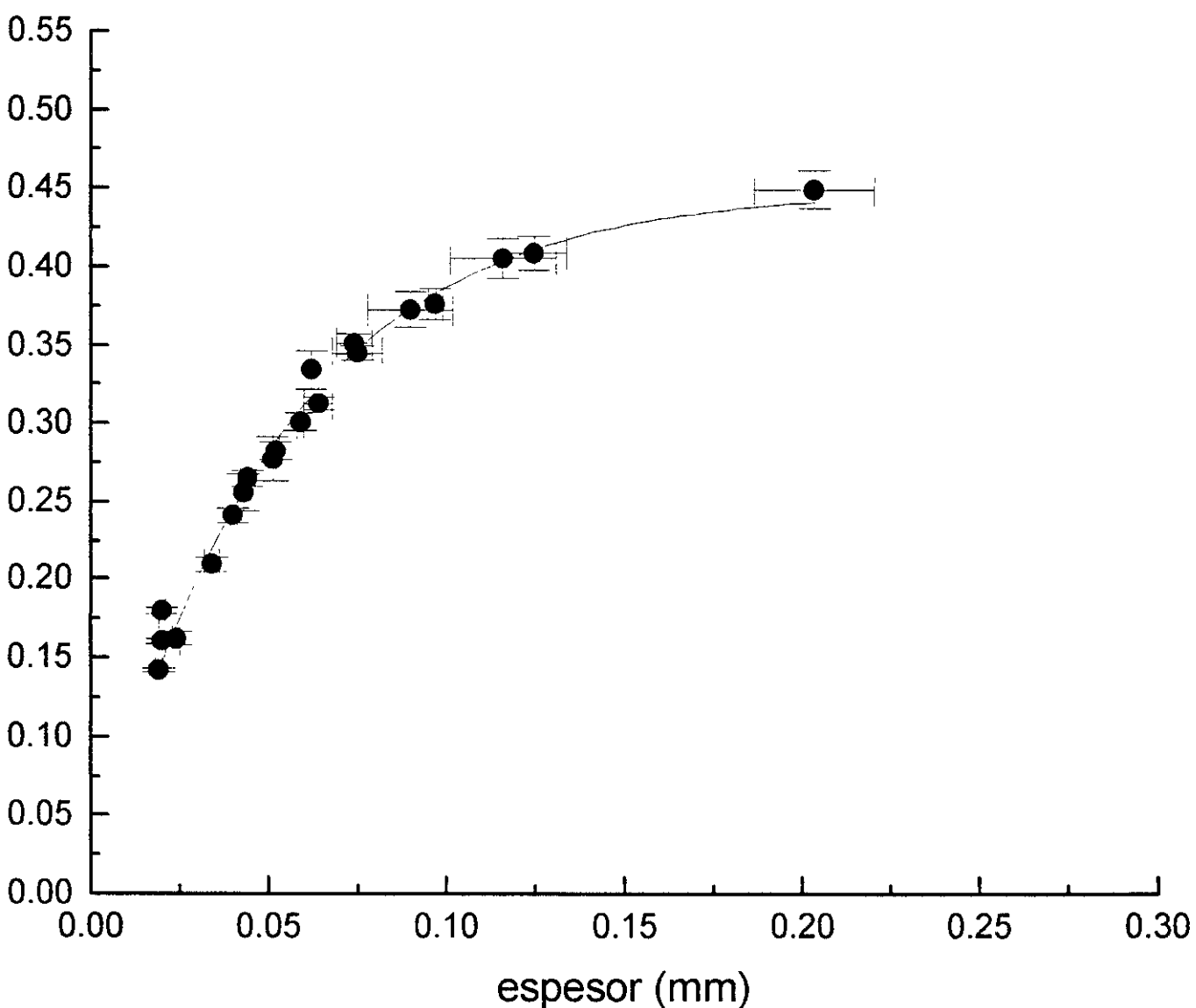


## GRÁFICA 13



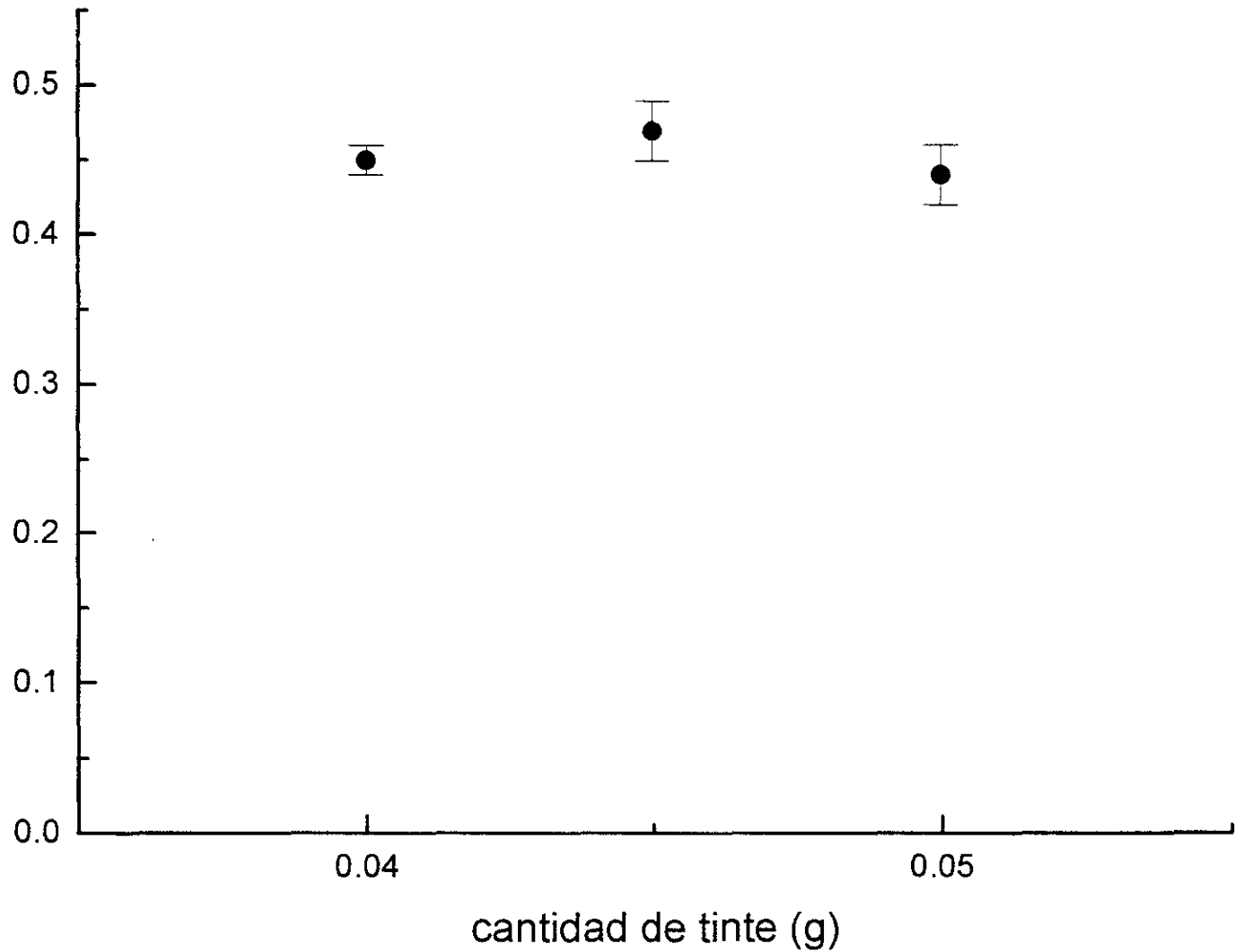
Gráfica 13. Valores de  $R_s$  como función del espesor para películas F-3 con 0.04 g de precursor de tinte, irradiadas a 20 kGy. La curva representa el mejor ajuste a los puntos experimentales, y los valores de los parámetros ajustados se muestran en la tabla 5.

## GRÁFICA 14



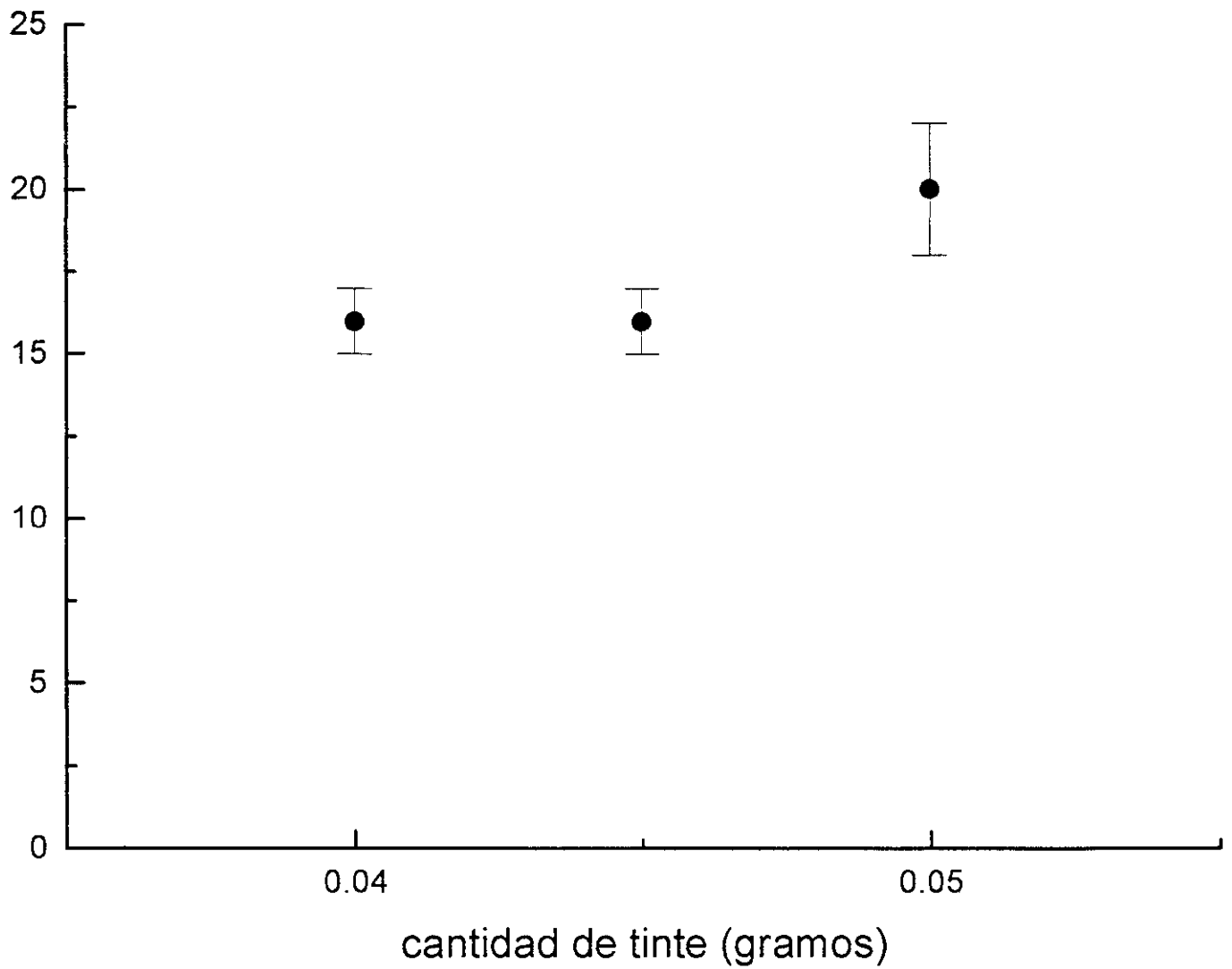
Gráfica 14. Valores de  $R_s$  como función del espesor para F-3 con 0.05 g de precursor de tinte, irradiadas a 20 kGy. La curva corresponde al ajuste óptimo a los puntos experimentales. La ecuación de la curva ajustada y los parámetros se muestran en la tabla 5.

## GRÁFICA 15



Gráfica 15. Valor del parámetro  $N_0$  como función de la cantidad de tinte, para películas F-3 irradiadas con  $^{60}\text{Co}$  a 20 kGy.

## GRÁFICA 16



Gráfica 16. Valor del parámetro  $\alpha$  como función de la cantidad de tinte para películas F-3 irradiadas con  $^{60}\text{Co}$ .

- Intervalo de validez de la definición antigua de respuesta (ecs. 2.15 y 2.16).

Con la finalidad de establecer hasta qué valor de espesor de las PTR es válido utilizar la definición de respuesta dada por  $R_s = \text{Log} (TG_r / TG) / \text{espesor} (mm)$  (BU82), se comparó el valor de  $\alpha$  del ajuste representado por una línea continua en las gráficas 6 a 9, con el valor de  $\alpha$  en los ajustes representados por la línea segmentada en las mismas gráficas y con el valor de la pendiente tomada del origen al primer punto experimental también en las gráficas mencionadas.

Para poder comparar el valor de  $\alpha$  con el valor de dicha pendiente, es necesario recordar que la definición de respuesta está dada por  $R_s = N_o(1-e^{-\alpha x})$ . Haciendo el desarrollo en serie de Taylor para la función exponencial, tenemos que:

$$e^{-\alpha x} = 1 - \alpha x + (\alpha x)^2 / 2! + \dots \quad (4.1)$$

por lo que:

$$R_s = N_o(1-e^{-\alpha x}) = N_o(1 - (1 - \alpha x + (\alpha x)^2 / 2! + \dots)) = N_o(\alpha x - (\alpha x)^2 / 2! - \dots) \quad (4.2)$$

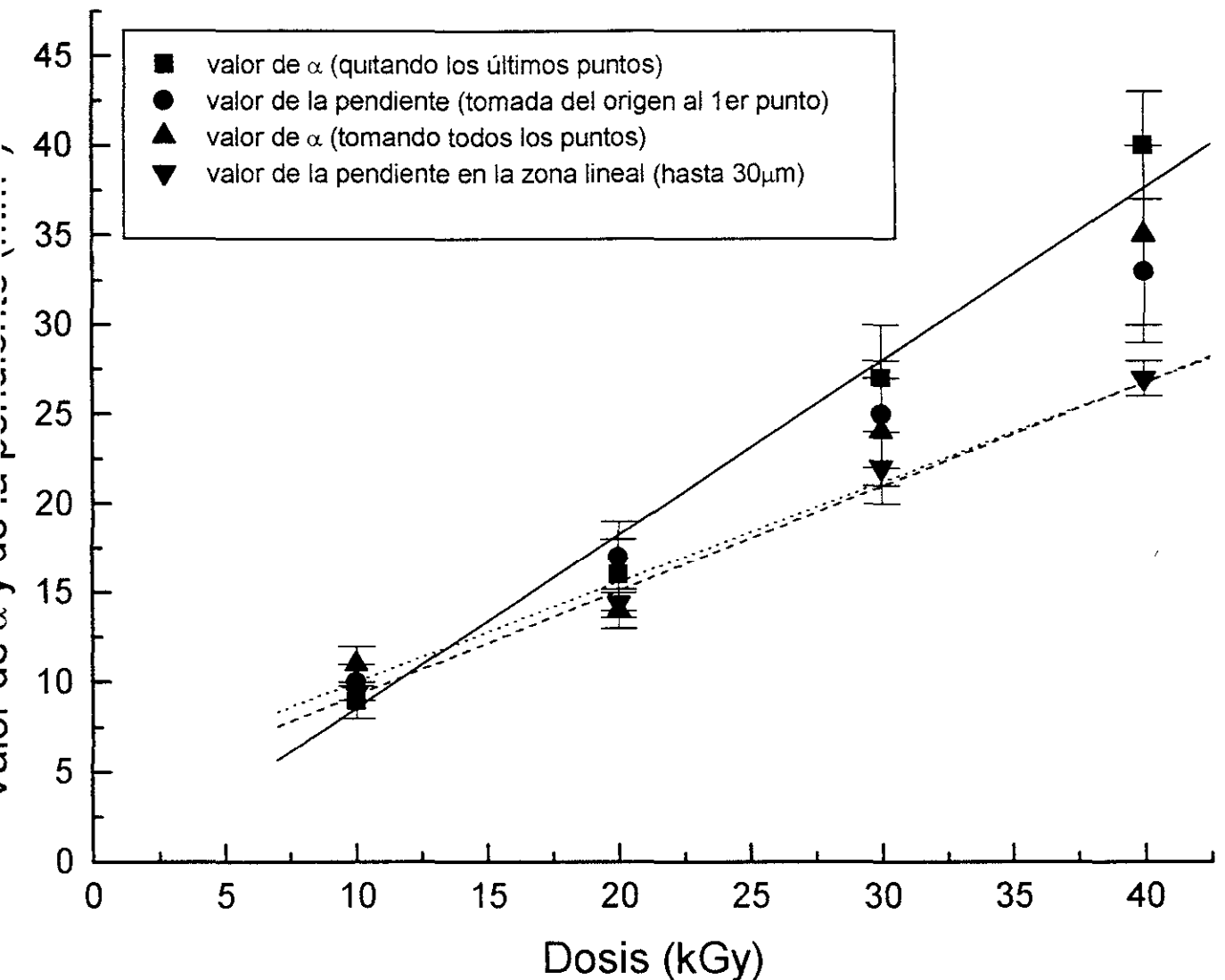
Por otro lado, si tomamos los puntos de las gráficas mencionadas que satisfacen una relación lineal, tenemos que  $R_s = A + Bx$ , por lo que comparando con la expresión anterior:

$$R_s = A + Bx = N_o \alpha x \quad (4.3)$$

$$\Rightarrow A=0 \text{ y } B = N_o \alpha \Rightarrow \alpha = B / N_o \quad (4.4)$$

por lo que el valor de la pendiente corresponde al valor de  $B/N_o$ , con  $N_o$  el valor promedio de  $N_o=0.44 \pm 0.02$ . Así, la gráfica 17 muestra la comparación entre los parámetros mencionados y el valor de la pendiente para el ajuste representado por la recta punteada en las gráficas mencionadas. Las rectas corresponden a los ajustes hechos a los puntos graficados.

## GRÁFICA 17



Gráfica 17. Muestra la comparación entre los valores de  $\alpha$  y de la pendiente entre los cuatro diferentes ajustes mostrados en las gráficas 6 a 9. Así como el valor de la pendiente tomada del origen al primer punto. La recta continua corresponde al ajuste de los puntos representados con cuadrados. La recta segmentada corresponde al ajuste óptimo de los puntos representados con triángulos invertidos, y la línea punteada corresponde al ajuste óptimo a los puntos representados con triángulos.

ESTA TESIS NO SALE  
DE LA BIBLIOTECA

## CAPÍTULO V.

### Discusión de resultados.

De la gráfica 1 se aprecia que la densidad óptica de las PTR medida con el espectrofotómetro se incrementa en forma lineal con el espesor, tanto para los valores de las películas sin irradiar como para las películas irradiadas. Esto no se observa en la gráfica 2, ya que los valores de tono de gris medidos en el scanner para las películas sin irradiar muestran también un comportamiento lineal con el espesor, mientras que los valores de tono de gris para las películas irradiadas comienzan a saturarse para espesores mayores a 200  $\mu\text{m}$ . Lo anterior puede explicarse analizando la manera en que se mide la densidad óptica o el tono de gris de las PTR. En el caso del espectrofotómetro, se hace incidir sobre la película un haz de luz de longitud de onda predeterminada, y del otro lado de la película un fotómetro mide la cantidad de luz que ha sido absorbida por ésta, por lo que la luz atraviesa una sola vez a la película. En el caso del scanner, un haz de luz blanca atraviesa la película, es reflejada en una pantalla blanca y vuelve a atravesar la película para ser codificada por la computadora y así formar una imagen en el monitor, por lo que la luz es atenuada dos veces por la película, lo que ocasiona que la cantidad de luz absorbida sea mayor.

Lo anterior da como resultado que el espectrofotómetro sea capaz de medir intervalos más amplios de densidad óptica que el scanner, aunque no ofrece la resolución espacial que ofrece este último.

En la gráfica 4, se aprecia que los puntos experimentales se ajustan a una recta cuando la densidad óptica se mide en el espectrofotómetro, mientras que en la gráfica 5 se observa que cuando se mide el tono de gris con un scanner, los valores de respuesta como función del espesor se ajustan a una curva de la forma  $R = N_0(1 - e^{-\alpha x})$ , lo que además muestra que el scanner es un instrumento no lineal para determinar la respuesta de las PTR.

Con respecto a las gráficas 6 a 9, se observa que en todas el comportamiento de los puntos experimentales queda mejor descrito por la curva  $R = N_0(1 - e^{-\alpha x})$ , que corresponde a las curvas con línea continua y línea segmentada. Aunque todas las gráficas siguen el mismo comportamiento, se aprecia una diferencia en la forma de las curvas mencionadas, ya que la curvatura se hace más pronunciada conforme se aumenta la dosis, y el valor límite al que tienden las curvas parece mantenerse constante. Esto se aprecia mejor en las gráficas 11 y 12 que muestran la variación de los parámetros  $N_0$  y  $\alpha$  como función de la dosis.

En la gráfica 11, se aprecia que el parámetro  $N_0$  se mantiene prácticamente constante conforme se aumenta la dosis. Este parámetro puede definirse como el valor límite de respuesta que es capaz de medir el scanner antes de llegar a la saturación, y debido a que los lotes de películas utilizados en las gráficas 6 a 9 provienen de una misma

película, el valor de  $N_0$  debe ser el mismo o muy parecido en todas las gráficas. Físicamente, la posible interpretación que se puede dar de este parámetro es que tiene que ver con la manera en que es atenuada la luz, en este caso del scanner, por los centros de color que se forman en la película debido a la radiación. Estos centros de color son los que absorben la luz y dan a la película su color característico. Así como lo hacen los granos de Ag en una película fotográfica, los centros de color en las PTR presentan un área transversal para que la luz interactúe con éstos. Si en un momento dado la cantidad de centros de color que se forman en la película son suficientes para que el área de la cara frontal de la película (es decir, la cara sobre la que incide la luz en el espectrofotómetro o en el scanner) sea llenada por las áreas proyectadas sobre la misma cara, de cada uno de dichos centros, prácticamente toda la luz que atraviesa por la película será absorbida, por lo que aunque se sigan formando centros de color, el instrumento que mide (espectrofotómetro o scanner) la cantidad de luz que es absorbida por la película no notará la formación de nuevos centros de color. Es importante recordar que aunque a simple vista la película parezca plana, contiene una distribución volumétrica de centros de color, pero lo que interesa en este caso es el área de dichos centros proyectada sobre la cara frontal de la película, que en cierta forma puede considerarse como un área o sección transversal de interacción, como se menciona en el capítulo 1, para interacción Compton. Así, la cantidad de centros de color por unidad de volumen puede aumentar, pero su área proyectada sobre la cara frontal de la película sólo se traslapa con el área de alguno de los centros de color que ya estaban formados, por lo que la cantidad de luz absorbida por la película será la misma, independientemente de que se formen nuevos centros.

Lo anterior explica el hecho de que después del punto de saturación de la respuesta, los valores de respuesta comienzan a disminuir. Dado que la definición de respuesta está dada por  $R_e = DO_f - DO_i$  y por  $R_s = \log(TG_f / TG) = \log(TG_f) - \log(TG)$ , a partir del punto de saturación, el valor de  $DO_f$  y de  $TG$  se mantiene constante, mientras que el valor de  $DO_i$  sigue aumentando conforme se aumenta el espesor y el valor de  $TG_f$  sigue disminuyendo, como se aprecia en las gráficas 1 y 2. Así, la diferencia entre  $DO_f$  y  $DO_i$  será cada vez más pequeña, y lo mismo ocurrirá con  $\log(TG_f) - \log(TG)$ .

Respecto del parámetro  $\alpha$ , se observa que crece de una manera proporcional con la dosis (gráfica 12). Esto sugiere que  $\alpha$  está relacionado con la manera en que la radiación interacciona con la película, y nos dice que la cantidad de centros de color que se forman, es proporcional, dentro del intervalo de dosis estudiado, a la cantidad de radiación que reciben las películas. Dicho de otra manera, esto refleja que si una película recibe una cierta cantidad de radiación se formará un cierto número de centros de color, y si esa misma película recibe el doble de radiación, se formará el doble de centros de color multiplicado por una constante de proporcionalidad.

Por otro lado, analizando las unidades de  $\alpha$ , que son  $\text{mm}^{-1}$ , y recordando que la densidad óptica está definida en términos de  $a_n$  (cap.2, ecuación 2.11), donde  $a$  es el área de los granos de plata o de los centros de color en este caso, y  $n$  es el número de granos por unidad de área de la película, podemos pensar que  $\alpha$  es la densidad volumétrica de centros de color, multiplicada por el área que presenta cada centro de color. Si llamamos  $n_v$  a la densidad volumétrica de centros de color (dada en # de centros  $\cdot \text{mm}^{-3}$ ), y  $a_p$  al área proyectada de dichos centros (dada en  $\text{mm}^2 / \#$  de centros), entonces  $\alpha = n_v \cdot a_p = [\text{mm}^{-1}]$ , que es consistente con las unidades de  $\alpha$ .



Con respecto a la dependencia de  $N_0$  y  $\alpha$  con la concentración o la cantidad de tinte, la gráfica 15 muestra que el parámetro  $N_0$  es prácticamente constante, lo que se esperaba ya que como se discutió anteriormente,  $N_0$  representa el valor límite al que llega la respuesta de las películas antes de saturarse, y éste sólo depende de que se formen suficientes centros de color para absorber toda la luz que incide sobre la película, y que la película tenga una menor cantidad de tinte sólo implicaría que se formaría un menor número de centros de color con la misma dosis de radiación, pero no que se necesite un menor o mayor número de centros de color en la película para que la respuesta comience a saturarse.

En el caso del parámetro  $\alpha$ , en la gráfica 16 no se observa un comportamiento consistente con lo esperado, ya que si  $\alpha$  representa el número de centros de color por unidad de volumen multiplicado por el área de cada centro, si se incrementa la cantidad de tinte debería incrementarse el valor de  $\alpha$ , ya que al haber mayor cantidad de tinte la probabilidad de que se formen centros de color aumenta, y si se disminuye la cantidad de tinte también debería disminuir el valor de  $\alpha$ . Sin embargo, como se aprecia en la gráfica 13, para la película con mayor cantidad de tinte el valor de  $\alpha$  es el mayor, pero para la película con menor cantidad de tinte el valor de dicho parámetro es incluso mayor que para la película con la cantidad tradicional de tinte. Esto quizá pueda deberse a que la variación en el tinte no fue lo suficientemente grande como para notar un cambio consistente, y las diferencias en los valores de  $\alpha$  se deban a las características intrínsecas de cada película, más que a las variaciones en la cantidad de tinte, pues en este caso los lotes de películas utilizadas provenían de películas diferentes. Otra posible explicación sería que la película con la cantidad de tinte usual por alguna razón no respondiera a la radiación como se esperaría desarrollando un menor número de centros de color al ser irradiada. Sin embargo, también podría haber ocurrido lo mismo con los otros dos lotes de películas, de manera que es difícil conocer la razón por la cual se obtiene este comportamiento.

Respecto de la gráfica 10, que muestra los valores de  $R_s$  como función del espesor para películas F-3 irradiadas con protones, se observa que el comportamiento de los puntos experimentales se parece al que presentan los puntos experimentales en las gráficas 6 a 9, aunque como ya se mencionó, no es posible comparar ambas curvas debido a que en el caso de las gráficas 6 a 9 la dosis en las películas es única, cosa que no ocurre con las películas irradiadas con protones. También se observa que el último punto está por debajo de los tres anteriores, lo que significa que los valores de respuesta ya comenzaron a saturarse. Esto se debe solamente al hecho de que los valores de TG para las películas irradiadas dejan de aumentar debido a la saturación, mientras que los valores de TG para las películas no irradiadas sigue aumentando conforme aumenta el espesor. También se observa que el punto de saturación de la respuesta se presenta, en este caso, para espesores cercanos al alcance de los protones en las F-3, que es de aproximadamente 190  $\mu\text{m}$ .

En la gráfica 10-2, que corresponde a los valores de respuesta como función de la dosis relativa, también para F-3 irradiadas con protones, se observa un comportamiento de los puntos experimentales muy parecido al de la gráfica 10. En los dos últimos puntos de la gráfica 10-2, se observa que los valores de respuesta son diferentes para el mismo valor de dosis, lo cual indica que la definición de respuesta  $R_s$  también podría estar limitada para espesores grandes, en este caso, mayores a 190  $\mu\text{m}$ , ya que se podría estar

subestimando la dosis recibida por una película que, como en éste caso, tiene un valor de respuesta menor que otra película con la misma dosis.

Finalmente, con respecto a la gráfica 17, donde se aprecian los valores de  $\alpha$  para los ajustes de las gráficas 6 a 9, así como las rectas ajustadas a los puntos graficados, puede apreciarse que en el caso de los valores de  $\alpha$  para el ajuste, tomando en cuenta todos los puntos (línea punteada), la recta que se ajustó a dichos valores de  $\alpha$  coincide en buena medida con la recta que ajusta a los valores de la pendiente en las gráficas 6 a 9 cuando se toma un intervalo de espesores que llega hasta 30  $\mu\text{m}$  (línea segmentada). Esto sugiere que para espesores de hasta 30  $\mu\text{m}$ , el valor del parámetro  $\alpha$  coincide, en buena medida, con el valor de la pendiente de la recta que se ajusta a los valores de respuesta vs. espesor, por lo que la definición de respuesta dada por la diferencia de densidades ópticas o de tonos de gris normalizado por el espesor puede ser válida hasta espesores de 30  $\mu\text{m}$ .

## CAPÍTULO VI.

### Conclusiones.

Este trabajo experimental nos ha permitido ampliar sensiblemente nuestro conocimiento acerca de las características de las PTR tipo F-3 y FWT-60, así como estudiar la interacción de diferentes tipos de radiación con estos dosímetros.

Respecto de la fabricación de las PTR tipo F-3, es claro que las condiciones ambientales son decisivas durante el proceso de secado de las películas. Se concluye que las condiciones ideales para fabricar este tipo de películas, son una humedad relativa de entre 30 y 40 % y una temperatura de 21 a 23° C, lo que se observa en nuestro laboratorio entre los meses de febrero a mayo.

Respecto de la dependencia de la respuesta de las PTR tipo F-3 y FWT-60 con su espesor, se concluye que la definición de respuesta dada por  $R = \log(TG_f/TG) / \text{espesor}$  cuando se utiliza un escáner es limitada. Una expresión más general para la definición de respuesta está dada por  $R_s = \log(TG_f / TG) / (N_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x}))$  cuando la respuesta de las películas se determina midiendo su tono de gris en un escáner. La definición de respuesta dada por la diferencia de tonos de gris normalizados por el espesor sólo puede utilizarse si el espesor de las películas es menor a 30  $\mu\text{m}$ . En el caso del espectrofotómetro, la definición usual de respuesta dada por  $R = (DO_f - DO_i) / \text{espesor (mm)}$  puede ser utilizada incluso para espesores grandes (del orden de cientos de  $\mu\text{m}$ ).

A pesar de que el estudio se hizo con dos tipos de películas e irradiados a diferentes dosis, la definición de respuesta es válida para ambas, ya que el principio físico bajo el cual funcionan es el mismo (la formación de centros de color por la radiación), independientemente del tipo de película o de radiación.

Respecto de los parámetros  $N_0$  y  $\alpha$ , se concluye que  $N_0$  está relacionado con la manera en que la luz del instrumento de lectura es atenuada por la película, y representa el valor máximo de respuesta al que tienden las películas antes de llegar a la saturación. El parámetro  $\alpha$  tiene que ver con la manera en que la radiación interacciona con la película, y representa la densidad volumétrica de centros de color que se forman en la película, multiplicada por el área proyectada que presenta cada centro.

De la dependencia de los parámetros mencionados con la cantidad de tinte en la película, se concluye que aunque el comportamiento de  $N_0$  es consistente con lo esperado, es necesario repetir el estudio con más lotes de películas que contengan diferente cantidad de tinte, y con una variación más significativa del tinte. Debido al comportamiento poco consistente del parámetro  $\alpha$ , no es posible concluir acerca de su dependencia con la cantidad de tinte. En su caso, como ya se mencionó, es necesario repetir el experimento.

Sobre la dependencia de la respuesta con el espesor y con la dosis para películas F-3 irradiadas con protones, se concluye que sería útil ampliar el estudio irradiando películas con protones de distintas energías, para ver hasta qué valor de espesores puede utilizarse la definición de respuesta dada por  $R_s$ , en función de la energía de las partículas. También sería interesante comparar los valores de respuesta para películas irradiadas con diferente tipo de radiación que tenga la misma energía, para saber si el tipo de radiación puede ocasionar que la definición de respuesta deje de ser útil para ciertos valores de espesor.

Por lo menos en el caso de las F-3 irradiadas con protones de 3.5 MeV, puede concluirse que sólo pueden utilizarse películas cuyo espesor no sea mayor a 190  $\mu\text{m}$ , ya que como se observó en la gráfica 10-2, los valores de respuesta no están unívocamente determinados para diferentes valores de dosis, lo que daría lugar un cálculo erróneo de la dosis que recibió una película.

De los dos métodos diferentes para determinar la respuesta de las PTR, se concluye que si el espesor de las películas no es uniforme, como en el caso de las F-3, debe utilizarse un escáner para medir el tono de gris, ya que ofrece una resolución espacial que permite asociar un valor de tono de gris y por lo tanto de respuesta a cada valor de espesor en una sola película. Si se utilizara en este caso el espectrofotómetro, los valores de respuesta sería muy imprecisos, por lo que se podría subestimar o sobrestimar la cantidad de radiación que recibió una película, lo que es grave si se usa este tipo de dosímetros para investigación o para fines clínicos. Sin embargo, si el espesor de las películas es uniforme, como en el caso de las FWT-60, la mejor manera de determinar su respuesta es utilizando un espectrofotómetro, ya que es capaz de medir diferencias de densidad óptica para intervalos mayores de respuesta, y por lo tanto de dosis. Esta diferencia en la capacidad para medir intervalos mayores de densidad óptica puede deberse principalmente a que en el escáner la luz es atenuada dos veces y en el espectrofotómetro sólo es atenuada una vez.

En conclusión, no puede afirmarse que un método de determinar la respuesta sea mejor que otro, simplemente depende de las características de los dosímetros que se utilicen, en particular de que su espesor sea o no uniforme.

Finalmente, se concluye que el objetivo principal de este trabajo se ha cumplido satisfactoriamente, pues se estudió la dependencia de la respuesta con el espesor y se encontró una nueva definición para la respuesta de las mismas. También se logró dar una interpretación física de los parámetros que intervienen en la respuesta y se estudió la interacción de diferentes tipos de radiación con la materia.

En un futuro se espera ampliar el estudio acerca de la dependencia de los parámetros  $\alpha$  y  $N_0$  con la cantidad de tinte en la película, así como irradiar las películas con protones de diferente energía y con otro tipo de radiación.

## REFERENCIAS.

- (AT66).- Attix, Roesch, Tochilin. *Radiation Dosimetry*, Vol.II. Academic Press (1966), 2ª.ed. cap XV.
- (AT86).- F.H. Attix. *Introduction to radiological Physics and radiation dosimetry*. John Wiley & sons (1986), 4ª. ed.
- (AV98).- P. Avilés Mandujano. *Respuesta termoluminiscente de LiF: Ti, Mg irradiado con protones de 1.5 y 3 MeV*. Facultad de Química, U.N.A.M. 1998.
- (BU82).- A.E. Buenfil Burgos. *Uso de Películas de Tinte Radiocrómico como dosímetros secundarios*. Facultad de Ciencias, U.N.A.M. 1982.
- (MI80).- A. Miller and W.L. Mc Laughlin. *On a Radiochromic Dye Dosemeter*. Risø -M-2254, december 1980, Denmark.
- (ML65).- W.L. Mc Laughlin and L. Chalkley. *Low Atomic Number Dye Systems for Ionizing Radiation Measurement*. Photo. Sci. Eng.9,159. 1965.
- (ST96).- M.A. Stevens, J.R. Turner, R.P. Hughtenburg and P.H. Butler. *High-resolution dosimetry using radiochromic film and a document scanner*. Phys. Med. Bol. 41(1996) 2357-2365.
- (SI22).- L. Silberstein. *Quantum Theory of Photographic Exposure*. Phil. Mag. S. 6. Vol.44. No.259. July 1922.