



Universidad Nacional Autónoma
de México

Facultad de Ciencias

Linealización de la respuesta de películas
radiocrómicas y sus aplicaciones en la
dosimetría de haces de radiocirugía

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F Í S I C A

P R E S E N T A:

MARÍA DEL CARMEN GARCÍA GONZÁLEZ



DIRECTOR DE TESIS:

M. en C. JOSÉ MANUEL LÁRRAGA GUTIÉRREZ

Cd. Universitaria, CD.MX. Agosto 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno

García
González
María del Carmen
55 10 03 78 59
Universidad Nacional Autónoma de
México

2. Datos del tutor

M en C
José Manuel
Lárraga
Gutiérrez

3. Datos del sinodal 1

Dra
Mercedes
Rodríguez
Villafuerte

4. Datos del sinodal 2

Dra
Alejandra
López
Suárez

5. Datos del sinodal 3

Fis.
René
Ortega
Alvarado

6. Datos del sinodal 4

Dra
Olivia Amanda
García
Garduño

7. Datos del trabajo escrito

Linealización de la respuesta de películas radiocrómicas
y sus aplicaciones en la dosimetría de haces de radiocirugía
150p
2016

*Dedicado a
mi Padre*

Agradecimientos

Agradezco a mi Padre y a mis tías Raquel y Flora que siempre han estado para brindarme sus consejos en todos mis proyectos de vida y me han apoyado incondicionalmente. Gracias.

A todos los grandes amigos que hice durante toda mi estancia en la UNAM, mis físicos favoritos: Paola, Lupita, Jessica y Héctor; ya que fuimos inseparables durante todos esos años donde resolvimos siempre todos los problemas manteniendo esa gran amistad y hermandad.

A mis amigas y hermanas del Luz: Miroslava, Noemi, Brittany, Laura y Linda por todos los años de amistad.

A mi tutor de tesis, M. en C. José Manuel Lárraga Gutiérrez, quien me dio la oportunidad de realizar este trabajo, aprendí mucho bajo su tutela, gracias por compartir sus conocimientos y gracias por toda la paciencia que tuvo conmigo.

A la Dra. Olivia Amanda García Garduño por haberme ayudado en la realización de los experimentos de este trabajo.

A mis sinodales por haberse dado el tiempo de leer mi tesis. Gracias por sus comentarios y consejos para mejorar el contenido de este trabajo.

Al Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía por facilitarme sus instalaciones y equipo para desarrollar este trabajo.

A la Universidad Nacional Autónoma de México, por haberme recibido y dado la oportunidad de estudiar en la más grande e importante institución del país.

Índice general

Agradecimientos	III
Índice general	IV
1. Introducción.	1
2. Teoría.	9
2.1. Radiación ionizante.	9
2.2. Descripción de un campo de radiación.	11
2.2.1. Cantidades radiológicas.	11
2.2.2. Sección eficaz.	12
2.2.3. Interacción de radiación ionizante con materia.	14
2.2.3.1. Interacción de electrones	14
2.2.3.2. Coeficientes de interacción de partículas cargadas.	16
2.2.4. Interacción de fotones.	21
2.2.4.1. Coeficientes de interacción de partículas no cargadas.	27
2.3. Dosimetría de radiación.	29
2.4. Detectores de Radiación ionizante.	32
2.4.1. Detectores Gaseosos.	33
2.4.2. Detectores de estado sólido o semiconductores.	35
2.4.3. Detectores de Centelleo.	35
2.4.4. Detectores de película.	36
2.5. Producción de radiación ionizante en radioterapia.	45
2.6. Características de los haces de fotones.	46
3. Materiales y Métodos.	50
3.1. Manejo de Películas Radiocrómicas.	50
3.2. Proceso de Escaneo.	51
3.3. Caracterización de la Película Radiocrómica EBT3.	55

3.4. Modelos Teóricos de respuesta.	58
3.4.1. Ajuste Polinómico.	58
3.4.2. Modelo Single-Hit.	59
3.4.3. Modelo de Percolación.	61
3.4.4. Función Universal.	64
3.5. Linealización.	65
3.6. Aplicaciones.	71
3.6.1. Experimento de perfiles de dosis para PDD y OAR.	71
3.6.2. Distribuciones de dosis en un maniquí de cabeza.	73
3.7. Análisis de incertidumbres	76
4. Resultados.	80
4.1. Caracterización del escáner.	80
4.1.1. Estabilidad de lectura.	80
4.1.2. Uniformidad.	81
4.2. Curva sensitométrica.	83
4.3. Modelos teóricos de respuesta.	85
4.3.1. Ajuste Polinómico.	85
4.3.2. Modelo Single-Hit.	86
4.3.3. Modelo de Percolación.	87
4.3.4. Función Universal.	89
4.4. Linealización.	91
4.4.1. Linealización en curvas sensitométricas de la literatura.	101
4.5. Aplicaciones.	106
4.5.1. Medidas PDD y OAR.	106
4.5.2. Distribuciones de dosis en un maniquí de cabeza.	128
5. Discusión.	133
5.1. Modelos teóricos de respuesta.	133
5.2. Linealización.	134
5.3. Aplicaciones.	140
6. Conclusiones.	143
Bibliografía	148

Capítulo 1

Introducción.

La Física de Radiaciones es la encargada de explicar los fenómenos asociados con radiaciones ionizantes, cómo interaccionan con medios materiales, cómo se cuantifican, se detectan y se interpretan en mediciones útiles. La radiación ionizante es radiación con suficiente energía para arrancar electrones fuertemente unidos de un átomo, causando así que este átomo se ionice. La propagación de la radiación ionizante se da a partir del transporte de fotones o partículas altamente energéticas; los fotones pueden ser rayos X y γ (radiación electromagnética) que generan radiación indirectamente ionizante ya que al interaccionar con el material liberan electrones que a su vez tienen la capacidad de ionizar la materia, estos electrones liberados generan radiación directamente ionizante. La materia está formada por átomos que se encuentran normalmente en un estado neutro. Es así como, al interaccionar con radiación ionizante existen fotones, electrones o iones pesados que generan procesos de colisiones inelásticas con los electrones atómicos del medio o colisiones elásticas con los núcleos atómicos. Los mecanismos que surgen a partir de estos procesos se explicaran más adelante en el capítulo 2.

Los primeros estudios de las radiaciones ionizantes fueron a partir del descubrimiento de los rayos X, hecho por Roentgen en 1895. A partir de este descubrimiento se ha empleado el uso de radiaciones ionizantes como herramienta en medicina. No sólo se han empleado rayos X, también están los rayos γ , electrones, protones, etc. Al uso de la radiaciones ionizantes en medicina se le denomina como tratamientos de radioterapia, donde el principal objetivo es usar estas radiaciones para eliminar células tumorales. Por lo general suelen ser cancerosas, en áreas específicas del cuerpo humano. [1]

La radiación ionizante tiene que ser detectada con ayuda de dispositivos especiales, ya que resulta imperceptible ante los sentidos humanos. Las detecciones se llevan a cabo a partir de instrumentos que ayudan a identificar cómo se deposita la energía de la radiación ionizante en un medio. Se medirán así fenómenos físicos como: cambios ópticos, térmicos o cambios químicos en el material del detector, los cuales serán indicadores de la presencia de radiación. La radiación

ionizante se manifiesta a través de la fluencia de partículas que suelen ser electrones y fotones que ionizan o excitan el material sensible del detector, lo que conlleva a obtener la detección de una respuesta. Este es el mecanismo básico de cualquier detector de radiación. Una de las cantidades físicas que se pueden medir en un detector es la carga eléctrica generada en un volumen de interés, dando la obtención de una señal eléctrica como lectura de respuesta. Existen también los que generan una respuesta sin necesidad de tener un registro electrónico. Los detectores de radiación suelen ser de muchos tipos donde se varía el material, el tamaño, el tipo de energía a detectar (ya sean generadas por fotones, electrones o iones pesados) y la forma en cómo miden cantidades físicas de la radiación ionizante: los más empleados son los detectores gaseosos, de centelleo y de estado sólido.

En particular, en el presente trabajo, se tendrá interés en un detector de estado sólido: el detector de película. De éste existen varios modelos donde difieren en su componente activo, configuración y espesor. En la primera generación de detectores de película se tienen las películas radiográficas, las cuales tienen una respuesta a la radiación ionizante a partir de una reacción química dando lugar a un oscurecimiento en el material, el cual se da gracias a una capa sensible de emulsión de bromuro de plata ($BrAg$) que se encuentra entre dos capas delgadas de emulsión fotográfica y la obtención de la lectura de respuesta se lleva a cabo a partir de un proceso de revelado, siendo esto una gran desventaja.[2] Posteriormente, se tienen las películas de tinte radiocrómico, donde el material sensible a la radiación ionizante cambia, teniendo ahora monómeros cristalinos que se encuentra entre dos capas de poliéster flexible, polidiacetileno. Así, al estar bajo radiación ionizante sufren un cambio en su estructura dando lugar a polímeros que se traducen en un proceso de tinción, el cual se ve de inmediato, presentándose una decoloración que progresivamente se tiñe en diferentes tonos de azul en proporción a la cantidad de energía depositada en la película. Las últimas generaciones de películas radiocrómicas vuelven a tener un material sensible de una capa activa de monómeros que al ser expuesta a un haz de radiación ionizante, se polimeriza provocando el oscurecimiento del material (sin presentarse ya la tinción azul), presentando un aumento en la coloración conforme aumenta la energía depositada.

Los modelos existentes de detectores de películas han ido cambiando a través de los últimos años, lo cual trae la necesidad de implementar constantemente investigaciones respecto a la caracterización de estos. Uno de los primeros pasos para caracterizar su respuesta es cuantificando los cambios ópticos del sistema. Para ello se utilizan densitómetros o escáneres digitales.

Dadas las aplicaciones que se le han dado a las radiaciones ionizantes, han surgido magnitudes y unidades que describen el campo de radiación que se está detectando. Una cantidad física de vital interés es la dosis absorbida, que es la cantidad de energía depositada por unidad de masa. En el caso de los detectores de película es la magnitud que cuantifica la radiación incidente en el material sensible.

El análisis dosimétrico que relaciona la dosis absorbida con el cambio en el color se rige bajo el principio de la transmitancia de la luz en el material. Esta es la cantidad que se mide directamente en la película. La transmitancia es la fracción de luz que se transmite a través de un medio, en este caso, la película radiocrómica. Viene dada por:

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (1.0.1)$$

donde I_0 es la intensidad inicial del haz de radiación e I es la intensidad de la luz transmitida.

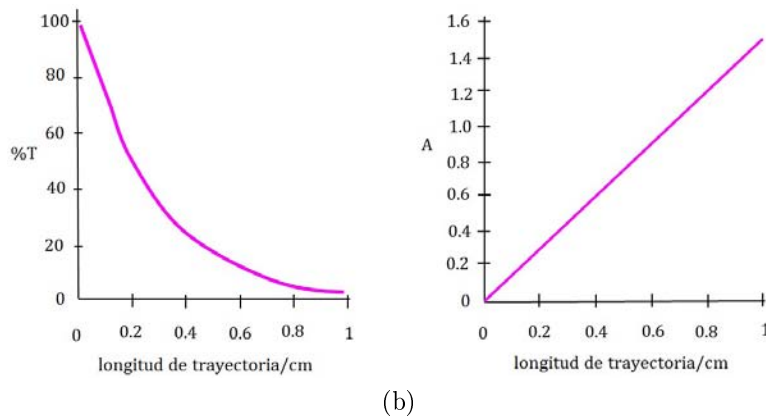
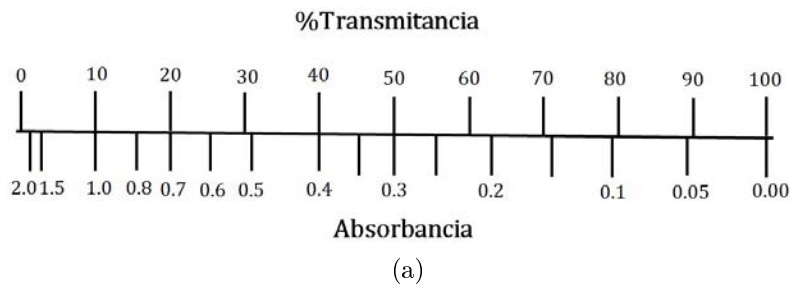


Figura 1.0.1: Diferencia de escalas de $\%T$ y A . En a) Escalas de porcentaje de transmitancia y absorbancia en escala logarítmica y en b) Gráficas donde se muestra la diferencia en la respuesta de la función de las dos escalas.

De la ecuación 1.0.1 se obtiene una fracción de la cual se reporta un porcentaje de transmitancia[3]. Las escalas obtenidas con estos porcentajes describen un comportamiento exponencial si se relacionan con la variación del grosor del medio de absorción. Es así como se prefiere cambiar de escala aplicando un logaritmo base 10 y la fracción a considerar será la absorbancia con lo que se obtiene un comportamiento lineal. Con esta idea surge la Ley de Beer-Lambert (véase figura 1.0.1), ecuación 1.0.2. Esta ley tiene como primeras aplicaciones en el campo de análisis químicos para entender la atenuación de la luz en ciertas soluciones químicas tras variar su concentración.

$$A = \log_{10}(T^{-1}) \quad (1.0.2)$$

donde T es la transmitancia.

Este razonamiento se extiende al nuevo sistema de interés, que es el detector de película. Para definir la densidad óptica que es una cantidad adimensional, se define como:

$$OD = \log_{10}(T^{-1}) \quad (1.0.3)$$

Tras la aplicación de la función logaritmo se esperaría un comportamiento lineal en la respuesta de estos sistemas pero este tiene ciertas limitantes, ya que al relacionar la absorbancia con la concentración del material se llega a un punto de saturación, para concentraciones muy altas, donde después de éste se pierde la linealidad, véase figura 1.0.2a.

Este comportamiento se ve claramente en las películas radiográficas donde se preserva más linealidad en su respuesta para rangos de dosis que abarca este tipo de detector y al llegar a la saturación pierde linealidad. Esto se muestra en las curvas sensitométricas en la figura 1.0.2b de películas radiográficas, modelos Kodak XV y Kodak EDR2, donde la linealidad se presenta solo en los intervalos de $[0 - 100]$ cGy y $[0 - 500]$ cGy, respectivamente.

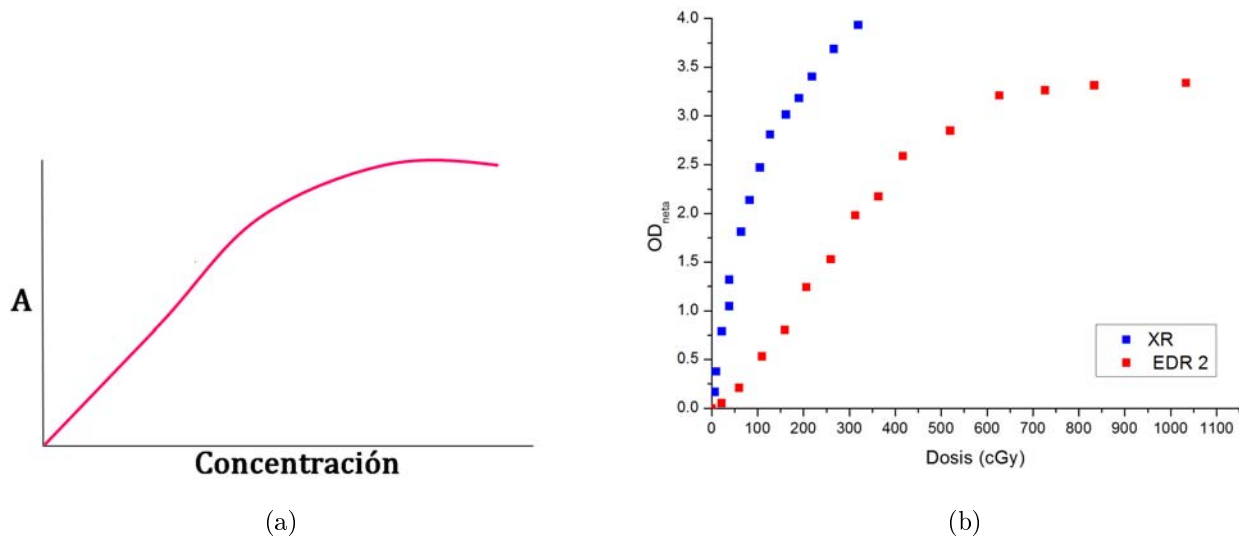


Figura 1.0.2: En a) Gráfica de Absorbancia vs. Concentración y en b) Gráficas de la respuesta de las películas radiográficas modelo Kodak XV y Kodak EDR2 (datos tomados del artículo de Zhu et al. 2003 [4]).

Las películas radiográficas tienen un rango de respuesta de dosis muy bajo en comparación con las películas radiocrómicas, ya que estos detectores cubren rangos de dosis más grandes. Estos

cambios en su respuesta se deben a que ambos detectores de películas no comparten el mismo material sensible en su constitución. En la figura 1.0.3 se puede ver la gráfica de la respuesta de una película radiocrómica. Al relacionar dosis con densidad óptica, la curva describe el fenómeno de cómo varía el oscurecimiento de la película conforme aumenta la dosis. A esta gráfica se le denomina curva de calibración

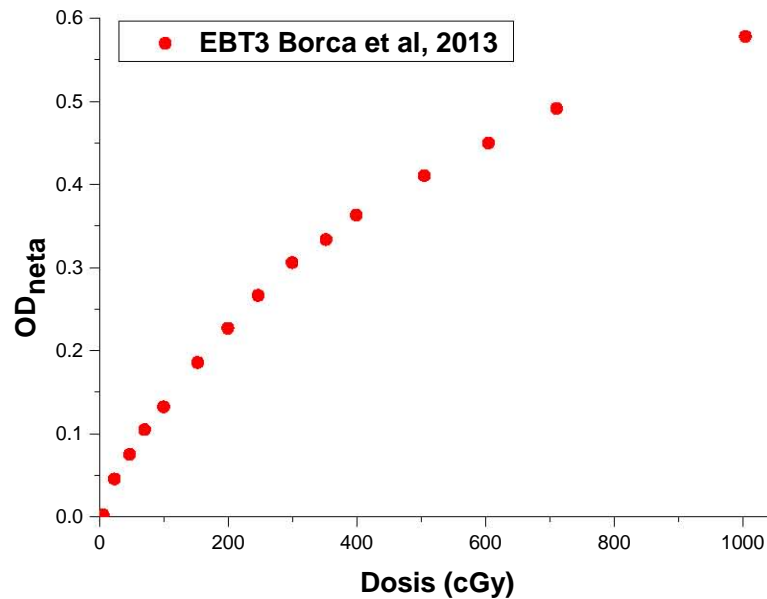


Figura 1.0.3: Gráfica de la densidad óptica como función de la dosis absorbida de una película GarChromic EBT3 en el canal rojo.[5]

Para explicar la respuesta de coloración tras aplicar un haz de radiación existen modelos teóricos que describen este comportamiento a partir de primeros principios. Estos modelos se explicaran a detalle más adelante en este trabajo.

El linealizar una función que describe un fenómeno en física se hace para encontrar una relación más inmediata entre sus variables. La respuesta ideal de cualquier detector de radiación se espera que tenga un comportamiento lineal pero, como se ve en la gráfica de la figura 1.0.3 esto no sucede en el sistema de película radiocrómica.

La razón por la que se quiere encontrar una forma funcional que describa el sistema linealmente es para poder relacionar de una forma más directa sistemas de distribución de dosis relativas. Las

mediciones de dosis relativas son importantes ya que en tratamientos de radioterapia se tienen que hacer constantes verificaciones que aseguren la calidad del haz de radiación impartido en los pacientes. Las verificaciones se hacen con ayuda de detectores de radiación que pueden ser cámaras de ionización, diodos o detectores de película. Por lo general, estas mediciones de dosis relativas se realizan con detectores que cuentan con una respuesta lineal. He ahí el porqué se quiere encontrar una función en términos de la densidad óptica que relacione la dosis absorbida con un comportamiento lineal.

Estos procedimientos de caracterización del haz ayudan a evitar posibles discrepancias con respecto a los valores de dosis absolutos. Así, los valores de dosis relativos se obtienen a partir de hacer la fracción de estos valores con respecto un punto de normalización de un valor de interés de dosis absoluta.

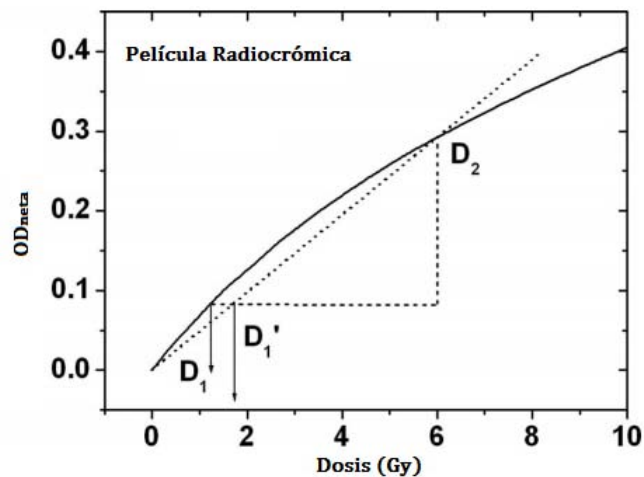


Figura 1.0.4: Respuesta de una película radiocrómica donde se puede ver la hipotética respuesta lineal en la línea punteada. [6]

S. Devic et al. 2012 [6], han atacado el problema de linealizar la respuesta en su artículo *Linearization of dose-response curve of the radiochromic film dosimetry system* [6], en donde propone ζ una función de linealización. Esta función de linealización que ellos proponen, se consigue tras hacer ajustes a más de veinte curvas sensitométricas. Así encuentran esta forma funcional:

$$\zeta = -\frac{OD^{2/3}}{\ln(OD)} \quad (1.0.4)$$

La ecuación 1.0.4 se muestra la función lineal que es capaz de linealizar cualquier curva sensitométrica de cualquier modelo de película radiocrómica de la generación EBT. Tiene la gran ventaja de solo depender de la variable de densidad óptica y es independiente del escáner o

densitómetro empleado para la obtención de las lecturas de pixeles. Esto es lo que ellos aseguran en dicho artículo. En la figura 1.0.5 se muestra la comparación de una curva sensitométrica de una película EBT y su linealización tras la aplicación de la ecuación 1.0.4.

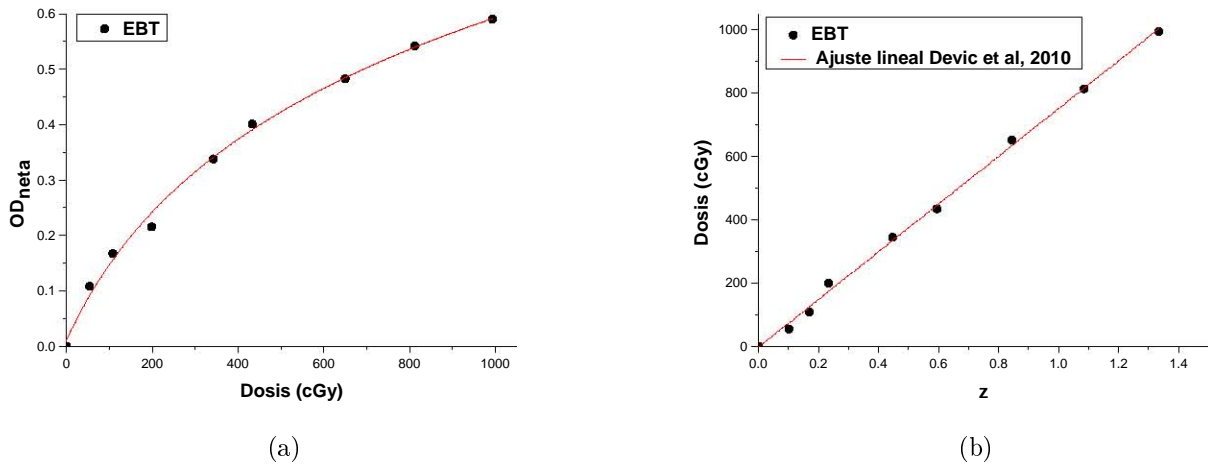


Figura 1.0.5: En a) Curva Sensitométrica de una película EBT y en b) Linealización de la función ζ (datos obtenidos del artículo de Devic et al. 2012 [6]).

La expresión de la ecuación 1.0.4 no está basada en los mecanismos físico-químicos del sistema, simplemente es el resultado de un ajuste obtenido con un software de gran cantidad de curvas sensitométricas. Así es como en el presente trabajo, a partir de modelos teóricos, se proponen funciones lineales que cuentan con parámetros fijos característicos del sistema con su respectivo significado físico.

El objetivo general de este trabajo es poder encontrar una relación lineal entre la dosis y la densidad óptica para la respuesta de la película radiocrómica. Como objetivos particulares se quiere obtener una curva sensitométrica para la caracterización de la película radiocrómica EBT3 y utilizar modelos teóricos que la describa para así encontrar a partir de sus parámetros característicos, una función de linealización que dependa de la densidad óptica.

En el capítulo 2 se explican los mecanismos de interacción de fotones en la materia y su cuantificación a partir de las unidades y magnitudes físicas características del tipo de partículas resultantes del proceso de interacción. Después, entendida la generación de la radiación ionizante, se presenta la instrumentación que ayuda a su detección describiendo las características que deben cumplir estos sistemas para la obtención de mediciones confiables y reproducibles. En el capítulo 3, se explica a detalle la composición del detector empleado, cual fue su procesamiento y su

caracterización. Se discute el manejo de datos experimentales para la obtención de una respuesta útil que ayude a entender el sistema, con lo que se consigue una relación entre la densidad óptica y la dosis absoluta. Se explica también el manejo de incertidumbres para las variables de interés. Se propone la implementación de modelos teóricos que a partir de primeros principios describan el fenómeno del oscurecimiento de la película conforme aumenta la dosis absorbida. Para esto, se tomó como referencia el artículo de del Moral et al. 2009 [7]. A partir de los modelos teóricos se encuentran formas lineales, consiguiendo nuevas funciones que tienen como variable independiente a la densidad óptica. De las funciones de linealización propuestas se renombran variables independientes, obteniéndose así gráficas de linealización de la dosis absorbida en función de estas nuevas variables.

Para verificar que los modelos lineales propuestos sean correctos se llevaron a cabo experimentos que compararon perfiles de mediciones dosimétricas. Los perfiles obtenidos de las formas lineales se comparan con la función de linealización de Devic et al. 2012 [6], ya que se toma de referencia. También se analizó una distribución de dosis en un maniquí de cabeza y a partir de esta se generan perfiles nuevamente para comparar la efectividad de las funciones lineales en las mediciones de dosis relativas. En el capítulo 4, se presenta la curva de calibración obtenida de la caracterización de la película radiocrómica modelo EBT3. También se presentan las gráficas de linealización de los tres modelos propuestos en comparación con la referencia de la función de linealización propuesta por Devic et al. 2012 [6]. En los capítulos finales se presenta una breve discusión de los resultados y las conclusiones del trabajo.

Capítulo 2

Teoría.

El estudio de la Física de Radiaciones comienza a partir de 1895 con el descubrimiento de los rayos X hecho por el físico Alemán Roentgen (1845-1923), donde a partir de estudiar rayos catódicos en un tubo de descarga gaseosa de alto voltaje, observó que en una pantalla de platincianuro de bario, que casualmente estaba cerca, se emitía luz fluorescente siempre que encendía el tubo a pesar de aislarlo en una caja de cartón negro. Después de realizar experimentos adicionales determinó que la fluorescencia se debía a la radiación invisible más penetrante que la radiación ultravioleta. Roentgen nombró a estos rayos invisibles rayos X por su naturaleza desconocida.[8] Todos estos descubrimientos permitieron desarrollar avances en el área de la medicina, donde se utilizan las radiaciones ionizantes dando lugar a tratamientos médicos como la radioterapia.

2.1. Radiación ionizante.

El fenómeno de radiación consiste en la propagación de energía en forma de ondas electromagnéticas o en partículas subatómicas (como neutrones, electrones, positrones o protones) en el vacío o en medios materiales. Existen dos formas de absorción de energía en la materia, estas se dan a partir de la excitación o ionización. A esto se le denomina radiación ionizante, ya que tiene la capacidad de cambiar el estado neutro de un material a partir de excitarlo o ionizarlo dependiendo de la partícula de interacción, de forma tal que cuando se tiene un electrón de un átomo o molécula en su máximo nivel de energía sin expulsión del electrón, se le llama excitación. Por otra parte, cuando la partícula de incidencia tiene suficiente energía para expulsar uno o más electrones orbitales, se conoce como ionización. Teniendo esto en consideración se clasifica a la radiación ionizante como: radiación indirectamente ionizante y directamente ionizante.

En la radiación indirectamente ionizante se tienen ondas electromagnéticas con energías su-

periores a 10^3 eV. A partir de estas energías se tienen rayos X o rayos γ , los cuales tienen la capacidad de ionizar la materia. Recordemos que el espectro electromagnético cubre energías con más de veintidós órdenes de magnitud, véase figura 2.1.1, en donde también se tiene radiación no ionizante ejemplo de esto son los Rayos UV, las ondas de radio y microondas.

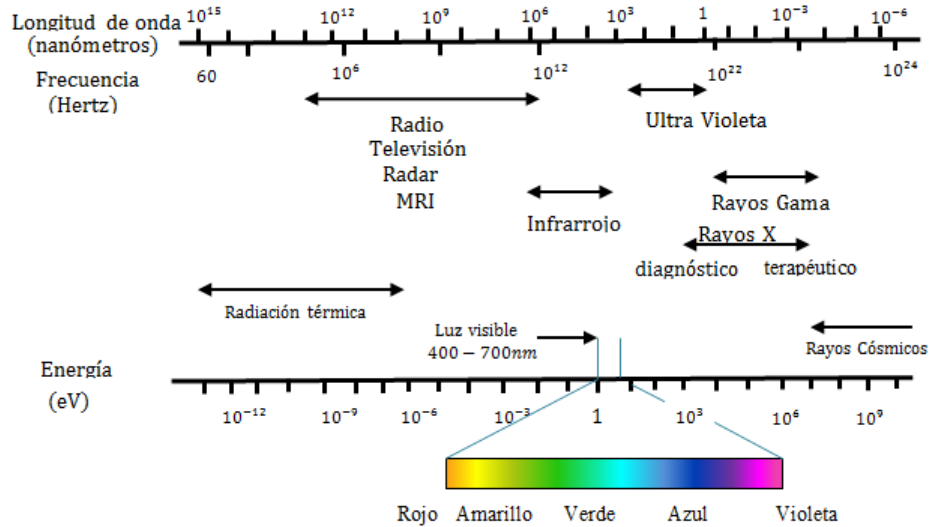


Figura 2.1.1: Espectro electromagnético.

Cuando las ondas electromagnéticas interactúan con la materia, se consideran partículas individuales definidas como fotones, donde la energía que los describe viene dada por la ecuación 2.1.1.

$$E = h\nu \quad (2.1.1)$$

donde $h = 4.13 \times 10^{-15}$ eV·s es la constante de Planck. En general las unidades para la energía de la ecuación 2.1.1 se expresa en keV, donde 1 electronvolt (eV) es la energía recibida por un electrón cuando es acelerado a través de una diferencia de potencial de 1 V .[1]

Así, la radiación indirectamente ionizante es la interacción de partículas no cargadas (neutrones o fotones, rayos x o rayos gamma) con el medio que, al transferir energía liberan partículas cargadas (electrones, protones o iones pesados) del material. Aquí se presenta la radiación directamente ionizante, que, a través de interacciones coulombianas depositan energía en el medio generando así procesos de ionización y excitación. [9] La energía mínima requerida para ionizar un átomo, o sea, para arrancar un electrón es conocida como el potencial de ionización, el cual es característico para cada elemento. [1]

Las fuentes de radiación ionizante pueden ser naturales o artificiales, y resulta importante

conocerlas, ya que estas pueden beneficiar o causar alteraciones en procesos biológicos y puede ser nociva para el ser humano.

Se tienen así las **fuentes naturales** de radiación, las cuales se dividen en dos fuentes importantes:

1. La radiación cósmica generada en estrellas y explosiones de estrellas, el campo magnético terrestre es el que nos protege de ésta. Es así como la ubicación donde nos encontramos en la Tierra influye en el nivel de radiación que se recibe: por ejemplo en el ecuador hay mayor protección que en los polos por la geometría del campo magnético terrestre. Otro factor es la dependencia con la altitud, a nivel del mar se recibe menos radiación cósmica que a la altura de una montaña o de un avión en vuelo. Una de las manifestaciones más claras de la radiación cósmica son las aureolas boreales y australes que se generan por la ionización de partículas cargadas de origen cósmico.
2. La radiación terrestre es otra fuente natural, tal es el caso de las series radiactivas, que son transformaciones nucleares de radionúclidos inestables que generan partículas alfa o beta, dependiendo de la serie que se tenga. Existen también radionúclidos naturales que emiten rayos gamma como el potasio que se encuentra en algunos alimentos y el radón que sube en forma de gas a la tierra.

También existen las **fuentes artificiales** de radiación las cuales son producidas por el ser humano. Ejemplo de estas son los tratamientos de Radiodiagnóstico, la fabricación de radiofármacos para Medicina Nuclear, los Reactores Nucleares donde se trabaja con materiales muy fisibles, generándose desechos radiactivos y finalmente se tienen las explosiones nucleares desde 1945 con la bomba de Uranio y las múltiples pruebas nucleares que realizan con éstas.

2.2. Descripción de un campo de radiación.

Una vez conocidas las fuentes de radiación ionizante resulta importante explicar algunas cantidades físicas que caracterizan un campo de radiación. Así, se requiere conocer el tipo de radiación, su energía, su distribución espacial y el número de partículas que cruzan un área de interés.

2.2.1. Cantidades radiológicas.

El número de partículas N , es el número de partículas emitidas, transferidas o recibidas.

La fluencia de partículas ϕ es el número de partículas incidentes en una sección transversal, así se define como el cociente de dN entre da :

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad [\Phi] = [m^{-2}] \quad (2.2.1)$$

A partir de la ecuación 2.2.1 se puede definir también la rapidez de fluencia que viene dada por la siguiente expresión:

$$\phi = \frac{d}{dt} \frac{dN}{da} = \frac{d\phi}{dt} \quad [\phi] = [m^{-2} \cdot s^{-1}] \quad (2.2.2)$$

La energía radiante R , es la energía de las partículas emitidas, transferidas o recibidas, sin considerar su energía en reposo, considerándose, tan sólo la energía cinética o cuántica de las partículas.

A partir de esto, se puede definir la fluencia de energía como:

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad (2.2.3)$$

donde dR es el valor esperado de la energía cinética o cuántica de las partículas que cruzan el área da . La unidad de la energía de fluencia es $J \cdot m^{-2}$.

Conociendo la expresión de la ecuación 2.2.3, se define la rapidez de fluencia como:

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} \quad [\psi] = [J \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}] \quad (2.2.4)$$

Considerando el caso de un haz monoenergético que cruza un número N de partículas de energía E por un área da . Con la ecuación 2.2.4 se tiene una relación entre las distribuciones de fluencia y fluencia de energía.

$$\Psi = \frac{dN}{da} E$$

$$\Psi = E\Phi \quad (2.2.5)$$

Y, considerando un haz más realista, se tiene una variación en la energía siendo un haz polienergético, así con la ecuación 2.2.5 obtendríamos:

$$\Psi_E(E) = \frac{d\Phi}{dE}(E) E \quad (2.2.6)$$

2.2.2. Sección eficaz.

La sección eficaz representa la probabilidad de interacción entre dos partículas y se expresa en unidades de área (*barn* o cm^2). La sección eficaz es característica en cada experimento ya que pueden variar la energía del haz, el espesor del material y el elemento del cual esté compuesto el

material que será el blanco donde impactará el haz de radiación, véase figura 2.2.1a. A partir de la ecuación 2.2.7 se puede definir la sección eficaz como una constante de proporcionalidad.

$$\sigma = \frac{1}{n\Phi} \left(-\frac{d\Phi}{dx} \right) \quad (2.2.7)$$

donde n es el número de densidad de átomos blanco, Φ es la fluencia de partículas del haz de radiación, dx es el espesor del material y $-d\Phi$ es la cantidad de flujo perdido debido a la ocurrencia de cada impacto del haz de radiación.

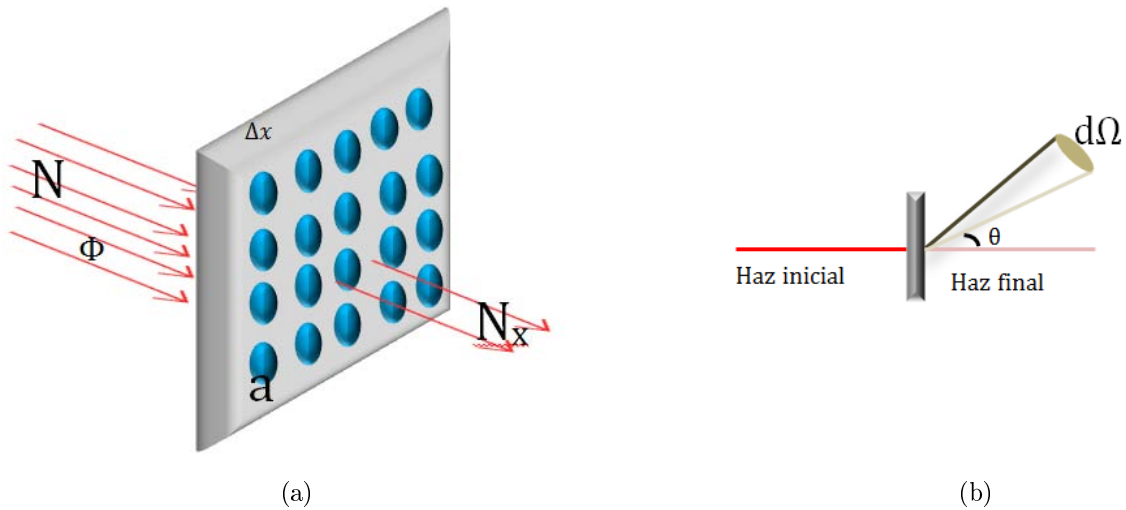


Figura 2.2.1: En a) se muestra la dispersión de un haz de partículas en un medio material que ayuda a visualizar la Sección eficaz, mientras que en b) se muestra la sección eficaz diferencial considerando el ángulo sólido.

Para una descripción completa de los procesos de interacción de un haz de radiación con materia, se requieren conocer las distribuciones de la sección eficaz en términos de la energía y dirección de todas las partículas emergentes que resultan de la interacción. A estas distribuciones se les llaman secciones eficaces diferenciales, que es obtenida a partir de la derivada σ con respecto a la energía emergente de las partículas y del ángulo sólido $d\Omega$; se puede expresar esta relación a partir de la ecuación .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{\phi} \quad (2.2.8)$$

La ecuación 2.2.8 puede describir una colisión experimental de un haz de radiación sobre un blanco en el cual existe un detector que mide el número de partículas por unidad de tiempo dispersadas dentro de un elemento de ángulo sólido de un determinado sistema de coordenadas (por lo general se trabajan en coordenadas esféricas) con cierta dirección, véase figura 2.2.1b .

2.2.3. Interacción de radiación ionizante con materia.

En la presente sección se explicará cómo interactúa la radiación ionizante con la materia. Los procesos de interacción dependen tanto del tipo y la energía de la partícula incidente. Las partículas de mayor interés en el presente trabajo son los electrones y fotones ya que sus interacciones son de gran relevancia en física de radiaciones y entender dichos procesos permite la generación de radiación ionizante en áreas como la radioterapia.

A continuación, se presentan una serie de modelos que describen los mecanismos básicos de interacción para cada tipo de partícula. Se explica cómo cada uno de estos modelos dependen siempre de la partícula incidente y del medio material de interacción. Se presenta también su probabilidad y sus coeficientes de interacción.

2.2.3.1. Interacción de electrones

Los electrones al cruzar la materia provocan interacciones coulombianas con los electrones orbitales y el núcleo atómico que forman el material de interacción. Los procesos de interacción se dan a partir de colisiones elásticas e inelásticas. En las elásticas se tiene un electrón que al cambiar de dirección con respecto a su trayectoria original no pierde energía. Mientras que para las colisiones inelásticas al deflectarse el electrón incidente se tienen pérdidas de energía, estas pérdidas resultan en energía transferida en el medio atómico donde está colisionando. La probabilidad de que una partícula cargada pase por una capa de materia sin ninguna interacción es nula: ejemplo de esto es una partícula cargada de 1MeV que dará típicamente $\sim 10^5$ interacciones antes de perder toda su energía cinética.[1, 10, 9] Ahora, considerando qué tan cerca pase el electrón de un átomo de radio a se tendrá un parámetro de impacto b , (véase figura 2.2.2) que se define como la distancia perpendicular entre la dirección del electrón antes de la interacción y el núcleo atómico. Existen tres casos

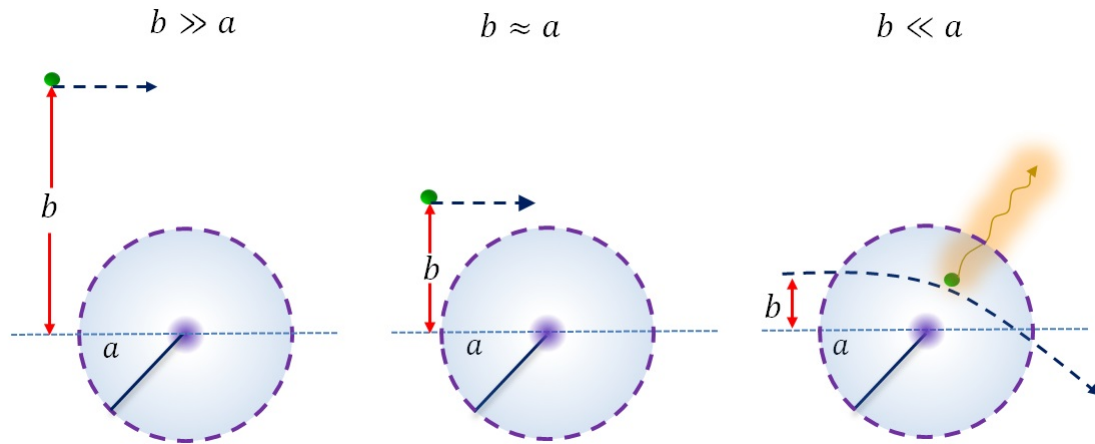


Figura 2.2.2: Posibles interacciones entre un electrón y un átomo de absorción.

- Para $b \gg a$, el electrón tiene una **colisión suave** con todo el átomo y solo una pequeña cantidad de energía es transferida del electrón incidente a los electrones orbitales. La probabilidad de que se de esta interacción depende de la sección eficaz que se obtiene a partir de conocer radio efectivo, que viene dado por:

$$r = \frac{Ze^-}{V \cdot \Theta} \quad (2.2.9)$$

donde r es el radio de la dispersión elástico o inelástico, e^- es la carga eléctrica del electrón, Z es el número atómico del elemento de absorción, Θ es el ángulo de dispersión y V es el potencial eléctrico o la energía que lleva el electrón de interacción. [11] A partir de la sección eficaz podemos ver la dependencia que tiene con el número atómico (como Z^2) y la energía (como $1/E^2$). Así, la probabilidad de la dispersión elástica aumenta fuertemente con el número atómico y decrece conforme la energía aumenta.

- Para $b \approx a$, el electrón tiene una **colisión dura** con algún electrón orbital y una fracción de la energía cinética del electrón incidente es transferida al electrón orbital. Tras esta transferencia de energía el electrón orbital sale de su órbita convirtiéndose así en un rayo delta (rayos δ^1), el cual al ser lo suficientemente energético disipa su energía a lo largo de una trayectoria separada de la partícula cargada primaria. Luego de la pérdida del electrón orbital, queda una vacancia en una capa interna del átomo que viene a ser ocupada por un electrón de una capa superior, generándose rayos X característicos. La interacción de probabilidad es diferente ya que depende del material absorbedor y de la energía del electrón incidente, por

1

- Partícula secundaria resultante de una interacción ionizante

lo general aumenta conforme crece la energía y, al igual que la colisión inelástica, tiene la misma sección eficaz de la ecuación 2.2.9.

- Para $b \ll a$, el electrón incidente se somete a una **interacción radiactiva** con el núcleo y una fracción de la energía cinética del electrón es emitida como un fotón, rayos X denominado **Bremsstrahlung**, esto se debe a que el electrón incidente viaja con una velocidad muy alta desviando su trayectoria debido a la presencia del núcleo atómico. Esto hace que se defleccione debido a la atracción de fuerza columbiana y pierda energía cinética sufriendo una desaceleración. Cuando la energía cinética del electrón es baja, los fotones de Bremsstrahlung son emitidos predominantemente entre los ángulos de 60° y 90° relativos a la trayectoria del electrón incidente. Si la energía cinética del electrón es alta, los fotones de Bremsstrahlung tienden a ser emitidos en dirección hacia adelante. La probabilidad de que un fotón Bremsstrahlung por unidad de átomo sea emitido es proporcional al Z^2 del material con el que está colisionando el electrón incidente. Así, la probabilidad de que esta interacción se de aumenta conforme Z aumenta al igual que la energía del electrón incidente. Generalmente, en la producción de rayos X los producidos por electrones de frenado (Bremsstrahlung) son mayores que los producidos por los rayos X característicos. Este proceso explica una de las formas de generación de rayos X que se utilizan en el diagnóstico médico por imágenes.

2.2.3.2. Coeficientes de interacción de partículas cargadas.

Las interacciones que se dan entre materia y partículas cargadas se caracterizan por coeficientes de interacción que ayudan a calcular la probabilidad de estos procesos; pero antes de hablar de estos coeficientes resulta relevante definir el concepto de **ionización específica** que se refiere al número de pares iónicos formados por unidad de distancia que recorre una partícula cargada. Una ionización generada por el haz de partículas cargadas es dependiente de la energía y entre más ionizaciones, menos energía tiene el haz al ir atravesando el medio incidente. Esta cantidad se puede obtener por la división de tasa lineal de energía perdida por la energía necesaria para remover un electrón del átomo, es decir, para formar un par iónico (p.i.):

$$\frac{\text{tasa lineal de energía perdida}(eV/cm)}{\text{energía necesaria para formar un par ionico}(eV/p.i)} = \frac{p.i.}{cm} \quad (2.2.10)$$

El último término de la ecuación 2.2.10 es el **Poder de Frenado** de las partículas cargadas que es el valor esperado de la tasa de pérdida de energía por unidad de longitud recorrida x por una partícula cargada de tipo Y y energía cinética T en un medio de número atómico Z .

$$S = \left(\frac{dT}{dx} \right)_{Y,T,Z} \quad (2.2.11)$$

Es expresado en unidades de MeV/cm o J/m .

Conociendo el Poder de frenado se puede dividir entre la densidad del medio obteniéndose así el **Poder de Frenado Másico** ($dT/\rho dx$), el cual es el coeficiente de interacción que caracteriza la interacción de los electrones con la materia, con unidades de $MeVcm^2/Kg$ o Jm^2/Kg . El poder de frenado másico (S/ρ) se divide en dos: el poder de frenado másico por colisión y el poder de frenado másico de radiación, véase ecuación 2.2.12.

$$\frac{S}{\rho} = \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{col} + \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{rad} \quad (2.2.12)$$

El primer término de la ecuación 2.2.12 es referente a la interacción de colisión suave y dura, mientras el segundo término, de esta misma ecuación, corresponde a la interacción de colisión radiactiva. Dichos tipos de colisión se explicaron en la sección anterior. Cada termino se calcula a partir de la sección eficaz dependiendo del proceso, puede ser de colisión (suave o dura) o de radiación,

El poder de frenado másico de colisión suave se calcula a partir de la ecuación 2.2.13 la cual viene de la teoría de Bethe.

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dT_{col\,suave}}{dx} \right)_{col} = \frac{N_A Z}{A} \int_{T_{min}}^H T \frac{d\sigma}{dT} dT \quad (2.2.13)$$

donde N_A es el número de Avogadro, M la masa molar del átomo, Z es el número atómico, $\frac{d\sigma}{dT}$ es la sección eficaz diferencial (por electrón atómico) para interacciones y T es la energía perdida del haz de electrones en la interacción. Los límites de integración que se consideran depende de la energía mínima (T_{min}) para que se de una colisión suave y de una energía umbral arbitraria H que genere una colisión dura.[12]

Resolviendo la ecuación 2.2.13 se obtiene:

$$\left(\frac{dT_{col\,suave}}{\rho dx} \right)_{col} = \frac{2\pi N_A Z r_0^2 c^2 z^2}{\beta^2 A} \left[\ln \left(\frac{2m_0 c^2 \beta^2 H}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.2.14)$$

donde $\left(\frac{N_A Z}{A} \right)$ es el número de electrones por gramo del medio de absorción que funge como material de frenado, r_0 es el radio atómico clásico del electrón y $\beta = \frac{v}{c}$ es la corrección relativista,

se refiere a que la velocidad de la partícula incidente es mucho mayor a la de los electrones atómicos. Simplificando algunas constantes se define el factor k dado por :

$$k = \frac{2\pi N_A Z r_0^2 c^2 z^2}{\beta^2 A} = 0.1535 \frac{Z z^2 \text{ MeV}}{A \beta^2 \text{ g/cm}^2} \quad (2.2.15)$$

Obteniéndose que la ecuación 2.2.14 resulta [9] :

$$\left(\frac{dT_{col_{suave}}}{\rho dx} \right)_{col} = k \left[\ln \left(\frac{2m_0 c^2 \beta^2 H}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.2.16)$$

Como podemos ver en la ecuación 2.2.16 tiene dependencia con el número atómico y el potencial de ionización I . Ambas cantidades dependen del material de interacción con el que se este trabajando, pero I es independiente del tipo de partícula cargada con el que se esté colisionando.

Ahora calculando el poder de frenado másico de la colisión dura se considera la ecuación 2.2.13 pero cambiando los limites de integración, con lo que se obtiene la ecuación 2.2.18.

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dT_{col_{suave}}}{dx} \right)_{col} = \frac{N_A Z}{A} \int_H^{T_{máx}} T \frac{d\sigma}{dT} dT \quad (2.2.17)$$

donde estos nuevos límites de integración se refieren a una energía umbral arbitraria H que genere una colisión dura y $T_{máx}$. Se refiere a una energía máxima que pueda ser transferida en una colisión frontal con un electrón atómico, asumiendo que no colisione. [9] Si $H \ll T_{máx}$, esta suposición solo aplica para partículas más pesadas que los electrones y se consigue la ecuación 2.2.18.

$$\left(\frac{dT_{col_{dura}}}{\rho dx} \right)_{col} = k \left[\ln \left(\frac{T_{máx}}{H} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.2.18)$$

Combinando las ecuaciones 2.2.16 y 2.2.18 se puede encontrar una expresión total del poder de frenado másico de colisión que involucre los casos de colisión suave y dura, esto se expresa en la ecuación 2.2.19.

$$\begin{aligned} \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{col} &= 2k \left[\ln \left(\frac{2m_0 c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2) I} \right) - \beta^2 \right] \\ &= 0.3071 \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[13.8373 + \ln \left(\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - \ln I \right] \end{aligned} \quad (2.2.19)$$

A la ecuación 2.2.19 se le hace una corrección para que pueda aplicarse a electrones, ya que estos llegan con una velocidad mucho mayor con respecto a los electrones atómicos. Así se tiene que considera la sección eficaz para electrones propuesta por Møller [13], el nuevo término es el efecto de densidad que se refiere a que tan densa es la nube electrónica del material de frenado y transforma la ecuación 2.2.19 en la siguiente forma:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{col} = k \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 (I/m_0 c^2)^2} \right) + F^- - \delta \right] \quad (2.2.20)$$

donde $\tau \equiv T/m_0 c^2$, $F^-(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2}$ y δ es la corrección del efecto de densidad.

Finalmente, se tiene que considerar el poder de frenado másico por radiación que se calcula cuando se tiene una interacción radiactiva (cuando la energía cinética del electrón incidente excede algunas decenas de **MeV**). A partir de la teoría de Bethe y Heitler se encuentra la ecuación 2.2.21[9] .

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{rad} = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A} (T + m_0 c^2) \bar{B}_r \quad (2.2.21)$$

donde $\sigma_0 = \frac{1}{37} (e^2/m_0 c^2)^2 = 5.80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{átomo}$, T es la energía cinética del electrón incidente en **MeV** y \bar{B}_r varía lentamente como función de Z . [9]

Comparando las ecuaciones 2.2.19 y 2.2.21 se puede observar que son proporcionales a $N_A Z/A$ y $N_A Z^2/A$, respectivamente.

En la figura 2.2.3 se muestran la gráfica del poder de frenado másico de colisión y de radiación, como función de la energía cinética del electrón incidente para diferente tipo de materiales. Se puede apreciar como para el poder de frenado másico de colisión es dominante para regiones de baja energía mientras que para el poder de frenado másico de radiación es dominante en regiones de alta energía.

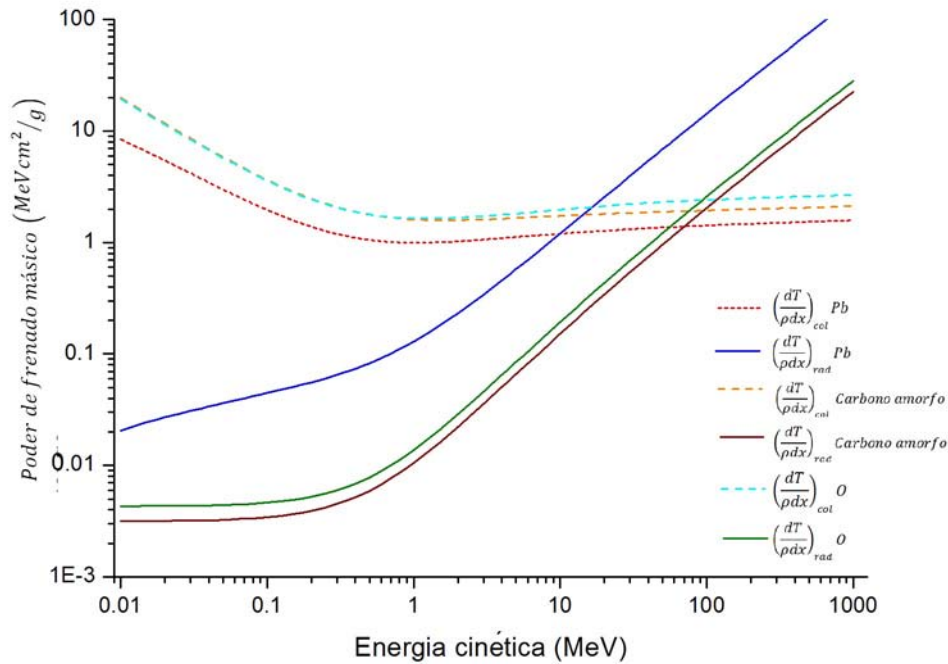


Figura 2.2.3: Gráfica que representa el comportamiento del Poder de frenado másico colisión y radiación como función de la energía cinética del electrón incidente en tres diferentes materiales Pb, Carbono amorfo y Oxígeno (datos tomados de <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>).

Alcance: Es la mínima distancia necesaria para detener la radiación de partículas cargadas. Es necesario conocer el alcance para determinar hasta qué punto dentro del material se lleva a cabo la interacción, éste depende del tipo de partícula cargada y la energía inicial del haz. Para las partículas alfa se tienen alcances bien definidos donde el alcance es directamente proporcional a la masa de la partícula e inversamente proporcional al cuadrado del número atómico y viene dado por la siguiente relación :

$$R \cong \frac{M}{Z^2} \quad (\text{a velocidad fija}) \quad (2.2.22)$$

Para los electrones no se tienen alcances bien definidos por lo azarosas que resultan sus interacciones. [8]

2.2.4. Interacción de fotones.

A partir de un proceso de colisión ya sea elástico o inelástico, se generan mecanismos de interacción de las partículas incidente con el medio de absorción. Una de las partículas incidentes de interés son los fotones que transfieren energía a los electrones o núcleos que se encuentran en el medio de absorción, dando como resultado tres mecanismos importantes.

Efecto Fotoeléctrico. Este fenómeno se entiende a partir de la incidencia de la luz en una superficie metálica, provocando el desprendimiento de electrones (fotoelectrones). En la figura 2.2.4 se esquematiza qué sucede a nivel atómico. Así, al llegar un fotón, interacciona con un electrón de las capas orbitales (normalmente las capas más internas K , L o M), se crea una vacancia en la órbita y pasar a estar ocupada por un electrón de la capa superiores, haciendo que esta transición genere un rayo X característico. La energía del fotón incidente debe ser mayor o igual a la energía de amarre del electrón orbital para que este efecto se de.

La distribución de energía en este efecto viene dada de la siguiente forma:

$$E_e = E_0 - E_b \quad (2.2.23)$$

donde: E_e es la energía cinética resultante de este efecto, E_0 la energía del fotón incidente y E_b es la energía de amarre del electrón

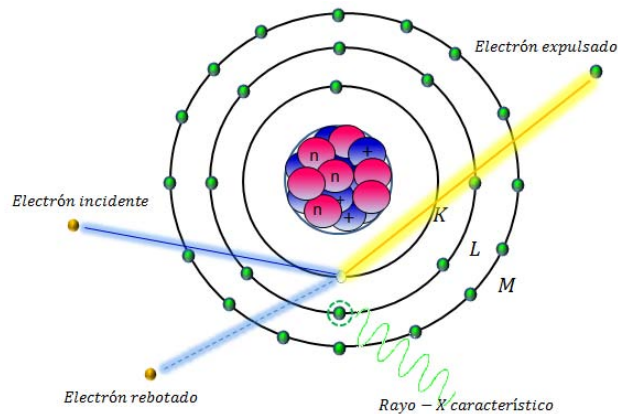


Figura 2.2.4: Esquema del efecto fotoeléctrico a nivel atómico.

La probabilidad de absorción fotoeléctrica por unidad de masa es aproximadamente proporcional a:

$$\tau = \frac{Z^4}{E^3} \quad (2.2.24)$$

donde Z es el número atómico y E es la energía del fotón incidente.

Evidentemente, las aplicaciones que tiene el estudio del efecto fotoeléctrico en física médica tiene que ver con las generación de rayos X característicos que proporciona. Para el diagnóstico médico con imágenes, el beneficio de la absorción fotoeléctrica es que al no contar con fotones secundarios adicionales la imagen no se degrada. El hecho de que la probabilidad venga dada por $1/E^3$, explica en parte el contraste de la imagen decrece cuando se tienen rayos X altamente energéticos. También la dependencia con Z implica que se generen contrastes en la imagen dependiendo del material en el que incida el fotón, proporcionando así valiosa información en el análisis de imágenes. La ocurrencia de este efecto es más probable para Z grandes en el material.

Efecto Compton. En este efecto se tiene un fotón incidente que interacciona con electrones poco ligados provocando una colisión inelástica y dando como resultado un electrón y fotón dispersados, véase la figura 2.2.5. Esto es debido a que el fotón incidente cede parte de su energía al electrón, siendo así la energía del electrón dispersado únicamente la diferencia entre el foton incidente y el dispersado.

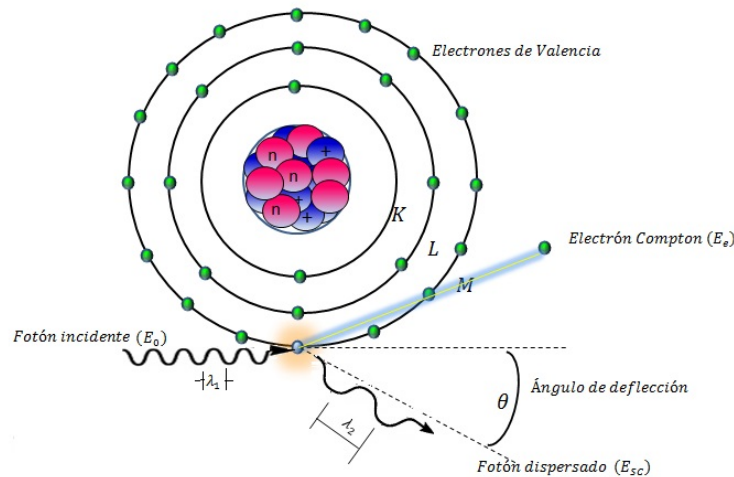


Figura 2.2.5: Esquema del efecto Compton a nivel atómico.

La conservación de la energía y momento se cumple en esta interacción, dando lugar a las siguientes ecuaciones.

Conservación de la energía:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + E'_f \quad (2.2.25)$$

Y para la conservación del momento se tiene:

En la componente vertical:

$$p'_{e-} \sin \varphi = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta \quad (2.2.26)$$

En la componente horizontal:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p'_{e-} \cos \varphi \quad (2.2.27)$$

donde $h\nu$ y $h\nu'$ es la energía cinética del fotón incidente y dispersado, respectivamente, m_0c^2 es la energía del electrón inicialmente y E'_f es la energía cinética del electrón dispersado. Resolviendo el sistema de ecuaciones 2.2.25, 2.2.26 y 2.2.27, se puede conocer la energía del fotón dispersado y el cambio en la longitud de onda del fotón incidente, estas dos expresiones vienen dadas por las ecuaciones 2.2.28 y 2.2.29, respectivamente. [14]

$$h\nu' = E' = \frac{E}{1 + (E/m_0c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (2.2.28)$$

y

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c^2}(1 - \cos \theta) \quad (2.2.29)$$

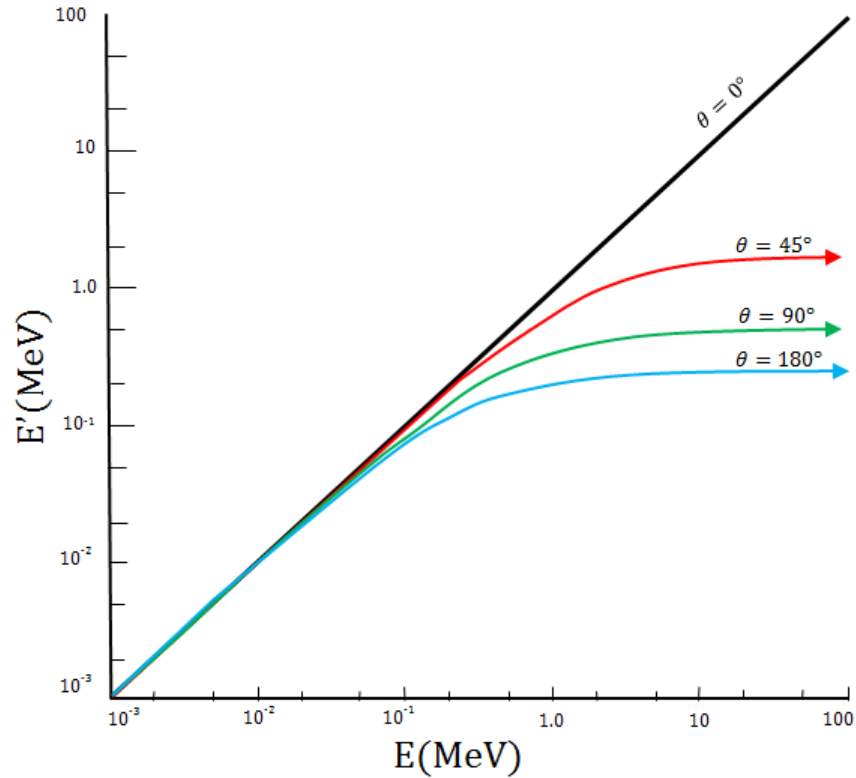


Figura 2.2.6: Gráfica de la dispersión de la energía del efecto Compton correspondiente a la ecuación 2.2.28. Se puede observar el cálculo para diferentes ángulos de dispersión del fotón.

La figura 2.2.6 muestra la dispersión de energías a partir de la ecuación 2.2.28 del efecto Compton.

La probabilidad Compton disminuye a medida que aumenta la energía del fotón incidente y el número atómico del absorbedor, llegando a ser constante para todos los materiales, esta probabilidad viene dada por la ecuación 2.2.30.

$$\sigma_C \propto Z \quad (2.2.30)$$

Para determinar completamente esta probabilidad se necesitan considerar varias cantidades como la energía del fotón y el electrón y sus direcciones después de la colisión, así como también la probabilidad de que ocurra la interacción en función de la energía del fotón incidente. Así a partir de la sección eficaz diferencial dada por la formula 2.2.31 se puede conocer la nueva dirección del fotón.

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 + \cos\theta)]^2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \right] \quad (2.2.31)$$

donde $\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ es la energía del fotón incidente, r_e es el radio clásico del electrón

La ecuación 2.2.31 es conocida como la sección eficaz diferencial de Klein-Nishina que se puede integrar sobre la diferencial de los ángulos de dispersión del fotón para conocer la sección eficaz por electrón, obteniéndose la ecuación 2.2.32.

$$\sigma_e = 2\pi r_e^2 \left[\frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left(\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{\ln(1+2\gamma)}{\gamma} \right) + \frac{\ln(1+2\gamma)}{2\gamma} - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right] \quad (2.2.32)$$

Entonces la sección eficaz de Klein-Nishina por átomo para cualquier Z está dada por:

$$\begin{aligned} {}_a\sigma &= Z \cdot \sigma_e \quad [{}_a\sigma] = [cm^2/atom] \\ \Rightarrow \sigma_C &= \frac{N_A Z}{\rho A} \sigma_e \approx \frac{N_A}{2} \rho \sigma_e \end{aligned} \quad (2.2.33)$$

donde $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ es el número de Avogadro, ρ densidad en g/cm^3 , A masa atómica y Z número de electrones por átomo en un elemento o por molécula en un compuesto. [9]

La probabilidad Compton también depende de la densidad de electrones (número de electrones/g×densidad) del material. Exceptuando al Hidrógeno, la aproximación de la ecuación 2.2.33 es válida ya que el número total de electrones por unidad de masa es cercana a una constante en tejido, entonces la probabilidad de dispersión Compton por unidad de masa es casi independiente de Z y la probabilidad de dispersión Compton por unidad de volumen es aproximadamente proporcional a la densidad del material.[15]

Creación de Pares. En este último efecto se tiene un fotón incidente, con energía mayor o igual a 1.022 MeV, el cual pasa muy cerca del núcleo atómico donde interactúa con el campo eléctrico de éste, así la energía del fotón se transforma en dos partículas, un par electrón positrón y dado que el positrón es una partícula con las mismas características que el electrón pero con carga opuesta, éste interactúa con algún electrón del medio y se aniquila liberando dos rayos gamma en direcciones opuestas y con la misma energía (0.511 MeV), véase figura 2.2.7.

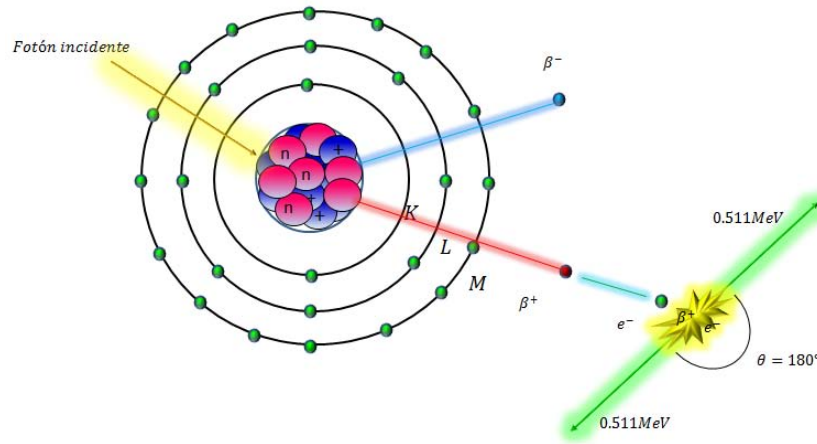


Figura 2.2.7: Esquema de la creación de pares a nivel atómico.

El proceso $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, en presencia de un campo eléctrico intenso, es posible si $E_\gamma \geq 1.022$ MeV ya que la conservación de la energía exige que :

$$E_\gamma = T_+ + mc^2 + T_- + mc^2 \quad (2.2.34)$$

doonde $E_- = T_- + mc^2$ es la energía total del electrón y $E_+ = T_+ + mc^2$ la del positrón. La producción de pares llega a ser dominante únicamente para energías superiores a 5 MeV. [9]

La probabilidad de creación de pares viene dada por la energía del fotón incidente que aumenta con el número atómico aproximadamente como Z^2 .

$$\kappa \propto Z^2 \quad (2.2.35)$$

La relación explícita de esta probabilidad viene dada por la sección eficaz atómica diferencial $d({}_a\kappa)$ para la creación de un positrón de energía T_+ , véase ecuación 2.2.36.

$$d({}_a\kappa) = \frac{\sigma_0 Z^2 P}{hv - 2m_0c^2} dT_+ \quad (2.2.36)$$

donde $\sigma_0 = 5.80 \times 10^{-28} \text{cm}^2/\text{electrón}$ es una constante que depende de la carga y la energía del electrón, Z es el número atómico del material absorbedor y $P(\epsilon, Z)$ es una función de la energía del fotón y del número atómico del absorbedor. Al integrar sobre todos los valores de T_+ la ecuación 2.2.36 encuentra la sección eficaz total de la interacción de creación de pares.

$${}_a\kappa = \sigma_0 Z^2 \bar{P} \quad (2.2.37)$$

Los mecanismos de **efecto fotoeléctrico**, **efecto Compton** y **creación de pares** se vio que su probabilidad depende de la energía que tenga el fotón incidente y del número atómico del

medio de absorción. Esto lo podemos ver más claramente en la gráfica que se muestra en la figura 2.2.8, donde se presenta las regiones para cada mecanismo de interacción.

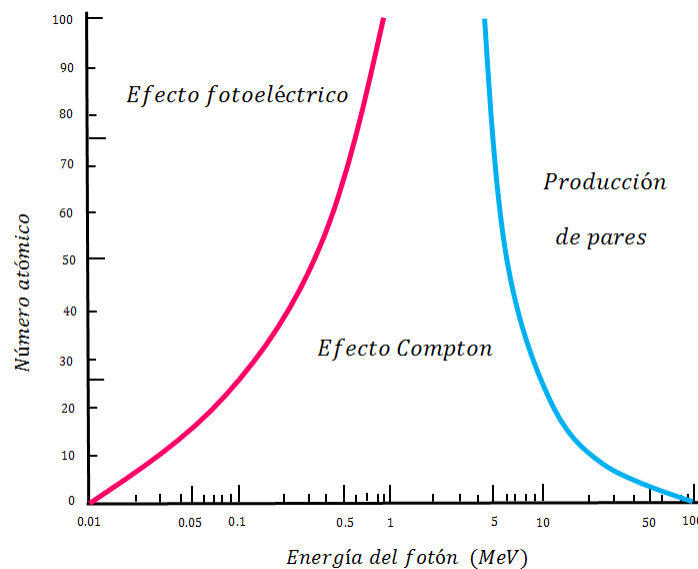


Figura 2.2.8: Regiones dominante de los mecanismos de interacción de los fotones que depende de la energía de éste y el número atómico del medio de absorción.

2.2.4.1. Coeficientes de interacción de partículas no cargadas.

La cantidad que describe el fenómeno de un haz de fotones al pasar a través de un medio material se conoce como **atenuación**, ésta engloba la dispersión y absorción. Así un haz de radiación al atravesar un medio material pierde intensidad conforme se incrementa el grosor del medio obteniéndose así la Ley de atenuación exponencial, ecuación 2.2.38. Una de las consideraciones experimentales del haz que se está midiendo es que se tenga buena geometría en su detección, esto se logra a partir de colimar el haz incidente, véase figura 2.2.9.

$$I = I_0 e^{(-\mu x)} \quad (2.2.38)$$

donde μ representa el coeficiente de atenuación lineal.

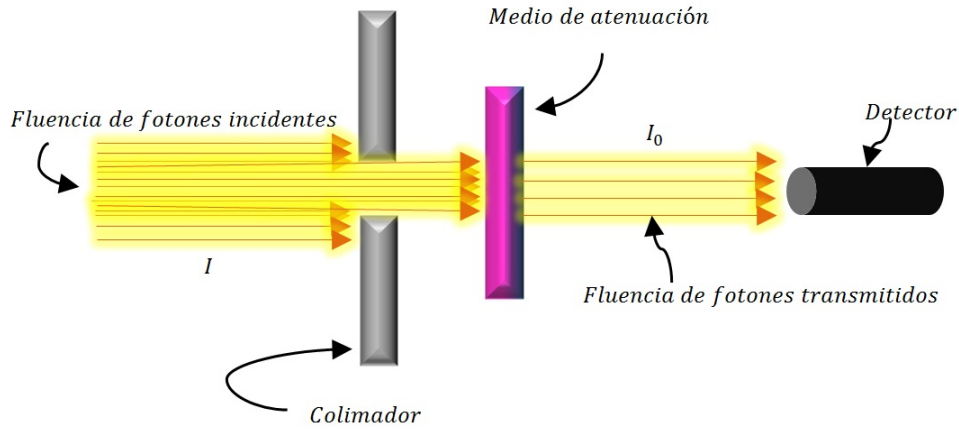


Figura 2.2.9: Diagrama que muestra el arreglo experimental de fotones incidentes colimados siendo atenuados en un medio bajo buena geometría.

El **coeficiente de atenuación lineal** es la probabilidad de interacción por unidad de longitud de trayectoria que tendrá un fotón al pasar por el medio absorbente. Éste depende de la energía del fotón incidente y del número atómico del medio. Se puede expresar como el total de la suma de los cuatro posibles procesos de interacción:

$$\mu = \mu_R + \mu_C + \tau + \kappa \quad (2.2.39)$$

donde μ_R corresponde a la dispersión de Rayleigh, μ_C al efecto Compton, τ al efecto fotoeléctrico y κ a la creación de pares.[4]

También se pueden definir el **coeficiente de atenuación másico** que describe la capacidad que tiene el material de atenuar el haz incidente, éste es más fundamental ya que solo depende de la energía y de la composición química, siendo independiente de la densidad del material.

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.2.40)$$

Finalmente se encuentran los coeficientes de transferencia y absorción de energía, el de transferencia de energía se refiere a la probabilidad por unidad de espesor de que un fotón transfiera su energía a partículas cargadas como consecuencia de la interacción con el material irradiado. Mientras que el coeficiente de absorción describe la probabilidad de que un fotón ceda su energía al material irradiado por unidad de espesor, existe una relación entre ambos coeficientes dada por:

$$\mu_{abs} = \mu_{tr}(1 - \bar{g}) \quad (2.2.41)$$

donde \bar{g} es la fracción promedio de energía de las partículas cargadas que se pierde en interacciones radiactivas.

2.3. Dosimetría de radiación.

La forma de medir cuantitativamente la energía transferida y depositada en medios materiales es determinada a través de la dosimetría que usa teorías y conceptos físicos para la obtención de estas nuevas magnitudes dosimétricas, describiendo así el grado de interacción entre el un campo de radiación y la materia.

Exposición. La exposición es la cantidad de cargas que produce la radiación por unidad de masa de aire. Se define por el cociente:

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (2.3.1)$$

donde dQ es el valor absoluto de la carga de los iones de un mismo signo producidos en aire cuando todas las partículas cargadas liberadas o creadas por los fotones en una unidad de masa de aire dm son frenadas completamente en aire. Su unidad en el S.I. es el C/Kg y su unidad especial es el Roentgen que equivale a

$$1R = 2.58 \times 10^{-4} Ckg^{-1}, 1Ckg^{-1} = 3876R$$

Esta magnitud se refiere únicamente al efecto de la ionización, a la radiación electromagnética y en un medio definido (aire).

También se tendrá tasa de exposición (y más tarde, la tasa de dosis) es la exposición producida por unidad de tiempo:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \quad (2.3.2)$$

La unidad del SI de tasa de exposición es el $[C/kg]$ por segundo o (en unidades antiguas) el $[R/s]$. En protección radiológica es usual indicar estos valores de tasa "por hora" (p. ej., R/h). [16]

Kerma Es la energía transferida por el haz primario, partículas no cargadas, es decir, la radiación indirectamente ionizante, a las partículas cargadas del medio en el que incide. Se define con la siguiente relación.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2.3.3)$$

El kerma tiene dos componentes, ya que la energía transferida proveniente de partículas no cargadas, al pasar por el medio puede ser absorbida y otra parte se disipa en interacciones radiactivas (bremsstrahlung), teniendo así una componente colisional y otra radiativa obteniéndose así la siguiente igualdad. [9]

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (2.3.4)$$

Dosis Absorbida. La dosis es el cociente de dE/dm es la energía esperada depositada por la radiación ionizante dentro de la sustancia de masa dm , esta dada por la siguiente relación:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (2.3.5)$$

Su unidad en el SI es el Gray (Gy) $1Gy = 1J/Kg$ y su unidad especial es el rad $1Gy = 100$ rad.

Equilibrio de partícula cargada. Las magnitudes dosimétricas se pueden reescribir como el producto de las medidas radiométricas con los coeficientes de interacción, obteniéndose cantidades que ayudan a relacionar dos magnitudes de vital importancia en dosimetría, estas son el kerma y la dosis absorbida.

La dosis absorbida como se definió en la ecuación 2.3.5 es la energía depositada en un medio de masa m . Tenemos una cantidad de volumen de interés del cual se quiere saber cuanta energía de radiación recibe, con lo que resulta importante conocer cuanta energía entra en el volumen y cuanta energía sale del mismo.

A partir de esta idea surge el concepto de Equilibrio de partícula cargada (EPC), el cual dice que existe un volumen V donde la energía cinética que llevan las partículas cargadas al salir de V es reemplazada por partículas cargadas con la misma energía cinética siempre, cumpliéndose la siguiente relación:

$$(R)_{in} = (R)_{out} \quad (2.3.6)$$

donde $(R)_{in}$ y $(R)_{out}$ son las energías radiantes de las partículas cargadas que ingresan y que salen del volumen de interés, respectivamente.

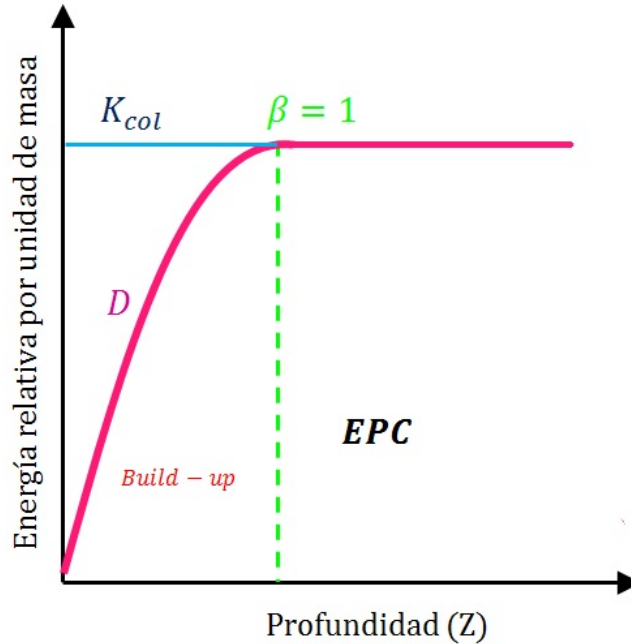


Figura 2.3.1: Relación entre la dosis absorbida y el kerma de colisión en condiciones de EPC.

El **EPC** es un caso hipotético que se cumple para un volumen infinitesimal, podemos ver la figura 2.3.1 donde se muestra una gráfica de las curvas que describen al kerma de colisión y la dosis absorbida, para el caso ideal existe una constante $\beta = 1$ donde se tiene la igualdad de las magnitudes dosimétricas:

$$D = \beta K_{col} \quad \beta = 1 \quad (2.3.7)$$

Si no existiera la atenuación de haz de radiación al pasar por el medio se podría cumplir la relación de la ecuación 2.3.7. Pero como se sabe, existe atenuación del haz, entonces el kerma es máximo en la superficie y disminuye conforme ocurre la atenuación del haz. La dosis crece con respecto a la profundidad hasta alcanzar un máximo, así existe un punto de máxima dosis donde la ecuación 2.3.7 se cumple. Después de estos máximos ambas curvas, véase figura 2.3.2, pierden la igualdad en su constante de proporcionalidad β , siendo $\beta > 1$. Esto es lo que se conoce como **TEPC** (por sus siglas en inglés: transient charged particle equilibrium), Equilibrio transitorio de partícula cargada que describe mejor los sistemas dosimétricos, ya que se considera el fenómeno de atenuación. La constante de proporcionalidad beta es un factor dependiente de la energía y el material. A partir de la ecuación 2.3.7 para $\beta > 1$ se obtienen:

$$\begin{aligned} D &= K_{col} \cdot e^{\mu' \bar{x}} \\ D &= K_{col} (1 + \mu' \bar{x}) \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

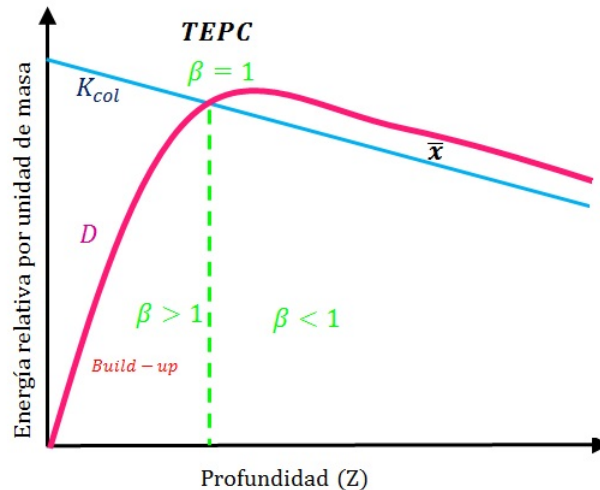


Figura 2.3.2: Relación entre la dosis absorbida y el kerma de colisión en condiciones de TEPC.

2.4. Detectores de Radiación ionizante.

Existen instrumentos que miden la radiación ionizante y la cuantifican a partir de magnitudes físicas como la carga, exposición, dosis absorbida, equivalente de dosis, etc. Los detectores de radiación pueden ser activos o pasivos dependiendo de cómo registren las lecturas de radiación ionizante, así un detector activo se refiere a aquel que necesita un sistema electrónico de lectura en funcionamiento mientras es irradiado para obtener la señal. (i.e. cámara de ionización de aire). El detector pasivo es aquel que puede ser utilizado sin necesidad de registro electrónico durante el proceso de irradiación. (i.e. placa fotográfica). [16]

Tras esta clasificación se tienen también los que son integradores y contadores. Los integradores son los que a partir de las partículas colectadas de las múltiples interacciones con la materia, registran una señal final tras integrar todas éstas; mientras que los contadores registran cada evento de las partículas individualmente, para cuales se registra cada señal de éstas. [16] Un detector de radiación debe cumplir con ciertas características como:

1. Reproducibilidad,
2. Precisión y Exactitud,
3. Dependencia con la tasa de Dosis,
4. Independencia con la Energía,
5. Linealidad.

A continuación explicaremos el funcionamiento de algunos detectores de radiación que ayudan a hacer dosimetría relativa.

2.4.1. Detectores Gaseosos.

El mecanismo de este tipo de detectores consiste en una cámara llena de gas. Por lo general la geometría más usada es cilíndrica. En esta estructura se tiene un electrodo colocado axialmente que funge como ánodo (polo negativo), mientras que la pared de la cámara funge como cátodo (polo positivo), véase figura 2.4.1. Cuando la radiación incide en esta cámara se forman pares iónicos y la colección de estos se logra cuando se aplica una diferencia de potencial a estos dos electrodos. En el trayecto que siguen iones y electrones a los electrodos se pueden generar dos tipos de fenómenos se recombinan lo cual hace que se neutralicen o que, debido a la velocidad con la que viajan los electrones, alcancen la energía para crear nuevas ionizaciones las cuales causan una avalancha de electrones que se traducen como un pulso de corriente o señal eléctrica. Esta colección de carga se divide en tres regiones la de cámara de ionización, contador proporcional y Geiger Müller. [17]

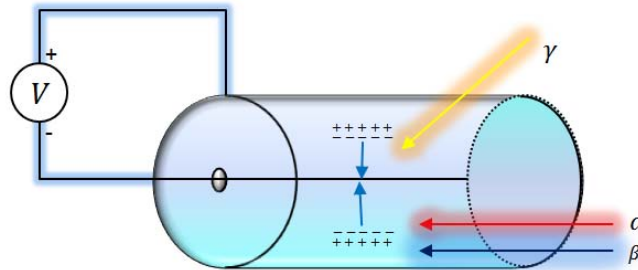


Figura 2.4.1: Diagrama de un detector gaseoso operando con una diferencia de potencial aplicada entre el ánodo (cilindro) y el cátodo (alambre axial).

Cámara de ionización. Una de las características importantes de las cámaras de ionización con respecto a otros detectores gaseosos es que el voltaje aplicado es muy pequeño por lo cual son menos sensibles. Este voltaje es lo suficientemente mayor para evitar la recombinación y mantenerse por debajo de los 10^{-12} A, lo que hace que la amplitud de los correspondientes pulsos eléctricos resulte muy pequeña así este tipo de dispositivos no es útil para el conteo de eventos pero es muy bueno para determinar la intensidad del campo de radiación, véase la gráfica de la figura figure 2.4.2.

Una típica cámara de ionización cuentan con 200 cm^3 de volumen lleno de aire, se encuentra sellada con un mylar aluminizado con un espesor de densidad de 7 mg/mm^3 y tiene un blindaje de plástico de espesor de densidad de 0.439 g/cm^3 . La función del blindaje es evitar que partículas beta penetren, así solo pueden pasar rayos gamma o partículas beta de alta energía. [16]

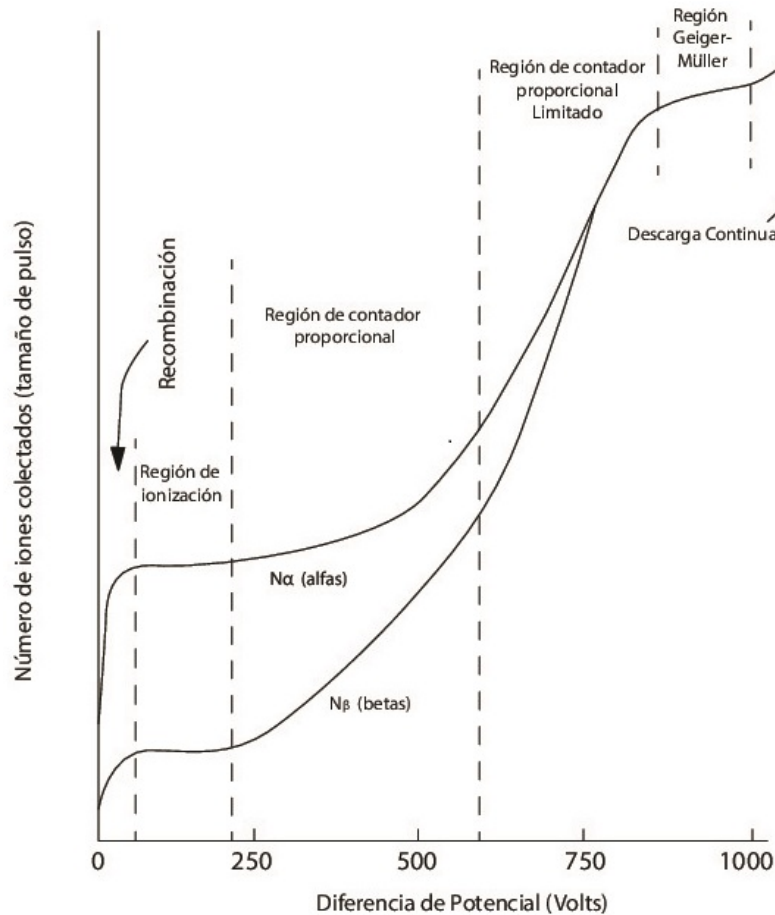


Figura 2.4.2: Regiones de tipos de detectores gaseosos.

Contador proporcional. A diferencia de la región de la cámara de ionización, en esta región se tienen mayores voltajes para los que se obtienen una amplitud en el pulso eléctrico que guarda proporcionalidad con la energía transferida de las partículas ionizantes que interaccionan con el detector. La ventaja de estos detectores es que sirven para el conteo de eventos.

Geiger-Müller. En esta región el voltaje aplicado es mucho mayor que la del contador proporcional, con lo cual se pierde la linealidad característica que se tenía en la región anterior. Se forma una meseta de potencial donde no se ve el aumento en la cuentas dentro de una región de específica de voltaje, pasando ésta se llega a la zona de descarga continua, véase figura 2.4.2, de

la cual se genera un pulso de intensidad de la radiación ionizante que interaccionó con el detector en la región Geiger-Müller, esta señal es independiente de la energía y naturaleza de la partícula que se detectó, a diferencia de las otras regiones. Por lo general los detectores Geiger-Müller están constituidos por un alambre delgado de Tungsteno que funge como electrodo colocado axialmente en el cilindro que contiene gas de Argón presurizado, por lo general se aplican voltajes entre 800 – 2000 V.

2.4.2. Detectores de estado sólido o semiconductores.

Estos detectores tienen como compuestos cristales como Si y Ge los cuales son semiconductores, con lo cual se tiene una operación similar a los contadores gaseosos pero en vez de crearse pares de electrones se crean pares de electrón- hueco.

Una de las principales ventajas de estos detectores es que la energía necesaria para producir un par electrón – hueco es hasta 10 veces menor que los detectores gaseosos, esto se debe a que en las capas interatómica entre la banda de valencia y la banda de conducción requieren energías del orden de eV, por ejemplo para el *Si* se necesitan $E_{Si} = 3.62$ eV y para el Ge resulta aún menor con energías de $E_{Ge} = 2.8$ eV. Estos pares electron-hueco se generan en mayor cantidad con esta poca cantidad de energía, en comparación con los gaseosos, lo que hace que se obtenga mejor estadística dando buena resolución. También debido a su alta densidad en comparación con los gaseosos se cuenta con una mejor eficiencia por unidad de volumen efectivo. El aumento en densidad hace que estos detectores sean de tamaño mucho menor que los detectores gaseosos.

Paralelo a sus ventajas, tienen también alguna serie de desventajas como los son el hecho de producir ruido, que a veces disfraza la señal de partículas con muy baja energía y, en ocasiones, se resta eficiencia debido a que su estructura cristalina sufre recombinaciones de pares electrón-hueco.[16]

2.4.3. Detectores de Centelleo.

Para estos dispositivos se tienen materiales cristalinos, siendo el más usado el de Yoduro de Sodio con Talio (*NaI(Tl)*). Al llegar radiación ionizante a este material se genera una excitación en el material que, a su vez, produce una desexcitación en forma de luz con longitud de onda correspondiente al espectro visible. La detección de esta luz que es proporcional a la energía depositada por la partícula incidente.

Los elementos básicos de un detector de centelleo pueden observarse en la figura 2.4.3. Consiste de un material centelleador acoplado ópticamente a un fotomultiplicador ya sea directamente o a través de una guía de luz. La luz incide en la ventana del fotomultiplicador y, por efecto

fotoeléctrico, se emiten electrones en el fotocátodo del fotomultiplicador que se amplifican en el interior de éste generándose un pulso eléctrico. La eficiencia de estos detectores es mayor en comparación con los gaseosos y los detectores de Ge pero cuentan con menor resolución espacial. También son ideales para la detección de radiación gamma.[17]

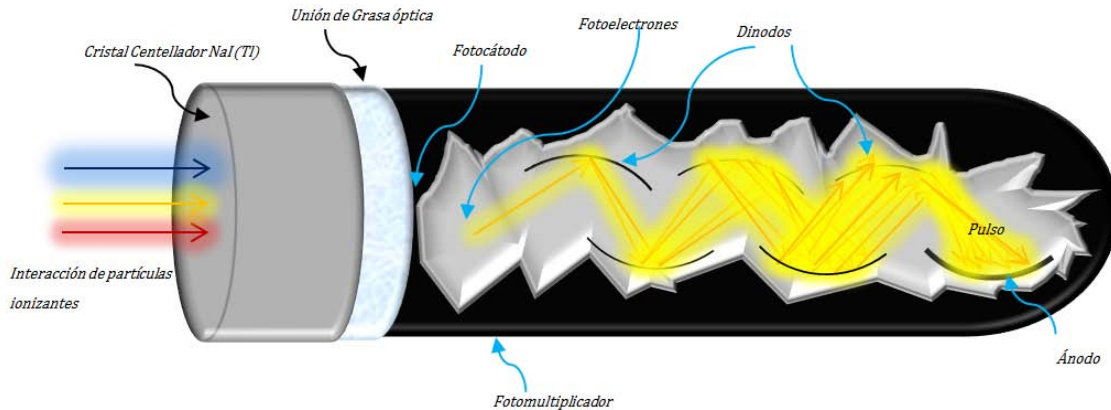


Figura 2.4.3: Diagrama de un detector de centelleo.

2.4.4. Detectores de película.

Películas radiográficas Las películas radiográficas sirven como detector de radiación; su composición consiste en una emulsión de Bromuro de Plata ($AgBr$) distribuida de forma granular con dimensiones microscópicas, se encuentra entre dos capas delgadas de un medio gelatinoso.

El mecanismo por el cual se detecta radiación con estos materiales es a partir de la incidencia de radiación ionizante en el medio, la cual libera electrones que neutralizan ion de Ag^+ y hacen que se forme la imagen a partir de los átomos de Ag (plata). La imagen se forma de inmediato pero no es visible y esta se tiene que amplificar 10^9 veces, lo cual conlleva un proceso de revelado, siendo éste una de sus más grandes desventajas ya que resulta muy laborioso por todos los pasos empleados (revelado, enjuague, fijado, lavado y secado de la película) y los químicos que se utilizan. Una de las ventajas que ofrece este tipo de detectores es su resolución espacial y debido a su geometría da información en $2D$ de toda el área donde incidió radiación ionizante. [1]

La caracterización de su respuesta se mide a partir de los cambios ópticos que sufre el material que constituye al detector. Estos cambios ópticos se dan a partir de la opacidad en el material que se define como I_0/I , donde I_0 representa la intensidad transmitida en ausencia de película radiográfica e I es la intensidad transmitida a través de la película. Conociendo estas cantidades se puede obtener la densidad óptica del material que se define como:

$$OD = \log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) \quad (2.4.1)$$

El dispositivo usado para obtener esta cantidad óptica es un densitómetro de transmisión, el cual mide la cantidad de luz transmitida a través de un material, en este caso la película radiográfica.[9]

La gráfica que relaciona la densidad óptica con respecto a la dosis absorbida en el material es denominada curva sensitométrica o de calibración. Para las películas radiográficas se puede observar en la gráfica de la figura 2.4.4 la típica respuesta de la curva sensitométrica, donde se muestra la dosis en función de la densidad óptica. La curva sensitométrica de este sistema idealmente tiene un comportamiento lineal y esto se cumple solo para cierta región ya que al llegar a un punto de saturación, se pierde linealidad.[1]

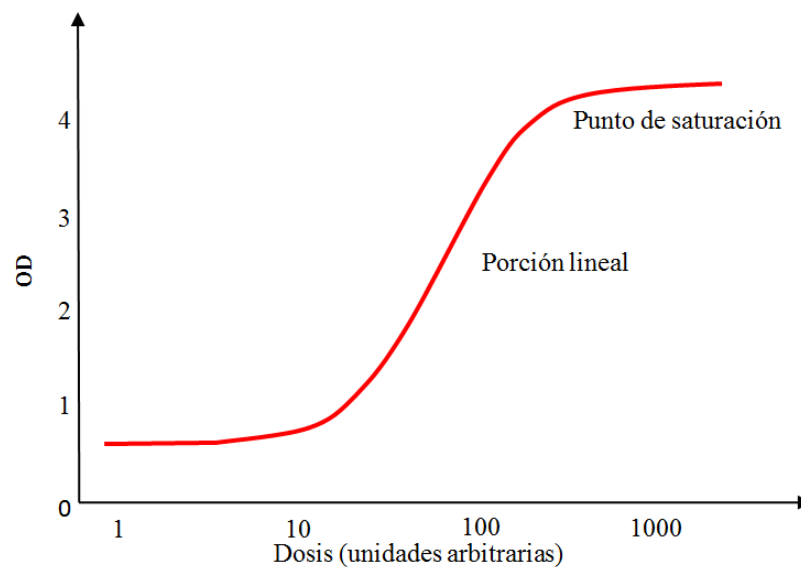


Figura 2.4.4: Curva Sensitométrica típica para la respuesta de la película radiográfica.[1]

Esta pérdida en la linealidad depende de factores como la energía del haz de radiación y la estructura granular de la película, ya que dependiendo del modelo de película que se esté usando se tendrán diferentes microestructuras granulares (véase la figura 2.4.5).

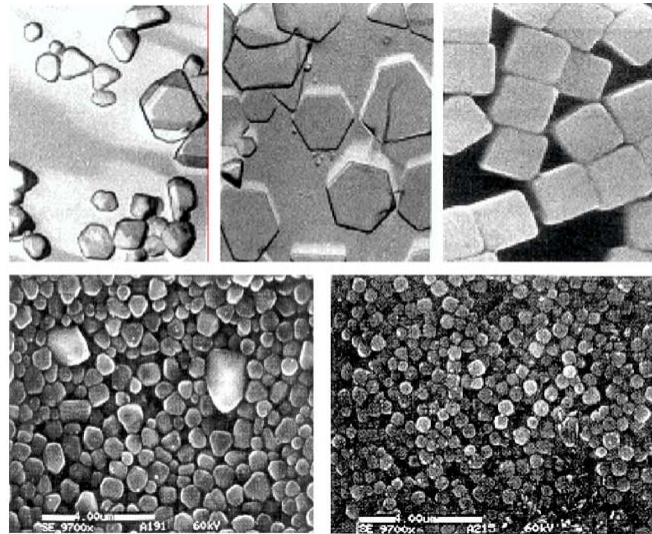


Figura 2.4.5: Microestructuras granulares en diferentes modelos de película radiográfica. [18, 19]

La película radiográfica tiene una alta dependencia con la energía ya que para energías por debajo de 300 keV la densidad óptica aumenta, así que entre más energía en el haz de radiación impartido se tendrá una menor respuesta para valores de densidad óptica. Esto se puede observar en la gráfica de la figura 2.4.6, donde se muestran una serie de curvas sensitométrica para el modelo *XV* de película radiográfica, aquí su rango dinámico en dosis se encuentra en el intervalo de 0.05 – 0.80 Gy; pasando este intervalo de dosis, se pierde notablemente la linealidad.[20]

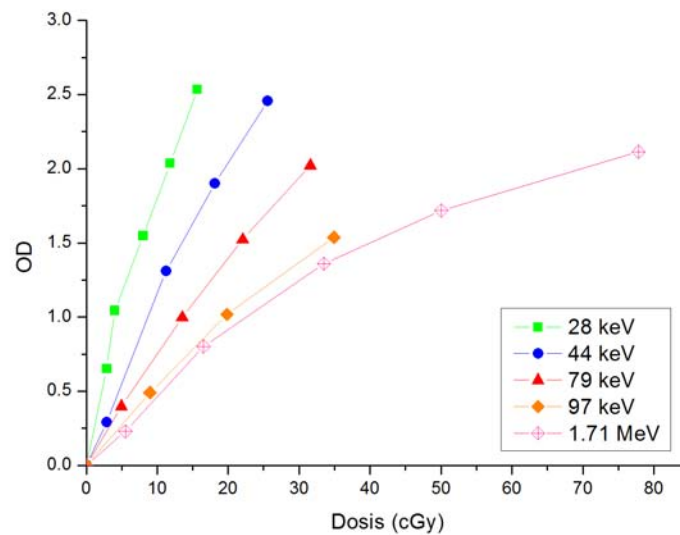


Figura 2.4.6: Curvas sensitométrica para el modelo *XV* de película radiográfica irradiada con diferentes energías. [20]

Estos rangos dinámicos en dosis son característicos dependiendo del modelo de película radiográfica con el que se esté trabajando. La dependencia con la energía que presenta la película radiográfica se vincula directamente con la composición del material que lo constituye ya que al estar compuesto predominantemente por átomos de plata que cuentan con un número atómico alto ($Z = 45$), hace que se vea influenciado por contribuciones del efecto fotoeléctrico. Para energías por debajo de 100 keV, su respuesta en dosis crece considerablemente, contrario a lo que se observa en un haz de radiación con energías en MeV donde la respuesta decrece. [20]

Películas Radiocrómicas. El segundo tipo de detector de película es la película radiocrómica. En los últimos años en radioterapia se ha implementado su uso como detectores de referencia, con el cual se obtienen mediciones como perfiles de dosis, porcentajes en profundidad y distribuciones de dosis.

La primera generación comienza con las películas de tinte radiocrómico las cuales estaban constituidas por un componente orgánico de radicales libres que forma imágenes a partir de la combinación de la fotopolimerización con un tinte de leuco produciendo así un aumento en la coloración tras una irradiación. [21] La tinción se llevaba a cabo en tonalidades de color azul dependiendo de la energía impartida por el haz de radiación ionizante.

La segunda generación de películas radiocrómicas ya no cuentan con este tinte fotosensible y el componente activo ahora son microcristales que se encuentran incrustados en un aglutinante gelatinoso, siendo la sal de litio de *pentacosa – 10, 12 – dienoato* (*LiPAD*) el monómero activo y luego de la irradiación se genera una polimerización haciendo que la película cambie de color en función del aumento de la dosis absorbida. [21]

En comparación con las películas radiográficas, este nuevo detector tiene ventajas ya que cuenta con un Z efectivo equivalente al tejido, abarcando así valores que van desde los 6 -6.8 dependiendo el modelo y esto lo hace muy similar al agua en términos de densidad, teniendo así una mejor comparación con el cuerpo humano ($Z_{eff H_2O} = 7.3$). Su dependencia con la energía es muy baja. [10]

Algunas de las desventajas de estos detectores resultan ser su manipulación y almacenaje ya que, si no se tiene cuidado en esto se puede aumentar la incertidumbre en su medición. Al trabajar con estas películas se debe evitar tocar las partes centrales y maniobrar sólo por los bordes, así no se verán manchadas o rayadas. Se pueden cortar piezas de diferentes tamaños aprovechando así toda la placa de película, pero al cortar se debe dejar pasar un tiempo de reposo para que las estructuras de cada pieza de película se estabilicen tras haber sufrido un esfuerzo mecánico. El almacenamiento de estas películas también es muy importante: las películas se deben guardar siempre en un sobre de papel dentro de una habitación donde haya temperatura y humedad

constante, ya que sus lecturas de respuesta se pueden ver alteradas si existen cambios abruptos de estas cantidades ambientales. Finalmente se debe evitar exponerlas a luz solar o lámparas de luz UV. Se pueden encontrar más recomendaciones en el reporte AAPM TG-55. [21]

La obtención de la lectura de respuesta de la película radiocrómica no necesita un proceso de revelado, ya que, al tener como material activo estructuras de monómeros que se polimerizan al estar en contacto con un haz de radiación ionizante, el material sufre un oscurecimiento en proporción a la dosis depositada. Y, al igual que en las películas radiográficas para caracterizar al sistema se necesita obtener la densidad óptica.

La densidad óptica para estos sistema se obtienen con ayuda de dispositivos como un densitómetro o un escáner comercial a color que permita obtener lecturas en RGB y debe contar con una resolución de 16 bits por canal, (ambos dispositivos tienen que operar en modo de transmitancia), siendo este último el más usado, ya que resulta conveniente por su bajo costo.[22]

Las lecturas de respuesta que se tiene del escáner son el número de pixeles, los cuales se emplean para la obtención de la densidad óptica. Para poder usar la expresión de la ecuación 2.4.1, se extenderá esta idea pero en vez de hablar de intensidad se tendrá ahora un valor de pixel, obteniéndose así la ecuación 2.4.2.

$$OD = \log_{10} \left(\frac{PV_0}{PV} \right) \quad (2.4.2)$$

donde PV_0 representan el valor de pixel de una película sin irradiar y PV el valor de pixel para una película irradiada.[22]

El proceso de coloración post-irradiación es dependiente de la dosis recibida, donde el cambio se ve en que a mayor dosis, mayor coloración. Esta coloración hace que la luz se atenúe al atravesar en el medio haciendo que el valor de pixel disminuya conforme aumenta la dosis absorbida. Una consideración importante en este proceso es que una vez irradiada la película se necesita dejar pasar un tiempo mínimo de 24 hrs o 6 hrs, este último tiempo para modelos más recientes [2], para poder continuar con la adquisición de la lectura de respuesta en las películas con el escáner. Este periodo de tiempo es necesario para que el color en la película se estabilice y evitar cambios en las lecturas.

A la ecuación 2.4.2 se le introduce un término más, el valor de pixel del fondo intrínseco del escáner siendo un cero de referencia, es así como considerando este valor se modifica de la siguiente forma:

$$OD_{neta} = \log_{10} \left(\frac{I_0 - I_{bckg}}{I - I_{bckg}} \right) \quad (2.4.3)$$

donde : I_0 es el valor de pixel de la película sin irradiar, I el valor del pixel de la película irradiada e I_{bckg} el valor de pixel del fondo intrínseco del escáner.

Las mediciones que se obtienen de estas detecciones son estocásticas debido a que el haz de la luz de la lámpara del escáner está compuesta por fotones que al incidir sobre la película se dispersan diferente en cada evento.

La orientación del escaneo resulta importante para este tipo de detectores, ya que los polímeros que se generan en las películas tras la irradiación tienen una estructura en forma de bastones alineados (véase figura 2.4.7) que provocan una dispersión anisótropa y cierta polarización de la luz. Esta luz es la generada por la incidencia de los fotones luminosos de la lámpara del escáner.



Figura 2.4.7: Microestructuras de la película radiocrómica EBT.[23]

Existen dos tipos de orientación de la película radiocrómica como se muestran en la figura 2.4.8. Cuando la dirección de escaneo es paralela al borde largo de la película, la orientación se denomina Portrait y, por el contrario si la dirección de escaneo es paralela al borde corto de la película, la orientación se denomina Landscape; cada una de estas orientaciones genera lecturas diferentes.

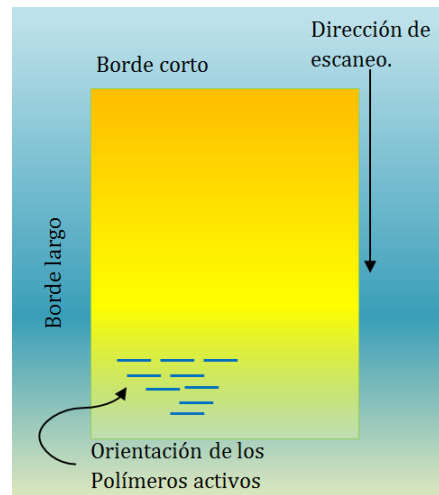


Figura 2.4.8: Esquema de las especificaciones de orientación de la película.

La orientación que recomienda el fabricante es la de Landscape, aunque también se puede usar Portrait pero siempre teniendo consistencia al reportar las lecturas. Para esto, es recomendable marcar la orientación de preferencia. En la gráfica de la figura 2.4.9 se observa claramente que cuando la película se escanea en orientación de Landscape, el valor de píxel aumenta haciendo que la densidad óptica sea menor. [2]

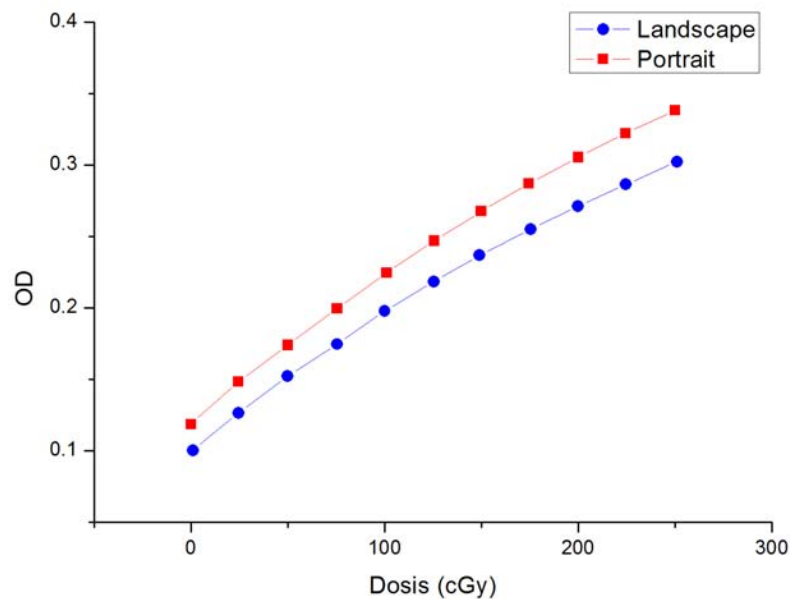


Figura 2.4.9: Respuesta de la película GAFCHROMIC EBT2, donde se muestra cómo cambia la respuesta según la orientación.

Finalmente, para la caracterización de las películas radiocrómicas se tiene que construir una curva sensitométrica ejemplo de ésta es la gráfica de la figura 2.4.10, donde se muestran curvas para distintos modelos de película radiocrómica EBT.

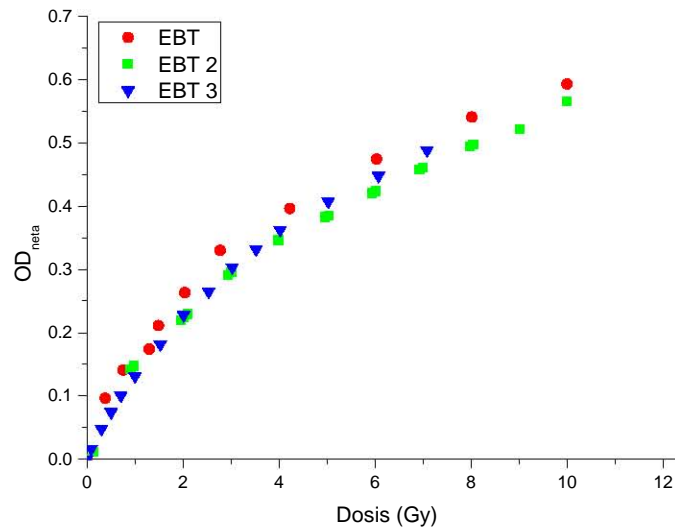


Figura 2.4.10: Gráficas típicas de curvas sensitométricas de películas radiocrómicas para los modelos EBT (Devic et al. 2009 [24]), EBT2 (Andrés et al. 2010 [25]) y EBT3 (Borca et al. 2013 [5]). Todas estas curvas fueron obtenidas para el canal rojo.

Los primeros modelos de película radiocrómica de la marca GAFCHROMIC fueron cinco, de los cuales tres funcionan principalmente para energías en escala de MeV (HD-810, MD-55 y HS) y dos en energías en escala de keV (XR-R y XR-T). Estos modelos resultaron poco prácticos para el uso clínico ya que tenían alto costo, contaban con rangos de dosis mayores a 10 Gy y con complicado protocolos de uso.[23]

El modelo EBT fue uno de los más usados en dosimetría en radioterapia debido a que su rango de dosis sensible cubre un intervalo de 0.05 – 100 Gy y cubre rangos de energía desde keV hasta MeV. Después llegó el modelo EBT2 y finalmente el modelo EBT3. Este último siendo el más actual y usado en el presente trabajo. La capa sensible de la generación de estas películas radiocrómicas contiene mayoritariamente Carbono (42.3 %), Hidrógeno (39.7 %) y Oxígeno (16.2 %) y, en proporciones mucho menores, Nitrógeno (1.1 %), Litio (0.3 %) y Cloro (0.3 %).[2] La capa activa de los tres modelos EBT se sigue conservando el único cambio entre los modelos es su acomodo entre capas, esto se puede observar en la figura 2.4.11.

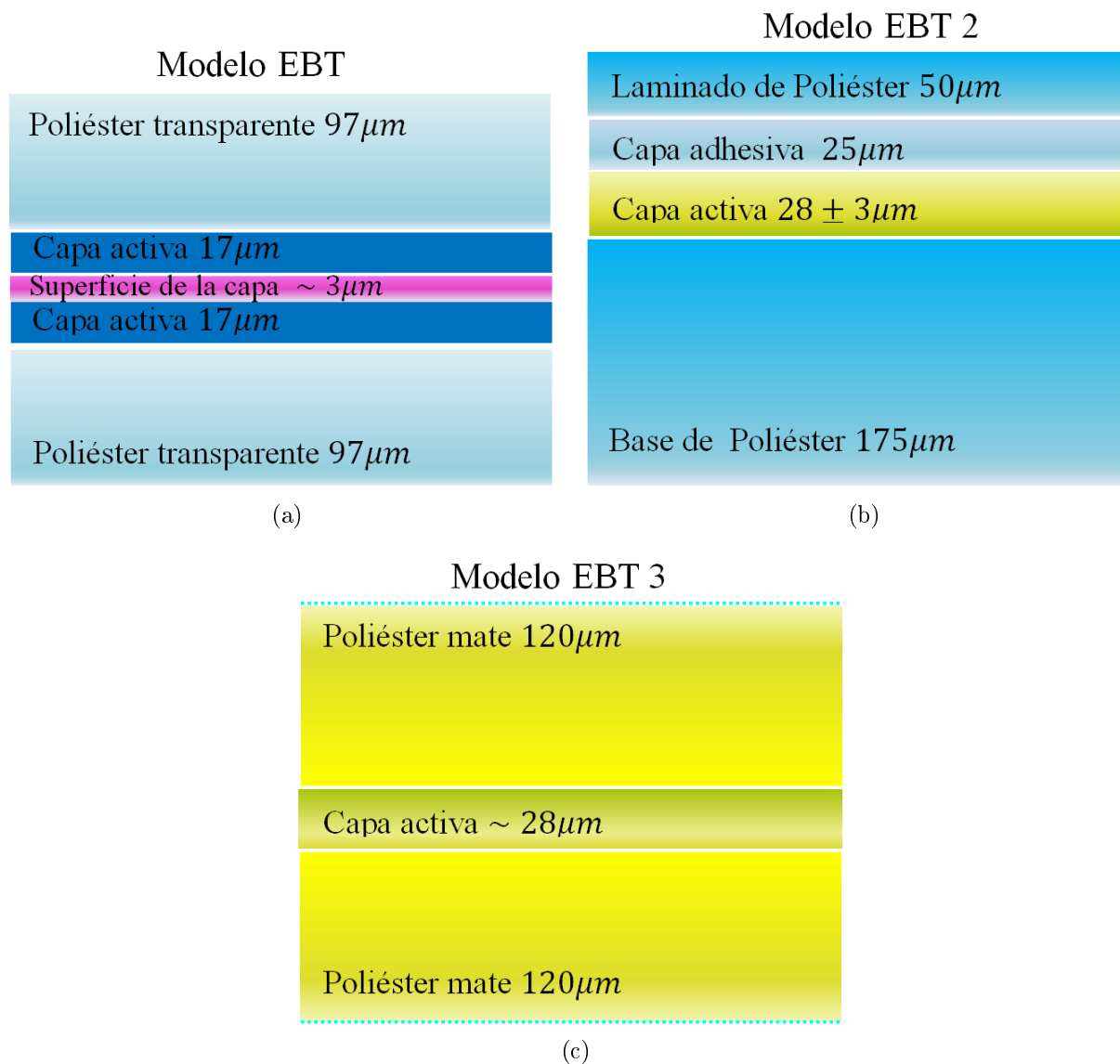


Figura 2.4.11: Esquema de la estructura dimensional de la composición de las películas radiocrómicas en a) el modelo EBT, en b) el modelo EBT2 y en c) el modelo EBT3. [23]

2.5. Producción de radiación ionizante en radioterapia.

Los aceleradores lineales son de gran utilidad en los tratamientos contra el cáncer en medicina. A partir de 1962 Varian introduce su uso en el ámbito clínico. Es así como, a partir de esto su empleo ha ido creciendo en los últimos años en muchos centros de salud y existen varias técnicas con las que se aplica la radiación generada por estos; por eso resulta importante entender su funcionamiento.

El principio básico de su funcionamiento es generar electrones altamente energéticos; a partir de la figura 2.5.1 se muestra un esquema de los componentes de un acelerador lineal, con el cual se da una breve explicación. El primer paso consiste es generar electrones a partir de un cátodo incandescente, estos entran al tubo acelerador que se encuentra al vacío, este está compuesto por una serie de cavidades que van aumentando su longitud conforme se acercan al blanco, conectados a partir de una diferencia de potencial $V = V_0 \cos \omega t$. Entre cada cavidad existe un espacio donde se lleva a cabo la aceleración, las partículas cargadas que entran a cada cavidad al salir experimentan un empuje hacia el siguiente gracias al campo magnético oscilante generado a partir de la diferencia de potencial. Esto se sincroniza en periodos de tiempo bien definidos. Pasando las cavidades, las partículas aceleradas se encuentran con un electroimán seleccionador de masas que solo deja pasar electrones con un solo valor de energía. Estos electrones describen la órbita más grande que los de menos energía y se utiliza una rendija para evitar que pasen los electrones que tienen menor o mayor energía con respecto a la que se quiere obtener. Este electroimán opera bajo el principio de la fuerza de Lorentz y la segunda ley de Newton. Una vez que se tiene el haz de electrones, con la energía de interés, el haz choca con un blanco y esta interacción produce rayos X de frenado, producidos cuando los electrones inciden sobre un blanco de un material con un Z alto. El haz de rayos X pasa por un colimador primario, este haz tiene mas intensidad en la zona central, que en los extremos, por lo que se hace pasar por un filtro aplanador de forma aproximadamente cónica en la salida de rayos X , los cuales, por medio de la atenuación, producen un campo de rayos X uniforme. Todo esto es gracias a un colimador secundario, que consiste en dos pares de bloques de plomo o tungsteno que permiten la variación del tamaño de campo y que es proyectado a una distancia estandar de 100 cm desde la fuente de rayos X . Este campo es el que se aplica al paciente.

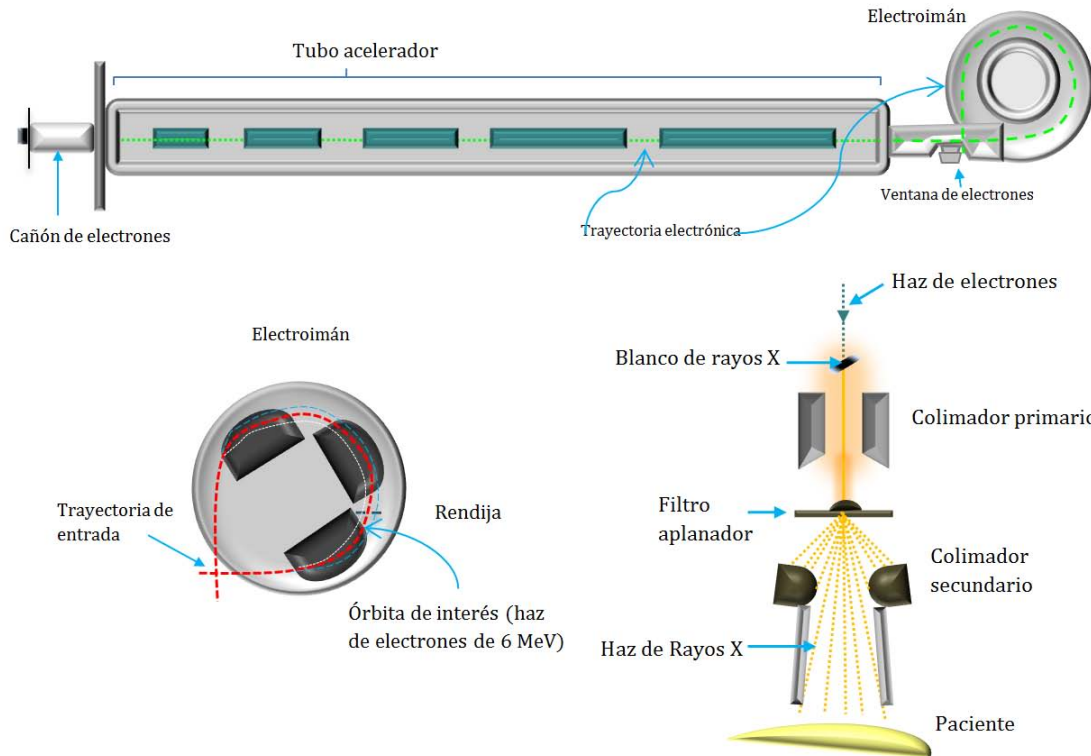


Figura 2.5.1: Esquema donde se muestran las partes importantes de un acelerador lineal.

2.6. Características de los haces de fotones.

La dosimetría relativa es importante para aplicaciones dosimétricas en el área de radioterapia ya que se deben seguir ciertos protocolos de calibración. En estas mediciones relativas, se toma siempre un valor de dosis de referencia D_w que normaliza, bajo ciertas condiciones de irradiación, mediciones de valores de dosis absolutos. El objetivo de estas mediciones es caracterizar el haz de radiación que generan ciertos dispositivos, como el acelerador lineal, para evitar posibles discrepancias con los valores esperados de dosis absorbida en el volumen de interés.

Estas verificaciones se miden con ayuda de detectores como cámaras de ionización, detectores de diodo, detectores de diamante o películas radiográficas y/o radiocrómicas (algunos de éstos se describieron brevemente en la sección 2.4). Las mediciones de verificación se realizan a través de funciones dosimétricas. A continuación se mencionan algunas.

Cocientes de dosis absorbida fuera del eje (OAR, por sus siglas en inglés off axis ratios). Se usa para caracterizar el haz de radiación fuera del eje central y así es como se

obtiene la variación de dosis en el plano XY que es perpendicular al eje Z . Se muestra en la figuras 2.6.1b y 2.6.1a el típico perfil obtenido de esta medición y la geometría de su medición respectivamente, la igualdad que lo define es la ecuación 2.6.1.[1]

$$OAR(r, d, A, E) = \frac{D(r = R, d, A, E)}{D(r = Q, D, A, E)} \quad (2.6.1)$$

donde :

r es la distancia a partir del eje central del haz,

d es la profundidad a la cual se determina OAR ,

R es un punto arbitrario que representa la dosis absorbida en el maniquí fuera del eje central del haz,

Q es un punto localizado a la misma profundidad d que el punto R pero en el eje central y representa un punto de dosis absorbida,

A es el tamaño de campo de radiación en la superficie del maniquí de agua,

E es la energía del haz.

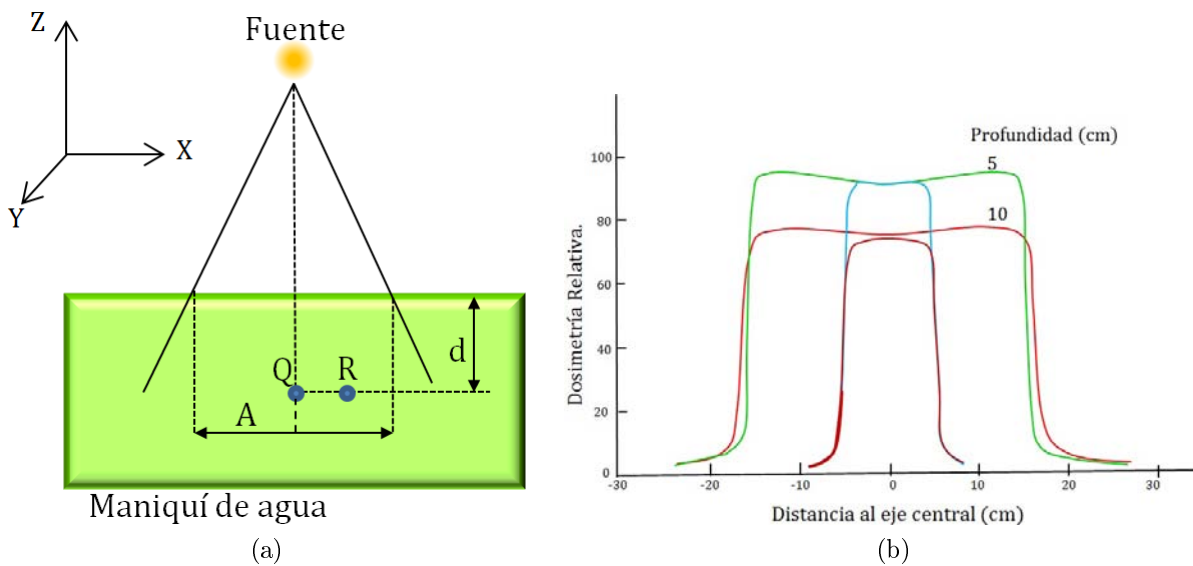


Figura 2.6.1: En la figura a) se muestra el esquema donde se muestra la geometría de medición de $OAR(r, d, A, E)$ y en b) se muestran el perfil típico de una medición $OAR(r, d, A, E)$ para campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y $30 \times 30 \text{ cm}^2$ a diferentes profundidades en agua, para rayos de 10 MV.[1]

En un perfil típico de una función **OAR** véase figura 2.6.2a, se pueden distinguir tres regiones si partimos desde el centro del eje hacia afuera, en primer lugar existe una región ancha donde la

dosis se mantiene casi constante, es donde se ve la contribución de la fuente del haz de radiación en la dosis. Existe una segunda region donde se ve una disminución rápida de la dosis conocida como penumbra; aquí la fuente del haz de radiación contribuye parcialmente. Finalmente, hay una disminución gradual de la dosis y es la zona donde no se recibe ninguna contribución de la fuente del haz de radiación y sólo contribuye la radiación dispersa.

También, como se puede ver en la figura 2.6.2b se tiene que en la región central del perfil existe un achatamiento que se atribuye a la variación que presenta la dosis en esta región, ya que al no existir un filtro aplanador se tendría una dosis máxima disminuyendo en gran medida las contribuciones de radiación primaria en el área de interés. Por lo cual se necesita la contribución de este filtro aplanador para evitar esas disminuciones y conseguir un perfil más plano en la región central del área a irradiar.

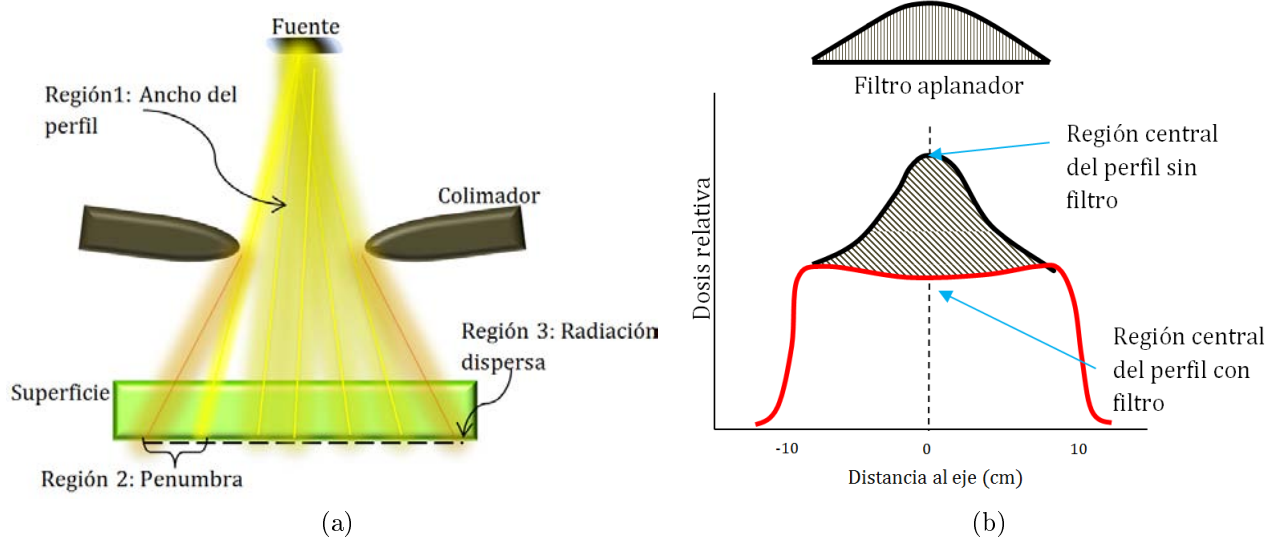


Figura 2.6.2: En a) se muestra el diagrama de las regiones físicas de la función dosimétrica OAR y en b) un diagrama que explica la física de la región central del perfil.

Porcentajes de dosis absorbida en profundidad (PDD, por sus siglas en ingles percent depth doses). Se usan para medir la dosis máxima con respecto a una profundidad de interés, por lo general el detector se coloca paralelo al haz de radiación; en la figuras 2.6.3a y 2.6.3b se muestra la geometría de su medición y el perfil típico que lo describe respectivamente. Los datos obtenidos de estas mediciones suelen ser reportadas como distribuciones de porcentaje de dosis en profundidad obteniéndose con la ecuación 2.6.2.[1]

$$PDD(d, A, f, E) = \frac{D_Q(d, A, f, E)}{D_P(d_{max}, A, f, E)} \quad (2.6.2)$$

donde:

D_Q es la dosis en Q ,

D_P es la dosis en P ,

d es la profundidad en el maniquí de agua,

d_{max} es la profundidad de dosis máxima,

A es el tamaño de campo en la superficie del maniquí de agua,

f es la distancia fuente superficie del maniquí,

E es la energía del haz.

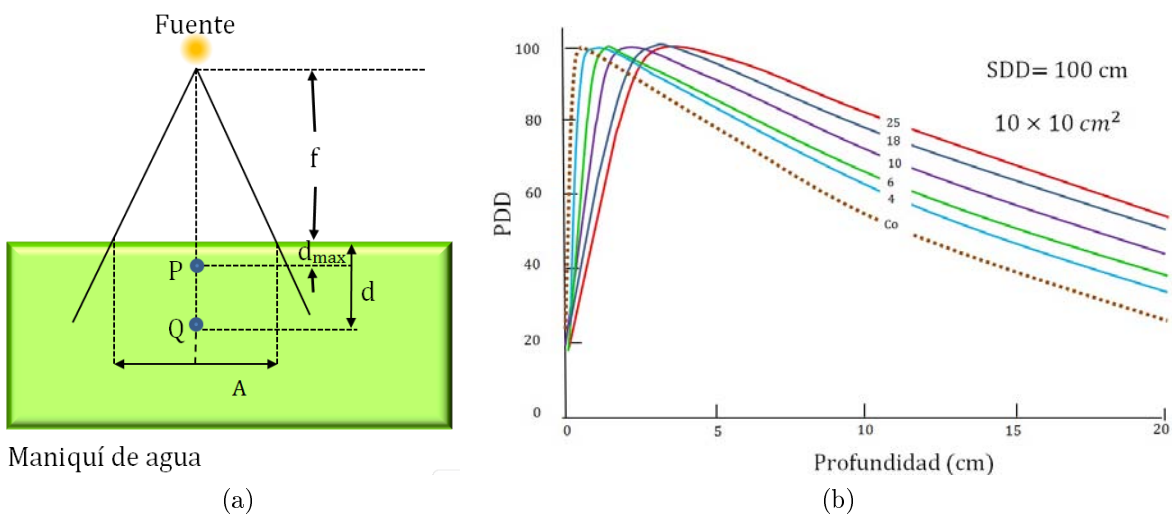


Figura 2.6.3: En a) se muestra el esquema donde se muestra la geometría de medición de $PDD(d, A, f, E)$ y en b) se muestran los perfiles típicos de mediciones de $PDD(d, A, f, E)$ para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para diferentes rangos de energía desde rayos emitidos del ^{60}Co a rayos X de 25 MV. [1]

En un perfil típico de una función **PDD** véase figura 2.6.3b, se aprecian tres regiones. En la primera se tiene una región de incremento, ya que al incidir el haz de radiación primario no se tiene una dosis máxima y siendo este haz altamente energético el punto máximo de dosis se presentará a mayor profundidad del área a irradiar. Pasando este punto de dosis máxima se podrá observar atenuación del haz de radiación, presentándose así un decremento en la dosis depositada, se aprecia en la pendiente que tiene este perfil en su región final.

Capítulo 3

Materiales y Métodos.

En la presente sección se describen los materiales y métodos empleados para la elaboración de este trabajo. Se desarrollan los modelos teóricos que explican el fenómeno físico a partir de primeros principios de la curva de respuesta de la relación entre la densidad óptica y la dosis absorbida, en la película radiocrómica. A partir de los modelos teóricos, se muestran las formas lineales que se proponen para cada uno, para así relacionar la dosis absorbida con una función que dependerá de la densidad óptica y de parámetros característicos del modelo teórico. También, se presentan las validaciones prácticas medidas a partir de funciones dosimétricas y distribuciones de dosis. Finalmente, se muestra la propagación de incertidumbres de la expresión de densidad óptica y de cada forma lineal.

3.1. Manejo de Películas Radiocrómicas.

En el presente trabajo se usó la película radiocrómica GAFCHROMIC modelo EBT3 Lote #A03181302. Este detector se manipuló siguiendo las recomendaciones del reporte AAPM TG-55 [26].

Las películas radiocrómicas EBT3 vienen en una presentación de hojas con medidas de $20.3 \times 25.4 \text{ cm}^2$ y están empaquetadas en una caja que contiene 25 hojas. El tamaño de estas películas permiten hacer cortes de diferentes tamaños dependiendo la prueba que se vaya a realizar, lo cual hace que se aproveche al máximo cada hoja de película radiocrómica para evitar desperdiciar material. Para la caracterización de la película radiocrómica EBT3, se construyó una curva sensitométrica. Esto se hizo con la utilización de cinco hojas de película del mismo lote: a cada una se le realizó una cuadrícula de 48 cuadros de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ cada uno, véase figura 3.1.1. Como se mencionó en la sección 2.4.4 la orientación recomendada para tomar lecturas en la película es Landscape, así cada hoja de película radiocrómica tuvo su marca de referencia en la esquina superior izquierda

con la siguiente nomenclatura: 1A, 2A, 3A,...,5C, 6C,...,48E (las letras que acompañan al número corresponden a las cinco películas elegidas del lote para poder indentificarlas).

A1	A2	A3	A4	A5	A6
A7	A8	A9	A10	A11	A12
A13	A14	A15	A16	A17	A18
A19	A20	A21	A22	A23	A24
A25	A26	A27	A28	A29	A30
A31	A32	A33	A34	A35	A36
A37	A38	A39	A40	A41	A42
A43	A44	A45	A46	A47	A48

Figura 3.1.1: Esquema de una hoja de Película Radiocrómica EBT3 antes de ser cortada con sus correspondientes divisiones y nomenclatura.

Se cortaron las películas con ayuda de una guillotina teniendo siempre especial cuidado en la manipulación de estas, evitando tocar las partes centrales maniobrando sólo en los bordes con el fin de no alterar su lectura. Fue importante dejar pasar el tiempo de estabilización (mínimo de 24 hrs.) que se recomienda después de haber cortado las películas. [26] El almacenamiento de las películas se realizó con ayuda de un sobre, en cada uno se guardó un conjunto de cinco películas para cada valor de dosis, con el objetivo de tener una estadística en cada punto. Se procuró que cada sobre tuviera variación de películas del lote. Fue importante mantener estos sobres siempre en el mismo lugar dentro del cuarto oscuro para que no se presentara alguna alteración en la lectura de respuesta por algún cambio en humedad o temperatura.

3.2. Proceso de Escaneo.

Se usó un escáner Epson modelo Perfection V750 Pro como medio de detección para el análisis de las películas, siguiendo las recomendaciones de Bouchard et. al 2009 y Devic et. al. 2005 [27, 22]. Es un escáner comercial de documentos de cama plana que cuenta con detectores CCD los cuales hacen una detección de carga recolectada a partir de fotones que pasan por este

arreglo, véase figura 3.2.1. El escáner realiza lecturas en forma de transmitancia de la luz: es por eso que cuenta con una lámpara de iluminación en la tapa que transmite luz sobre la bandeja de escaneo donde se posiciona la película a analizar.

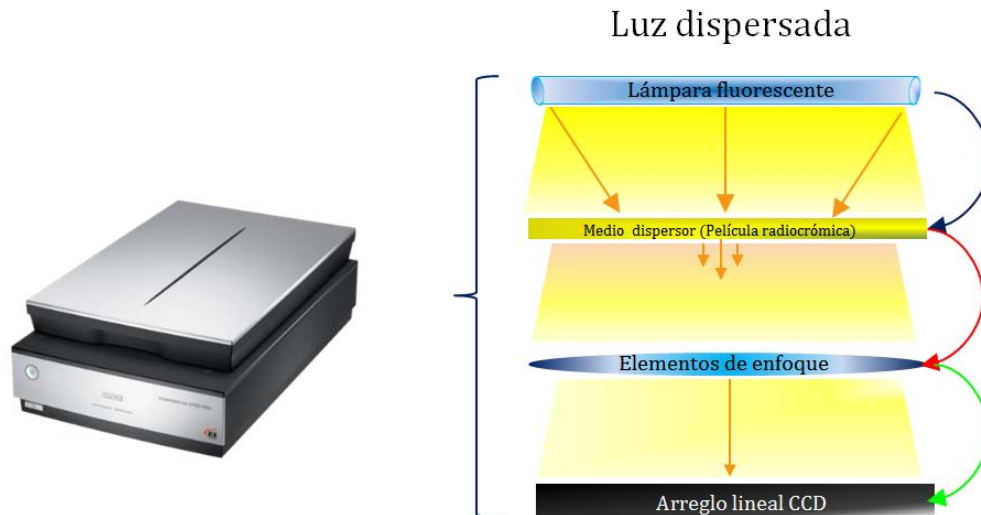


Figura 3.2.1: Se muestra el escáner Epson modelo Perfection V750 Pro y el arreglo que sigue la luz dispersa desde la fuente, el medio dispersor (película radiocrómica) y el arreglo CCD donde se tendrá las lecturas de transmitancia en número de píxeles (recreación de la imagen de Fiandra et al. 2006 [28]).

Se caracterizó el escáner evaluando ciertos parámetros que, al tomarlos en cuenta hacen que se tenga un mejor funcionamiento del escáner y disminuya la incertidumbre de las lecturas de respuesta que registra. A continuación se enlistan en orden cronológico los parámetros medidos.

- El tiempo de estabilización de la lámpara del escáner. Este escáner ya había sido caracterizado en un trabajo previo [29] y el tiempo recomendado para estabilizar la temperatura es de 30 min haciendo previsualizaciones en intervalos de 5 minutos, también se recomienda utilizar el escáner como máximo en un tiempo continuo de 1 hr ya que después de esta se aprecian variaciones en la lecturas de respuesta de 0.002 %. Este tiempo recomendado de calentamiento del escáner se hace con el objetivo de lograr alcanzar una temperatura estable en la cual no se presenten variaciones en las respuestas de lecturas de pixel de las imágenes obtenidas de la película radiocrómica.
- Se midió la uniformidad del escáner, ya que la lectura de respuesta no es igual en toda la superficie puesto que en los bordes existe luz dispersa que genera reflexiones. Es por esto que se procura siempre escanear en una misma área localizada en el centro del escáner.

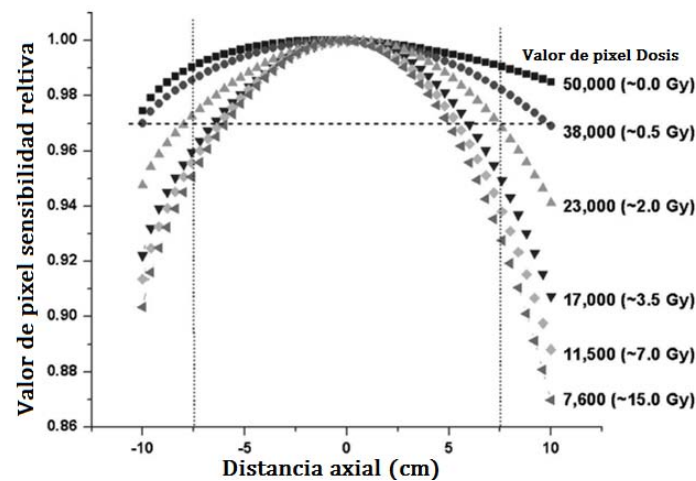
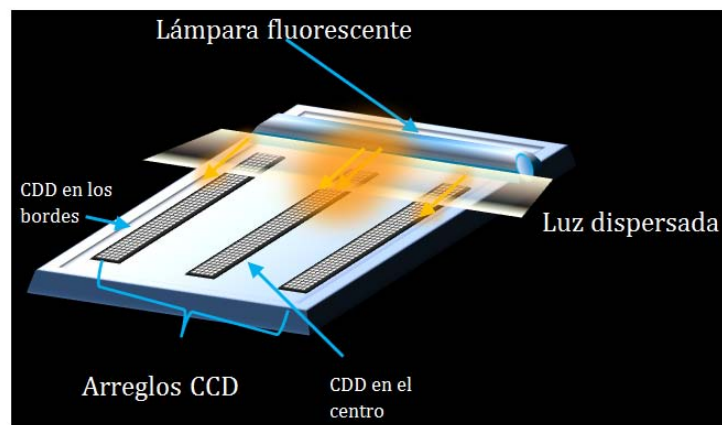
Justo en el centro se mantiene uniformidad de la luz generando así una respuesta mayor con respecto a los bordes, ya que en estos se pierde información. Así, se hace una plantilla donde se posiciona el centro del escáner con el tamaño adecuado, dependiendo de la película que se esté analizando.

La forma de caracterizar este parámetro fue colocando una plantilla con 12 posiciones distribuidas sobre toda la superficie del escáner, la plantilla se debe quitar una vez que se inicie el escaneado, véase la figura 3.2.2a. Siempre se debe respetar no cubrir la ventana de calibración del escáner que, es un espacio de aproximadamente 1.5 cm de ancho donde inicia el barrido de la lámpara del escáner. Dicha calibración pretende corregir la posible falta de uniformidad de la respuesta debido a la heterogeneidad de la fuente luminosa y a la distinta sensibilidad de elementos CCD [2]. En el proceso de escaneo de una película radiocrómica, la luz difusa de la lámpara será dispersada por la capa activa de la película lo cual provoca que parte de la luz que no incide perpendicularmente se disperse en la misma película. Sólo así se detectan las lecturas de luz incidente perpendicularmente y bien focalizada que recibe el arreglo de dispositivos CCD. Es por ello, que cuando se presentan detecciones de la respuesta de película en los bordes del escáner, los elementos del arreglo CCD tendrán menos número de fotones detectados ya que la luz será dispersada, esta falta de uniformidad se observa en la gráfica de la figura 3.2.2b donde se tiene la máxima detección en el centro en comparación con la detección más alejada del mismo.

De esta forma, se colocó una misma película sobre cada posición y en cada una de estas se escaneó para poder así construir una gráfica de densidad óptica contra posición, donde la densidad óptica es normalizada por el valor obtenido en la posición central (en la figura 3.2.2a en X_8 se tiene la posición central). Esta gráfica se presenta en la sección de resultados



(a)



(b)

Figura 3.2.2: En a) Diagrama donde se muestra la plantilla que se colocó en el escáner para medir la uniformidad del mismo, en X₈ se tiene la posición central. En b) se muestra un diagrama de como en los arreglos CCD del centro en comparación a los bordes detectan más y se muestra una gráfica de este fenómeno (gráfica tomada de Devic et al. 2006 [30]) .

- Se midió el fondo intrínseco del escáner que es la lectura de respuesta que presenta impidiendo el paso de luz en los detectores del escáner. Así, se aisló el escáner de toda fuente de luz, colocando sobre toda la cama plana de éste un objeto opaco: esto se hace siguiendo recomendaciones de previas caracterizaciones de este escáner [29]. En teoría el valor que debería arrojar esta lectura sería cero, pero debido a que no tenemos un material que impida al 100 % en paso de la luz, se generan un valor de pixel acompañado de su respectiva incertidumbre. Este valor se incluyó en el cálculo de la densidad óptica de acuerdo a la ecuación 2.4.3.

Por otra parte, el software utilizado para adquirir las imágenes de película radiocrómica escaneadas fue EPSONScan [Seiko Epson Corp v3.8.0.0 (USA)], donde los parámetros de escaneo que se deben seleccionar son los siguientes:

- Tipo de documento: Película,
- Tipo de imagen: 48 bits escaneando en modo RGB y con una resolución de 72 ppp,
- Configuración de escaneo: Sin ningún filtro o tipo de corrección,
- Almacenamiento de las imágenes: Digitalizadas en formato .tiff.

De acuerdo con el reporte AAPM TG-55 [26], se recomienda colocar las películas siempre en la misma posición y orientación en la cama del escáner, esto es con el fin de asegurar la máxima reproducibilidad en las lecturas de respuesta de las películas. La posición de mayor uniformidad seleccionada en este trabajo fue el centro de la cama del escáner, (como se explica líneas arriba) esta región se encuentra siempre al posicionar una plantilla, véase figura 3.2.2a.

El proceso de escaneo se realizó siempre de la misma forma para las películas radiocrómicas sin irradiar o irradiadas, siempre en cualquiera de los dos casos se consideró el tiempo de estabilización de la lámpara del escáner, se posicionó la película radiocrómica en el centro del escáner y se utilizó el software de escaneo con las especificaciones requeridas. En el presente trabajo se utilizaron los canales R, G, B (rojo, verde, azul, por sus siglas en ingles).

3.3. Caracterización de la Película Radiocrómica EBT3.

Las películas se irradiaron con un acelerador lineal Novalis® BrainLAB de energía nominal de 6 MV que genera un haz de fotones con incidencia perpendicular respecto a la película. Se colocó

un maniquí de agua sólida con una profundidad de 5 cm con respecto a la fuente de radiación. El tamaño de campo elegido fue de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, la película se ubicó justo en el centro de este campo donde sirvió de guía la sombra generada por este. Se obtiene una correcta alineación de la base donde se situó la película con ayuda del láser del cuarto del acelerador, véase figura 3.3.1. Las películas se irradiaron en un intervalo de 0 a 10 Gy, tomando los siguientes valores de dosis 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0, 1.5, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5, 5.0, 5.5, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0 y 10 Gy.

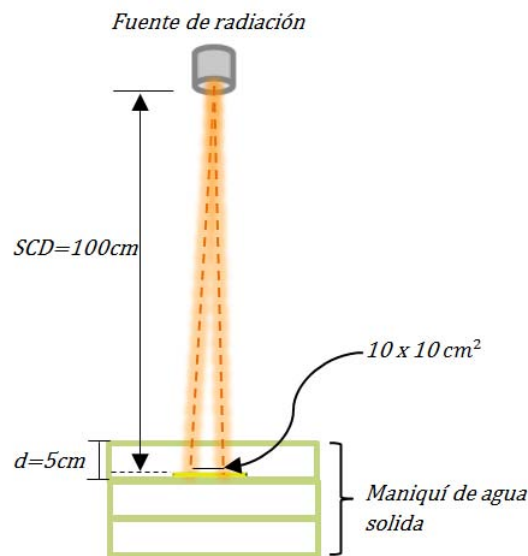


Figura 3.3.1: Arreglo experimental del proceso de irradiación, donde el detector es la película radiocrómica EBT3 bajo 5 cm de agua sólida donde se ve incidir el haz de radiación a una distancia de $SCD=100\text{cm}$

El análisis de las películas se hizo a partir de las imágenes escanadas de las mismas, tanto irradiadas como no irradiadas. De las imágenes se obtuvieron valores crudos de pixel con ayuda del programa ImageJ [31] donde, a través de generación de una ROI (región de interés) que fue constante para todas las imágenes de película se obtuvieron valores de pixel acompañados de su desviación estándar, véase figura 3.3.2. Las lecturas se registraron para cada uno de los canales R, G, B en cada imagen.

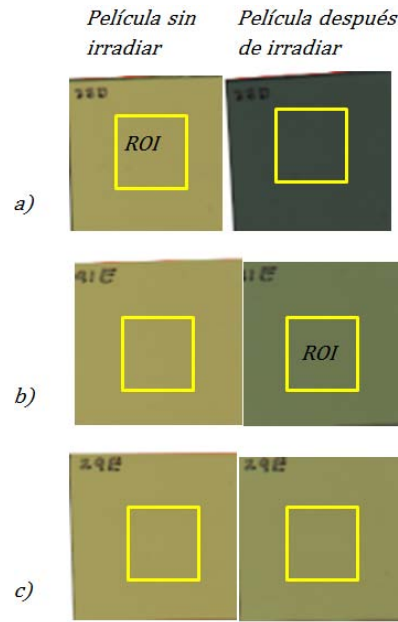


Figura 3.3.2: Películas radiocrómicas antes y después del proceso de irradiación donde se puede ver el oscurecimiento tras la irradiación se muestran las películas con Dosis de a) 900 cGy, b) 200 cGy y en c) 50 cGy. También se muestran las ROI de tamaño constante para su análisis.

Para caracterizar la película radiocrómica EBT3 se construyó una curva sensitométrica, a partir de los valores de densidad óptica y dosis absorbida. Se consiguió obtener los valores de densidad óptica a partir de los valores de pixel de la película sin irradiar e irradiada, como se explicó previamente, obteniendo así cuanta luz se transmite en el material tras aplicar la ecuación 2.4.3. Esta curva servirá para reducir la incertidumbre en la medición de cada punto y establecer una referencia para futuras mediciones de experimentos que utilicen este mismo modelo de película radiocrómica. Así, se recomiendan hacer varias mediciones de cada valor de dosis correspondiente a la curva, se realizaron 18 puntos en un rango de dosis de 0 – 1000 cGy y para evaluar en cada punto la densidad óptica se usó un promedio ponderado (siguiendo las recomendaciones del artículo de Devic et al. 2005 [22]), así cada punto de valor de dosis se construyó a partir de las lecturas de 5 películas. Esto se realizó con el fin de reducir la incertidumbre estadística: el cálculo de este promedio ponderado se hace a partir de la ecuación 3.3.1. Se emplea el promedio ponderado ya que se tienen eventos individuales de un mismo fenómeno.

$$OD_{neta} = \frac{\sum_{n=1}^{N=5} (OD_{neta i} / \sigma_{OD_{neta i}}^2)}{\sum_{n=1}^{N=5} \left(\frac{1}{\sigma_{OD_{neta i}}^2} \right)} \quad (3.3.1)$$

donde se tienen las sumas de cada OD_{neta} obtenidas de la ecuación 2.4.3 entre la incertidumbre

al cuadrado de cada una de estas y la suma del inverso cuadrado de las incertidumbres. en la sección 3.7 se explica a detalle el análisis de incertidumbres de las ecuaciones 2.4.3 y 3.3.1.

3.4. Modelos Teóricos de respuesta.

Siguiendo las recomendaciones de Bouchard et al. 2009 [27] para la forma funcional de una curva sensitométrica en películas radiocrómicas se reproducen características físicas propias de este material; para evitar errores sistemáticos se deben cumplir los siguiente puntos respecto a esta:

- Pasar por el origen
- Ser monótonamente creciente
- Tener uno o ningún punto de inflexión en la zona de interés
- Si existe ha de ser entre 0 y la mitad del valor de saturación

Una vez que se cuenta con la curva sensitométrica que caracteriza a la película radiocrómica, se procede a buscar un modelo que de un ajuste al comportamiento de este fenómeno: la dependencia de la dosis con la densidad óptica.

3.4.1. Ajuste Polinómico.

Uno de los ajustes más usado en la literatura [27] es un polinomio de grado n de la siguiente forma:

$$D = ODb + cOD^n \quad (3.4.1)$$

donde n presenta valores promedios de 2.5 y c , b son parámetros de ajuste propios de la curva sensitométrica. Este es uno de los ajustes más usados pero no explica el comportamiento del fenómeno físico presentado; por ello, surgen dos modelos que se encargaran de explicarlo, siendo uno de estos más completo.

3.4.2. Modelo Single-Hit.

El modelo Single-Hit surge a partir de un modelo exponencial, que explica cómo responden estructuras compuestas de subestructuras al interactuar con flujo de energía. Las primeras aplicaciones de este modelo se dan en el estudio de procesos biológicos, donde se quiere explicar qué ocurre en una célula tras recibir cierto flujo de radiación ionizante. Como se sabe, las células están compuestas por una serie de elementos en su estructura denominados blancos. En esta teoría; dichos blancos interactúan todo el tiempo con procesos aleatorios de radiación ionizante que modifican su composición, es así como surge dicho modelo.

Esta teoría más tarde se extiende para explicar la fenomenología de las películas radiográficas al interactuar con radiación ionizante. Como se explicó brevemente en la sección 2.4.4 estos detectores están compuestos por un medio granular de bromuro de plata la cual es una microestructura y, al igual que las células al ser expuestas a radiación ionizantes, sufren un cambio en su composición.

Esta lógica se aplica a los detectores usados en el presente trabajo, las películas radiocrómicas compuestas de monómeros que, al interactuar con radiación ionizante cambian para formar cadenas de polímeros. Para visualizar esta idea véase la figura 3.4.1 donde se observa una posible configuración de cómo la radiación ionizante impacta en los centros activos (monómeros) y crea intersecciones entre estos, cambiando así su configuración (polímeros).

Las áreas de cada centro activo (monómeros) reciben cierto promedio de partículas cargadas y, a su vez, dicho centro activo cuenta con un área efectiva donde se tendrá que calcular cuál será la probabilidad del número de centros activos por unidad de área que recibirán los impactos. Esto se logra con ayuda de una distribución de Poisson de la siguiente forma:

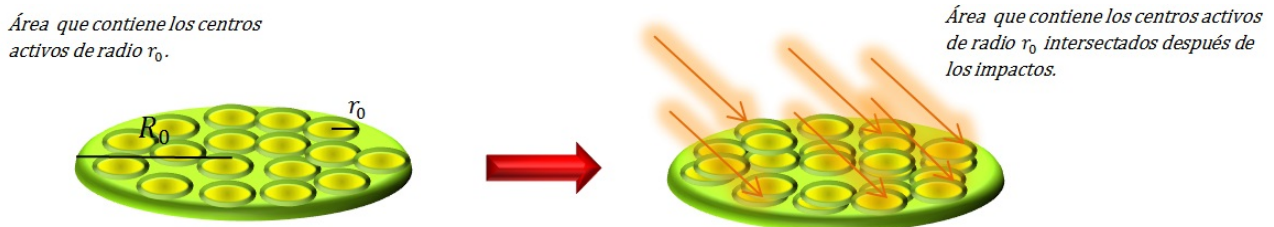


Figura 3.4.1: Configuración de una region dentro de la película donde se muestran los centros activos y como se intersectan después de los impactos del flujo de partículas.

$$P(\Phi) = N_T \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\Phi\sigma}}{n!} (\Phi\sigma)^n \quad (3.4.2)$$

donde $\Phi = \frac{dN}{da}$ es la fluencia de radiación ionizante que incide a través del medio, N_T el total de granos por unidad de área y σ es la sección eficaz que se tiene en los centros activos.[32]

Recordando la siguiente igualdad:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-x} x^n}{n!} = \sum_{n=0}^{i-1} \frac{e^{-x} x^n}{n!} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-x} x^n}{n!} = 1$$

$$\Rightarrow P(\Phi) = N_T \left(1 - \sum_{n=0}^{i-1} \frac{e^{-\Phi\sigma} (\Phi\sigma)^n}{n!} \right)$$

Dado que estamos en la teoría Single Hit, consideremos $n = 1$ ya que solo se tendrá un impacto para lograr el cambio en la estructura, con esto obtenemos:

$$P(\Phi) = N_T (1 - e^{-\Phi\sigma}) \quad (3.4.3)$$

Teniendo la expresión de la ecuación 3.4.3, se tiene que relacionar de alguna forma la probabilidad $P(\Phi)$ con la densidad óptica y la fluencia de energía Φ con la dosis absorbida, para describir correctamente el fenómeno presentado.

El número de centros golpeados al menos una vez vendría dado por una función m de la siguiente forma:

$$m = N_T P(\Phi)_{n=1} = N_T (1 - e^{-\Phi\sigma}) \quad (3.4.4)$$

Analizando la física del problema, una vez que un centro activo es impactado por la energía incidente de intensidad inicial $I(x)$ en una profundidad x se obtiene la siguiente expresión: [7]

$$dI = -I a n_g \cdot dx \quad (3.4.5)$$

donde n_g es el número de granos por unidad de volumen y a es el área de cada grano.

Resolviendo la ecuación 3.4.5 y considerando a I_0 como la intensidad inicial y a I la intensidad final tras cruzar el medio y L el grosor de la película se obtiene que:

$$I = I_0 e^{-a n_g L} \quad (3.4.6)$$

Nótese que $m = n_g L$ es el número de granos por unidad de área tras la irradiación. De la ecuación 3.4.6 se puede aplicar la definición de densidad óptica obteniéndose la siguiente expresión:

$$OD = \log \left(\frac{I_0}{I} \right) = a m \log e \quad (3.4.7)$$

Tomando la igualdad de la ecuación 3.4.4 sustituyamos m :

$$\log \left(\frac{I_0}{I} \right) = aN_T \log e (1 - e^{-\Phi\sigma}) \quad (3.4.8)$$

Para introducir una relación entre densidad óptica (OD) y dosis, se encuentra a partir del término de fluencia, ya que existe una relación lineal entre éstas siempre y cuando se cumpla EPC (equilibrio de partícula cargada); así se tiene que:

$$\Phi = \alpha D \quad (3.4.9)$$

donde α es una constante de proporcionalidad que corresponde al inverso del coeficiente de absorción másico. Reemplazando en la ecuación 3.4.8 en términos de la dosis y reduciendo términos se obtiene:

$$OD = a_1 - a_2 e^{-a_3 D} \quad (3.4.10)$$

donde a_1 y a_2 son la densidad óptica de saturación y a_3 es $1/\alpha\sigma$. La ecuación 3.4.10 es el modelo Single-Hit con el que se hace el ajuste de la curva sensitométrica. Este desarrollo lo proponen en el artículo de del Moral et al. 2009 [7]

3.4.3. Modelo de Percolación.

El segundo modelo es el de Teoría de Percolación que está basado en primeros principios. La teoría de Percolación estudia las transiciones de fase en estructuras aleatorias.

Percolación es el estudio de cómo los sistemas de objetos discretos están conectados el uno al otro. Específicamente, es el análisis de agrupaciones, sus estadísticas y sus propiedades. Las aplicaciones de esta teoría son numerosas; ejemplo de ello es el estudio las fases de transición, epidemias, fracturas, etc.

En el presente trabajo, son de interés las aplicaciones en microestructuras, como el análisis de partículas que interaccionan con el medio al paso de un haz de radiación ionizante. Las propiedades de transporte son particularmente adecuadas para el análisis de percolación porque ya que la comunicación o transmisión entre vecinos sucesivos del sistema son el elemento clave de este análisis.

Nuevamente se toma de referencia el artículo de del Moral et al. 2009 [7] donde desarrollan este modelo para explicar el comportamiento de las películas radiocrómicas. Las consideraciones hechas en este modelo son más realistas con respecto al sistema ya que a diferencia del modelo

Single Hit, aquí se plantea que los centros activos que conforman la película son de diferentes tamaños y esto trae como consecuencia una distribución mas complicada de las áreas que van a ser impactadas, por la radiación incidente en el medio.

Tomando en cuenta esta nueva característica del sistema, se tendrá una distribución de áreas con respecto a la variación de tamaños de centros activos. La estructura granular de la película radiocrómica EBT3 se debe a que los monómeros (centros activos) sufrirán un cambio tras el paso de la radiación, haciendo que se formen agrupaciones de polímeros, véase figura 3.4.2. Esto es una transición de fase continua (o transición de segundo orden) del sistema que dependen de parámetros de orden; en este caso, son parámetros de tamaño y ocupación de los nuevos grupos formados de los centros activos.

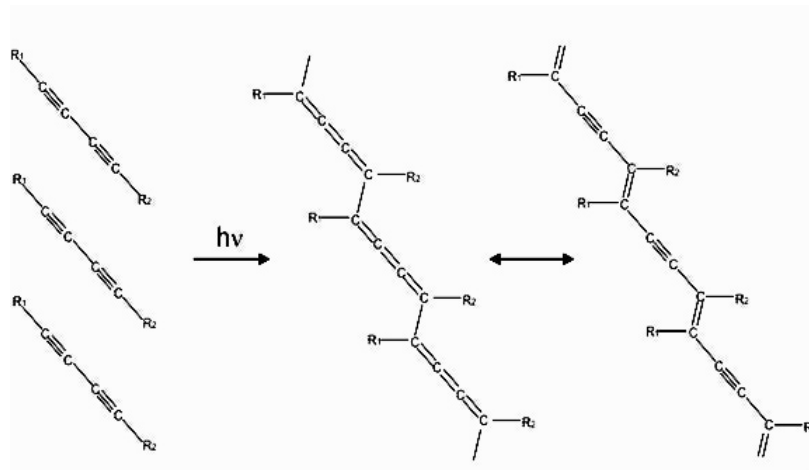


Figura 3.4.2: Enlaces químicos de la película radiocrómica formados por monómeros que al paso de la radiación se convierten en cadenas de polímeros, este fenómeno hace posible que se explique con teoría de percolación. [7]

Así, con la teoría de percolación se estimará el número de agrupaciones de centros activos con tamaño s , siendo la ecuación 3.4.11 la distribución probabilística que la describe.

$$n_s \propto s^{-\tau} e^{-cs} \quad (3.4.11)$$

donde τ es el exponente de Fisher que es característico del tamaño de grupo en la distribución n_s y c es un valor que depende de la probabilidad de ocupación crítica y actual del grupo de tamaño dimensional similar.[7]

Conociendo la expresión para el número de agrupaciones de tamaño s de la ecuación 3.4.11 se puede obtener la probabilidad de las agrupaciones que tienen una sección eficaz σ con la ecuación 3.4.12.

$$f(\sigma) = \frac{n_s}{N_c} \quad (3.4.12)$$

donde N_c es el número total de agrupaciones.

Los grupos de tamaño s se relacionan con la sección eficaz sigma, ya que se tiene la igualdad $\sigma = \epsilon \pi r_0^2$, $s = \pi r_0^2$, sustituyendo s y una constante de proporcionalidad $k' N_c$ en la ecuación 3.4.12, se obtiene la siguiente expresión:

$$f(\sigma) = k' \left(\frac{\sigma}{\epsilon} \right)^{-\tau} e^{-c(\sigma/\epsilon)} \quad (3.4.13)$$

Finalmente, se normaliza con k' y se usa una distribución gamma, ya que se tiene parámetros de escala y de ocupación y resulta conveniente usarla, se obtuvo que la ecuación 3.4.13 se transforma en la siguiente expresión:

$$f(\sigma) = \frac{\lambda e^{-\lambda\sigma} (\lambda\sigma)^{k-1}}{\Gamma(k)} \quad (3.4.14)$$

donde se renombraron variables de la siguiente forma:

$$k = 1 - \tau$$

$$\lambda = \frac{c}{\epsilon}$$

De la ecuación 3.4.14 se tiene la distribución de probabilidad de la sección eficaz que depende de cada centro activo, de su tamaño, de su posición y de su dimensión.

Finalmente usando la ecuación 3.4.10 donde se tiene la densidad óptica en términos de la dosis se calculó una nueva expresión para ésta considerando la distribución de la ecuación 3.4.14, obteniéndose una expresión que considera los parámetros físicos característicos del sistema a partir de la teoría de percolación. La ecuación 3.4.15 es el modelo de Gamma Distributed [7].

$$OD = a_1 - \frac{a_2}{(a_3 + D)^{a_4}} \quad (3.4.15)$$

donde a_1 es la densidad óptica de saturación, a_2 es un parámetro propio de la función, $a_3 = c/\alpha\sigma$ que depende de la probabilidad de ocupación y a_4 es dependiente solo del exponente de Fisher.

3.4.4. Función Universal.

Recientemente se publicó en el artículo de Martin-Viera et al. 2015 [33] una nueva propuesta de modelo donde se combinan los principios de la teoría de Single Hit y Percolación. En este artículo se propone agregar un nuevo término para obtener la densidad óptica, tal que:

$$OD_X = OD_{X,0} + \varepsilon_{eff,X} a L n_c \quad (3.4.16)$$

donde $\varepsilon_{eff,X}$ es el coeficiente del promedio de absorción molar evaluado en cada canal X de un sistema RGB, L es el ancho de la capa activa del material, a es el promedio del área de los centros activos, $OD_{X,0}$ es la absorbancia efectiva después de la irradiación y n_c son los centros desarrollados en la capa activa para los valores medidos de OD . Con la definición de densidad óptica de la ecuación 3.4.16, se modifica el modelo Single Hit del artículo de del Moral et al. 2015 [7] ya que se considera el coeficiente $\varepsilon_{eff,X}$; así se obtienen:

$$OD_X(s, D) = \varepsilon_{eff,X} a L N_c [1 - e^{-(\varepsilon \alpha D)}] \quad (3.4.17)$$

donde N_C es el número de centros activos por unidad de volumen de la capa activa, s es el tamaño de cada centro activo y α es la constante de proporcionalidad que relaciona a la dosis con la fluencia de la ecuación 3.4.9.

Con la ecuación 3.4.17 se ve la dependencia de la densidad óptica con la dosis y el tamaño de cada centro activo del sistema, y se evalúa con una distribución gamma, considerando la ecuación 3.4.12 que vienen de la teoría de percolación, pero ahora el parámetro de Fisher τ tendrá un intervalo de restricción $3 > \tau \geq 2$ para que la función no diverja. Con esto, se obtiene la ecuación 3.4.18 a la que denominan en el artículo de Martin-Viera et al. 2015 [33] como una función Universal, de la cual aseguran se puede ajustar cualquier curva sensitométrica de películas radiocrómicas.

$$OD_X(D) = A_X [1 - (1 + D/k)^{-\vartheta}] \quad (3.4.18)$$

donde A_X y k son parámetros relacionados con la sensibilidad del canal de lectura y ϑ es un exponente crítico que se relaciona con el exponente de Fisher, donde en este artículo (Martin-Viera et al. 2015 [33]) se encuentra un valor único para éste a partir de un promedio resultante de analizar varias curvas sensitométricas, siendo $\vartheta = 0.436 \pm 0.005$.

3.5. Linealización.

El objetivo principal del presente trabajo es encontrar una forma lineal de la relación entre densidad óptica y dosis absorbida de la película radiocrómica modelo EBT3. En la teoría, se esperaría que un dosímetro ideal obtuviera una lectura M que fuera proporcional linealmente a una cantidad dosimétrica Q . Así se tendría una función que fuera inmediata para relacionar estas cantidades; en la práctica no se logra debido a que la lectura de respuesta del material no conserva linealidad en todo su rango dinámico.

Linealizar una función que explica la respuesta de un fenómeno físico, es encontrar una expresión de un sistema no lineal para que este sea más fácil de analizar. Los métodos para encontrar formas lineales pueden ser aplicando logaritmo a la función no lineal o haciendo un cambio de variable. Para el método logarítmico se obtiene solamente una recta auxiliar ya que se pierde el sentido físico de las variables. Para aplicar cambio de variable se necesita conocer la relación teórica que existe entre las variables y encontrar un cambio que nos lleve a la ecuación típica de la recta :

$$y = mx + b \quad (3.5.1)$$

La función lineal de referencia que se usó en el presente trabajo fue la propuesta por Devic et al. 2012 [6] que tiene la siguiente forma:

$$\zeta = -\frac{OD^{2/3}}{\ln(OD)} \quad (3.5.2)$$

La forma en como Devic et al. 2012 [6] obtuvieron la ecuación 3.5.2 fue a partir de ajustar 20 curvas con ayuda del programa Table Curve con el polinomio de la ecuación 3.4.1, con lo cual a partir de los parámetros obtenidos y observando sus resultados, concluyen que la función que describe la curva viene dada por:

$$y = a \cdot \frac{x^p}{\ln(x)} \quad (3.5.3)$$

donde $y = D$ representa la dosis absorbida, a es la pendiente, $p = 2/3$ y $x = OD$ es la densidad óptica.

La ecuación 3.5.3 cuenta con dos parámetros de ajuste, lo cuales se encuentran con ayuda del programa Origin Pro 7.5 tras evaluar 23 curvas; y observaron que el parámetro a tiene una

variabilidad en su valor mientras que en p se tiene un valor constante en todas las curvas ($p = 2/3$) como se observa en la ecuación 3.5.2. Aseguran que esta expresión linealiza cualquier curva sensitométrica, independientemente del escáner o densitómetro y tipo de película radiocrómica que se emplee.

En el presente trabajo, para los modelos Single Hit, Gamma Distributed y la función Universal se proponen sus respectivas funciones de linealización. En la tabla 3.1 se presenta el resumen de cada expresión del modelo teórico con su respectiva función de linealización.

En la linealización de los modelos se obtuvo primero su expresión teniendo ahora como variable independiente la densidad óptica neta OD_{neta} , valor que se encuentra a partir de usar la ecuación 2.4.3. Para esto se procedió a despejar D de las ecuaciones 3.4.10, 3.4.15 y 3.4.18 correspondientes a los modelos Single Hit, Percolación y la función Universal, respectivamente.

Para Single Hit a partir de la ecuación 3.4.10, se despejó D , con lo que se obtuvo:

$$D = -\frac{1}{a_3} \ln \left(\frac{a_1 - OD_{neta}}{a_2} \right) \quad (3.5.4)$$

Para el modelo de percolación de la ecuación 3.4.15, igual se despejó D obteniéndose:

$$D = \left(\frac{a_2}{a_1 - OD_{neta}} \right)^{1/a_4} - a_3 \quad (3.5.5)$$

Finalmente para la función Universal de la ecuación 3.4.18, se despejó D :

$$D = k \left[\left(1 - \frac{OD_{neta}}{A_X} \right)^{-1/\vartheta} - 1 \right] \quad (3.5.6)$$

De aquí, se encontró la forma más simple de relacionar la dosis absorbida con densidad óptica de cada modelo. Debido al significado físico de los parámetros que caracterizan a cada modelo se procuro encontrar una expresión que dependiera sólo de los parámetros significativos, lo cual se explicara a fondo más adelante. Al hacer esto, se reduce la cantidad de parámetros por modelo y se puede encontrar un expresión más general del sistema de película radiocrómica. A continuación se muestran las funciones de linealización propuestas.

Para el modelo Single Hit:

$$\eta = -\ln(a_1 - OD_{neta}) + \ln(a_1) \quad (3.5.7)$$

La expresión de la ecuación 3.5.7 se propone como una función de linealización para el modelo Single Hit a partir de la ecuación 3.5.4 donde, convenientemente, al despejar la función exponencial, se convierte en una función de logaritmo natural, lo cual da como primer paso una linealización y al estar en el argumento del logaritmo la densidad óptica, no se altera el significado físico de las variables, ya que esta es adimensional. En el modelo Single Hit se propone que la ecuación de linealización sólo dependerá de a_1 y OD_{neta} ya que, como se dijo anteriormente, entre menos dependencia de parámetros será mejor porque resulta en una relación más inmediata. El significado de a_1 tiene que ver con la densidad óptica de saturación del sistema, así no existe problema con las unidades para relacionarla con la dosis absorbida. Con estas consideraciones, la forma lineal adquiere la expresión típica de la recta que relaciona la forma lineal con la dosis absorbida, teniendo una ordenada al origen igual a cero, véase ecuación 3.5.8.

$$D = a\eta \quad (3.5.8)$$

siendo D la dosis absorbida, $a = \frac{1}{a_3}$ que es la pendiente de la recta y η la forma lineal propuesta para el modelo Single Hit.

Para el modelo de Percolación:

$$\gamma = (a_1 - OD_{neta})^{-1/a_4} - a_1^{-1/a_4} \quad (3.5.9)$$

La forma lineal de la ecuación 3.5.9 para el modelo de percolación se obtuvo a partir de la ecuación 3.5.5, donde solamente se toman los parámetros de mayor relevancia en el modelo. En esta ocasión la forma lineal solo dependerá de a_1 , a_4 y OD_{neta} . El significado de a_1 nuevamente resultó ser el valor de densidad óptica de saturación y a_4 es un exponente crítico que se relaciona con el exponente de Fisher; este hace la distinción con respecto al sistema homogéneo que supone Single Hit. Con esto, se obtuvo la expresión típica de la recta que relaciona la dosis absorbida con la forma lineal, teniendo una ordenada al origen igual a cero, véase ecuación 3.5.10.

$$D = b\gamma \quad (3.5.10)$$

siendo D la dosis absorbida, $b = a_2^{(1/a_4)}$ y γ la forma lineal propuesta para el modelo de Percolación.

Finalmente para el modelo de la función Universal:

$$\varphi = \left[\left(1 - \frac{OD_{neta}}{A_x} \right)^{-1/\vartheta} - 1 \right] \quad (3.5.11)$$

La forma lineal de la ecuación 3.5.11 para la función Universal se obtuvo a partir de la ecuación 3.5.6, donde solo se conservaron dos parámetros del sistema y se excluye a k debido a que en los fines prácticos que tendrá la función de linealización se normalizará y se perdería este término de todos modos. Los parámetros que se conservan son A_X y ϑ , el significado de A_X resulta ser, para este modelo, la densidad óptica de saturación y ϑ es un exponente crítico que se relaciona con el exponente de Fisher, más adelante se explicará si el modelo de Percolación es equivalente a la función Universal. De igual forma se encuentra una expresión típica de la recta relacionando la forma lineal con la dosis absorbida, véase ecuación 3.5.12.

$$D = c\varphi \quad (3.5.12)$$

siendo D la dosis absorbida, $c = k$ y φ la forma lineal propuesta para la función universal.

Las ecuaciones 3.5.7, 3.5.9 y 3.5.11 son las formas lineales propuestas. En la figura 3.5.1 se muestra un diagrama de flujo de cómo fue el proceso de la obtención de estas ecuaciones.

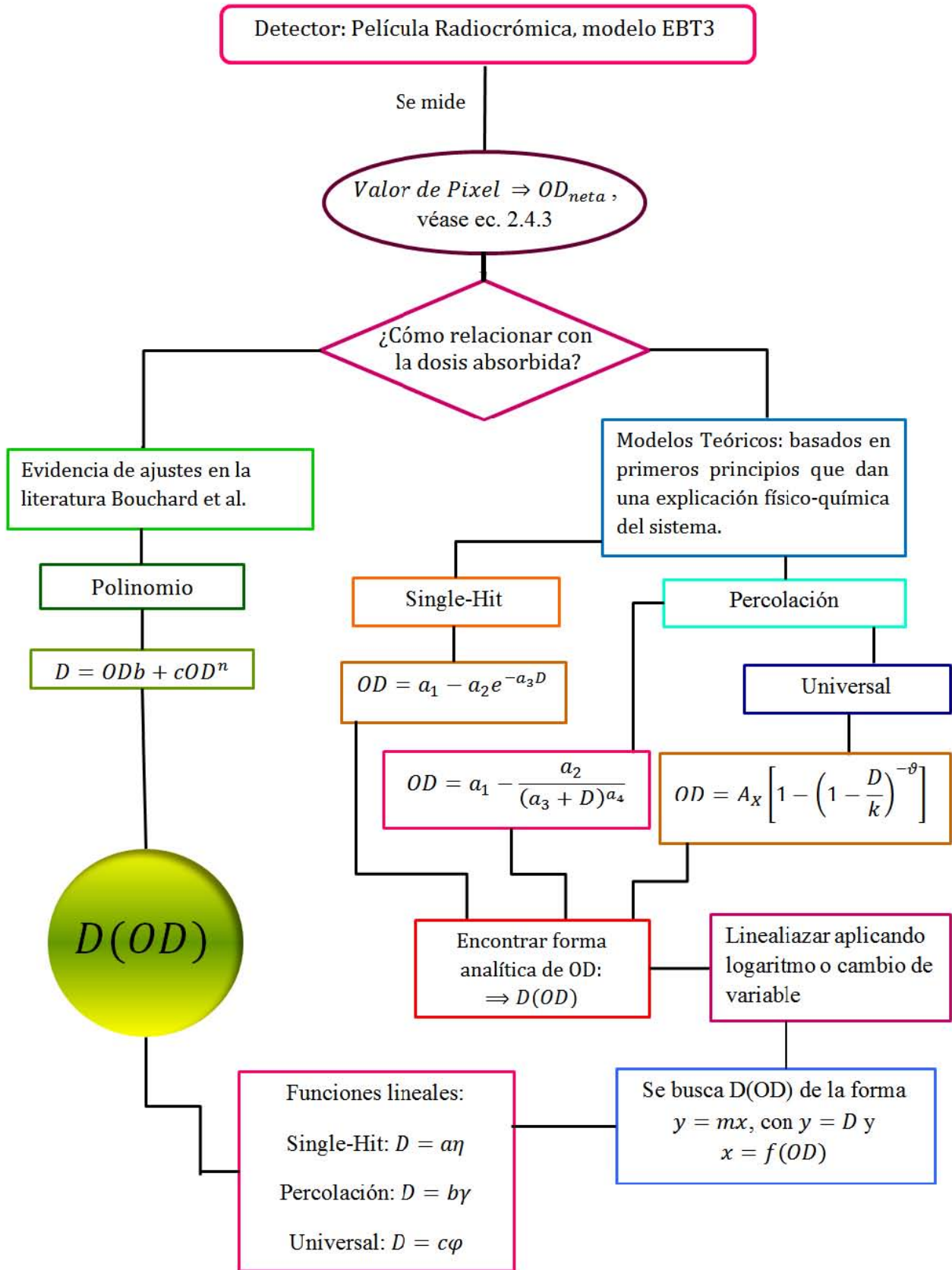


Figura 3.5.1: Diagrama de flujo donde se resume el proceso para encontrar las ecuaciones de linealización.

Resumen de los modelos teóricos			
Modelo	Expresión de OD	Forma Lineal	Principios
Single Hit	$a_1 - a_2 e^{-a_3 D}$	$\eta = -\ln(a_1 - OD_{neta}) + \ln(a_1)$	<p>Modelo exponencial</p> <p>Interacción de un flujo de radiación con un medio homogéneo de centros activos (monómeros)</p> <p>Centros activos de tamaño idéntico.</p> <p>Cambio en su configuración tras el impacto de la radiación.</p> <p>Se emplea la Distribución de Poisson que calcula el número de centros activos por unidad de área.</p>
Percolación	$a_1 - \frac{a_2}{(a_3 + D)^{a_4}}$	$\gamma = (a_1 - OD_{neta})^{-1/a_4} - a_1^{-1/a_4}$	<p>Ley de Potencia</p> <p>Considera la variación de tamaño de los centros activos.</p> <p>La distribución gamma indica la probabilidad de tener una agrupación de centros activos de tamaño s.</p> <p>Se considera la transición de fase de segundo orden a partir del exponente crítico de Fisher.</p> <p>El exponente de Fisher describe la dimensionalidad del sistema.</p>
Universal	$A_X \left[1 - (1 + D/k)^{-\theta} \right]$	$\varphi = \left[\left(1 - \frac{OD_{neta}}{A_x} \right)^{-1/\theta} - 1 \right]$	<p>Se basa en la teoría de Percolación.</p> <p>Especifica el intervalo donde debe encontrarse el exponente de Fisher para evitar la divergencia.</p> <p>Propone un exponente crítico universal que asegura la utilidad del modelo para las películas radiocrómicas.</p>

Tabla 3.1: Resumen de los modelos teóricos que explican el fenómeno físico de las películas radiocrómicas al paso de radiación en su estructura

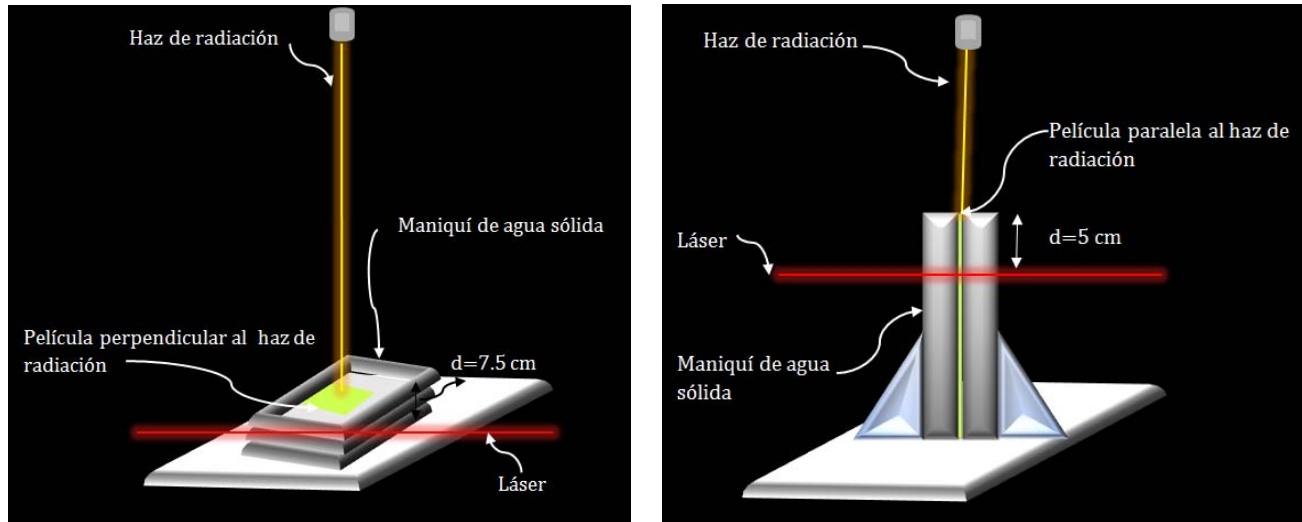
3.6. Aplicaciones.

La motivación de encontrar una forma lineal que relacione dosis absorbida con densidad óptica sirve para aplicarla a distribuciones de dosis con el fin de obtener una medición directa de dosis relativas, como lo hace en su artículo Devic et al. 2012 [6]. Teniendo este hecho como referencia, en el presente trabajo para las linealizaciones propuestas se realizó una validación a partir de dos experimentos, el primero fue la obtención de perfiles de distribuciones de dosis para campos de radiación convencionales mediante las funciones dosimétricas OAR y PDD y el segundo consistió en la obtención de distribuciones de dosis para encontrar perfiles con respecto a estas. A continuación se describe a detalle el montaje y realización de los mismos:

3.6.1. Experimento de perfiles de dosis para PDD y OAR .

Se obtuvieron las funciones dosimétricas OAR y PDD (definidas en la sección 2.6). Para la función OAR con respecto al isocentro a una profundidad de 7.5 cm para el maniquí de agua sólida, se colocó el detector de película radiocrómica de manera perpendicular al haz de radiación y se efectuaron irradiaciones para dos campos de radiación, véase figura 3.6.1a. Se realizan dos campos circulares al colocar los colimadores circulares de 4 mm y 20 mm en el cabezal del acelerador. Las unidades monitor empleadas en todas las mediciones fueron de $600\text{ UM}/\text{min}$.

Luego se midió la función dosimétrica PDD , donde se irradian tres campos convencionales de 10×10 , 8×8 y $4 \times 4\text{ cm}^2$. Aquí se colocó la película radiocrómica paralela al haz de radiación, véase figura 3.6.1b, con una distancia de profundidad de 5 cm .

(a) Arreglo experimental de la función *OAR*.(b) Arreglo experimental de la función *PDD*.Figura 3.6.1: Arreglo experimental de las funciones dosimétricas *OAR* y *PDD*.

El manejo de películas radiocrómicas para este experimento fue el mismo que para la obtención de la curva sensitométrica pero se cambiaron las medidas en los cortes ya que, para las mediciones de la función *OAR* de los colimadores circulares se usaron cinco piezas de película para cada uno, donde se obtuvieron diez cortes de $8.4 \times 6.7\text{ cm}^2$. Para las mediciones de la función *PDD* se emplearon dos hojas de películas radiocrómicas, donde una hoja entera sirvió para el campo de $10 \times 10\text{ cm}^2$ y la segunda hoja de película se cortó en dos con medidas de $12.0 \times 25.4\text{ cm}^2$ y $8.0 \times 25.4\text{ cm}^2$ para los campos de 8×8 y $4 \times 4\text{ cm}^2$ respectivamente.

Las películas que adquirieron los perfiles de dosis se escanearon y se analizaron con el programa ImageJ [31]. El análisis de los perfiles *PDD* y *OAR* fue a partir de la inserción de una línea sobre la imagen. En los perfiles *OAR* de campos circulares se insertan líneas colocadas en forma radial y se realizó un promedio a partir de cuatro líneas. Para obtener el perfil final de la función *PDD*, se obtienen varios perfiles para promediarlos: el promedio se realizó a partir de generar múltiples líneas que cubrieran 1cm de la imagen con el perfil de la función dosimétrica a medir.

Se realizó este análisis para la película irradiada y sin irradiar, procurando que en la imagen de la película sin irradiar se colocarán las líneas en la misma posición que en la imagen de la película irradiada. Para lograrlo se guardó esta línea, que mantuvo el perfil constante. Todos los perfiles obtenidos se normalizaron siempre con respecto a la lectura de dosis máxima que marcaba el centro del perfil. En la sección de resultados, se muestran las imágenes de las películas con los perfiles aquí mencionado, así como también sus gráficas correspondientes en comparación con los modelos lineales propuestos y en comparación con lecturas de detectores de referencia donde, para los perfiles de los conos de 4 mm y 20 mm, se comparó con respecto a un Diodo (modelo

SFD marca *IBA – Dosimetry*, Alemania) y para el caso de los perfiles *PDD*, se comparó con respecto a una cámara de ionización *Pint Point* (modelo *PTW – 31014* marca *PTW – Freiburg*, Alemania).

Las mediciones de las funciones *OAR* y *PDD* que se reportaron fueron a partir de encontrar las diferencias porcentuales máxima y mínimas en diferentes regiones del perfil. Los perfiles de la función dosimétrica *OAR* se dividieron en dos regiones como se muestra en la gráfica de la figura 3.6.2a, en la región I se tienen las mediciones dentro del campo de radiación (bajo el haz de radiación) se consideró sólo el intervalo de dosis relativas de 100-50 % y en la región II fuera del campo, se consideró el intervalo de dosis relativas de 0-50 % . Para los perfiles de la función *PDD* se dividieron en dos regiones considerando en la región I la zona de incremento y en la región II la zona de Equilibrio Transitorio de partícula cargada, en donde se ve la atenuación del haz de radiación, véase la figura 3.6.2b.

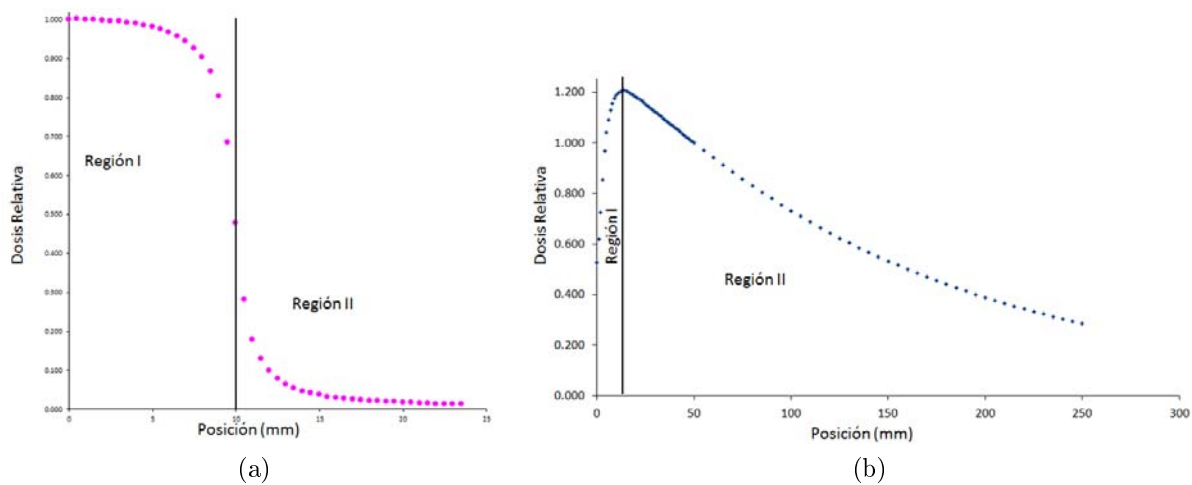


Figura 3.6.2: Regiones para las funciones dosimétricas en a) la función *OAR* y en b) la función *PDD*.

3.6.2. Distribuciones de dosis en un maniquí de cabeza.

Se realizó un experimento que consistió en la planeación de un tratamiento de un paciente de principio a fin. Se utilizó la película radiocrómica, modelo *EBT3*, para medir las distribuciones de dosis y se empleó un maniquí en forma de un cráneo humano femenino, modelo *605* (*CIRS® Tissue Simulation and Phantom Technology*, EUA), el cual se abrió en forma transversal así se

colocó en ese plano la película radiocrómica y con esta se consigue observar las distribuciones de dosis del tratamiento tras la irradiación. Todo el maniquí está compuesto por materiales que tienen equivalente de dosis con los órganos que componen una cabeza humana. Primeramente en la simulación del tratamiento se montó el maniquí, ya con la película en su interior, en un marco estereotáctico donde se cuidó que este estuviera paralelo con respecto a la película, véase figura 3.6.3a. Después se tomó una tomografía computarizada del maniquí para poder obtener al menos tres cortes de imagen de la película radiocrómica, véase figura 3.6.3b. Una vez obtenidas las imágenes tomográficas, se procede a irradiar con el acelerador lineal Novalis® BrainLAB, figura 3.6.3c, donde se aplicaron dos planes de tratamiento, obteniéndose dos distribuciones de dosis en la película radiocrómica.

Los cortes de la película fueron de cuadros de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y con el proceso de escaneo se obtuvieron las imágenes de la película sin irradiar e irradiada. El análisis de estas imágenes es diferente ya que lo que se tienen son distribuciones de dosis, de las cuales no se obtuvieron los típicos perfiles de las funciones dosimétricas OAR y PDD ya que estos sirven para pruebas de calidad en el haz y las distribuciones que se obtuvieron en este segundo experimento consistió en un tratamiento específico. Así, la información que se obtuvo de este experimento, luego de procesar las imágenes con el programa MatLab, fue que, a cada valor de pixel que compone la matriz de la imagen, se operó para obtener la densidad óptica neta con la ecuación 2.4.3. Obtenida esta variable OD_{neta} , se usó para calcular las funciones lineales propuestas, obteniéndose nuevas imágenes correspondientes a cada función lineal. Estas nuevas imágenes son las distribuciones en términos de los modelos lineales de los cuales se tomaron cinco perfiles aleatoriamente para poder hacer un análisis de la consistencia de los modelos lineales propuestos con respecto al modelo lineal de Devic et al. 2012 [6] y, también, con respecto al perfil de dosis relativa que se obtiene directamente de los parámetros del ajuste polinómico de la ecuación 3.4.1 de la curva sensitométrica.



(a)



(b)



(c) Arreglo experimental del maniquí siendo irradiado en el acelerador lineal.

Figura 3.6.3: En a) Maniquí montado en el marcoestereotáctico, en b) Arreglo experimental del maniquí siendo sometido a la tomografía axial computarizada (TAC). y en c) Arreglo experimental del maniquí siendo irradiado en el acelerador lineal.

3.7. Análisis de incertidumbres

Al hacer mediciones con las películas radiocrómicas se tienen muchas fuentes de incertidumbre, tales como la manufactura y manipulación de la película, el proceso de irradiación, su proceso de digitalización (escaneo) y la caracterización de la película. [27] Existen dos tipos de incertidumbre, tipo A y tipo B. La tipo A es el método de evaluación de la incertidumbre por medio del análisis estadístico de una serie de observaciones. La tipo B es el método de evaluación de la incertidumbre por medios distintos al análisis estadístico de una serie de observaciones.[34]

Fuente	Tipo	Dependencia	
		en <i>OD</i>	en <i>ROI</i>
Manufactura de la película			
Homogeneidad de la emulsión	B	no	si
Efectos perturbativos y dependencia con la energía	B	no	no
Dependencia con la humedad y temperatura	B	no	no
Sensibilidad a al luz	B	no	no
Estabilidad en la reacción química	B	no	no
Manipulación de la película			
Cuerpos extraños	B	no	si
Condiciones ambientales en el almacenamiento	B	no	no
Proceso de irradiación			
Naturaleza estocástica de la dosis depositada	B	si	si
Medición de la incertidumbre	B	no	no
Reproducibilidad de salida del acelerador	A	no	no
Variación de dosis dentro de la región de interés	B	no	no
Proceso de digitalización			
Naturaleza estocástica de la detección fotones	B	si	si
Homogeneidad del escáner	B	no	si
Reproducibilidad y estabilidad del escáner	A/B	no	no
Manipulación numérica	B	no	no
Caracterización de la película			
Curva de calibración	B	no	si

Tabla 3.2: Fuentes de incertidumbre de sistema de películas radiocrómicas.[27]

En la tabla 3.2 se muestra un resumen de las fuentes de incertidumbre que presentan los sistemas de película radiocrómica, se clasifica el tipo de incertidumbre y la dependencia que tiene respecto a la medición de densidad óptica o la *ROI* al momento de analizar las películas digitalizadas.

Al momento de analizar las películas digitalizadas con el programa imageJ [31] se obtuvo el valor de pixel acompañado de una desviación estándar ($PV \pm \sigma_{PV}$) de esta información se obtuvo la densidad óptica con la ecuación 2.4.3 de cada película radiocrómica. El análisis de incertidumbre para la ecuación 2.4.3 se realiza a partir de la **Ley de Propagación de incertidumbres** (se aplica esta ley ya que no existe una correlación entre las variables). [34] Se tiene la relación funcional de la ecuación 2.4.3 para la obtención de OD_{neta} y se cuentan con las incertidumbres estándares de cada variable de valor de pixel utilizado. Presentemos esta ley a partir de la siguiente expresión:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i)} \quad (3.7.1)$$

Así para la ecuación 2.4.3 se calculó la incertidumbre asociada a partir de la ley de propagación obteniéndose:

$$\sigma_{OD_{neta}} = \left[\sqrt{\left(\frac{\partial OD_{neta}}{\partial I_0} \right)^2 \sigma^2(I_0) + \left(\frac{\partial OD_{neta}}{\partial I} \right)^2 \sigma^2(I)} \right] \frac{1}{\ln 10} \quad (3.7.2)$$

donde las derivadas parciales vienen dadas por:

$$\frac{\partial OD_{neta}}{\partial I_0} = \frac{1}{I_0} \frac{1}{\ln 10}, \quad \frac{\partial OD_{neta}}{\partial I} = -\frac{1}{I} \frac{1}{\ln 10} \quad (3.7.3)$$

Así los valores dados a partir de la ecuación 3.7.2 acompaña a cada valor obtenido de densidad óptica.

Puesto que la curva sensitométrica de la caracterización de la película radiocrómica EBT3 se construyó a partir de evaluar en casa punto de la densidad óptica un promedio ponderado, véase la ecuación 3.3.1, éste cuenta con una incertidumbre asociada dada por la ecuación 3.7.4

$$\sigma_{neta}^2 = \frac{1}{\sum_{n=1}^{N=5} \left(\frac{1}{\sigma_{OD_{neta}^i}^2} \right)} \quad (3.7.4)$$

Las ecuaciones de las linealizaciones del presente trabajo también cuenta con una incertidumbre asociada y se aplico nuevamente la ley de propagación de incertidumbre de la ecuación 3.7.1, donde se obtuvo lo siguiente

Para ecuación 3.5.2 de la linealización de DEVIC, se tiene:

$$\sigma_{\zeta} = \sqrt{\left(\frac{\partial \zeta}{\partial OD_{neta}}\right)^2 (\sigma_{OD_{neta}})^2}$$

Calculando las derivadas parciales se obtiene:

$$\Rightarrow \sigma_{\zeta} = \sqrt{\left(\frac{3 - 2 \ln(OD_{neta})}{3(OD_{neta})^{1/3} \ln^2(OD_{neta})}\right)^2 (\sigma_{OD_{neta}})^2} \quad (3.7.5)$$

En la ecuación 3.5.7 de la linealización Single-Hit, se tiene:

$$\sigma_{\eta} = \sqrt{\left(\frac{\partial \eta}{\partial OD_{neta}}\right)^2 (\sigma_{OD_{neta}})^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial a_1}\right)^2 (\sigma_{a_1})^2}$$

Calculando las derivadas parciales se obtiene:

$$\Rightarrow \sigma_{\eta} = \sqrt{\left(\frac{1}{OD_{neta} - a_1}\right)^2 (\sigma_{OD_{neta}})^2 + \left(\frac{OD_{neta}}{a_1(a_1 - OD_{neta})}\right)^2 (\sigma_{a_1})^2} \quad (3.7.6)$$

Luego en la ecuación 3.5.9 de la linealización Gamma-Distributed, se tiene:

$$\sigma_{\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\partial \gamma}{\partial OD_{neta}}\right)^2 (\sigma_{OD_{neta}})^2 + \left(\frac{\partial \gamma}{\partial a_1}\right)^2 (\sigma_{a_1})^2 + \left(\frac{\partial \gamma}{\partial a_4}\right)^2 (\sigma_{a_4})^2}$$

Calculando las derivadas parciales se obtiene:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma} = & \sqrt{\left(\frac{1}{a_4} (a_1 - OD_{neta})^{-\frac{1+a_4}{a_4}}\right)^2 (\sigma_{OD_{neta}})^2 + \left(\frac{1}{a_4} \left(a_1^{-\frac{1+a_4}{a_4}} - (a_1 - OD_{neta})^{-\frac{1+a_4}{a_4}}\right)\right)^2 (\sigma_{a_1})^2 + \dots} \\ & + \sqrt{\left(\frac{1}{a_4^2} \left[\ln(a_1 - OD_{neta}) (a_1 - OD_{neta})^{-1/a_4} - \ln(a_1) (a_1)^{-1/a_4}\right]\right)^2 (\sigma_{a_4})^2} \end{aligned} \quad (3.7.7)$$

Finalmente para la ecuación 3.5.11 de la linealización Universal, se tiene:

$$\sigma_{\varphi} = \sqrt{\left(\frac{\partial\varphi}{\partial OD_{neta}}\right)^2 (\sigma_{OD_{neta}})^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial A_X}\right)^2 (\sigma_{A_X})^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial \vartheta}\right)^2 (\sigma_{\vartheta})^2}$$

Calculando las derivadas parciales se obtiene:

$$\begin{aligned} \sigma_{\varphi} = & \sqrt{\left(\frac{1}{\vartheta A_X \left(1 - \frac{OD_{neta}}{A_X}\right)^{\frac{\vartheta+1}{\vartheta}}}\right)^2 (\sigma_{OD_{neta}})^2 + \left(-\frac{OD_{neta}}{\vartheta A_X^2 \left(1 - \frac{OD_{neta}}{A_X}\right)^{\frac{\vartheta+1}{\vartheta}}}\right)^2 (\sigma_{A_X})^2} \\ & + \sqrt{\left(\frac{\ln\left(1 - \frac{OD_{neta}}{A_X}\right)}{\vartheta^2 \left(1 - \frac{OD_{neta}}{A_X}\right)^{1/\vartheta}}\right)^2 (\sigma_{\vartheta})^2} \end{aligned} \quad (3.7.8)$$

Capítulo 4

Resultados.

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos en el desarrollo del presente trabajo. Se muestran los resultados de las medidas de la estabilidad de lectura y uniformidad para la caracterización del escáner. Se presenta la curva sensitométrica obtenida a partir de las mediciones de densidad óptica. También los ajustes realizados a esta curva con los modelos teóricos de respuesta y los parámetros característicos de cada uno de estos. Se muestran las gráficas donde se exponen las linealizaciones obtenidas de las funciones lineales del modelo Single Hit, Percolación y función Universal. Finalmente, se señalan los resultados de los experimentos de las funciones dosimétricas OAR, PDD y las distribuciones de dosis.

4.1. Caracterización del escáner.

4.1.1. Estabilidad de lectura.

Con respecto a la estabilidad de lectura del escáner, en la figura 4.1.1 muestra los puntos de dispersión de la densidad óptica contra el tiempo de lectura. El tiempo recomendado para que se estabilice la lectura es de 30 minutos con un máximo de uso de 60 minutos, tomando las recomendaciones de un trabajo previo [29]. Después del paso de 60 minutos se presentan las siguientes variaciones: en el canal rojo 0.4 %, 0.5 %, 0.5 % y 0.6 %, en el canal verde 0.3 %, 0.4 %, 0.3 % y 0.4 % y para el canal azul 0.3 %, 0.3 %, 0.2 % y 0.3 % en los tiempos de 90, 120, 150 y 180 minutos, respectivamente para el rango dinámico de 0 a 10 Gy.. Las variaciones que existen para tiempos mayores a 60 minutos son bastante grandes en comparación al tiempo recomendado (1 hr, para evitar falta de reproducibilidad en las lecturas de pixel). En los 60 minutos recomendados sólo existió una variación en el canal rojo 0.09 %, en el canal verde 0.05 % y en el canal azul

0.02%, con respecto a los 30 minutos del tiempo inicial, que resultó una variación menor con respecto a los tiempos más grandes. Por tanto, sucedió que las variaciones en lecturas de pixel más grandes fueron para el canal rojo, ya que en los canales verde y azul tuvieron una menor variación.

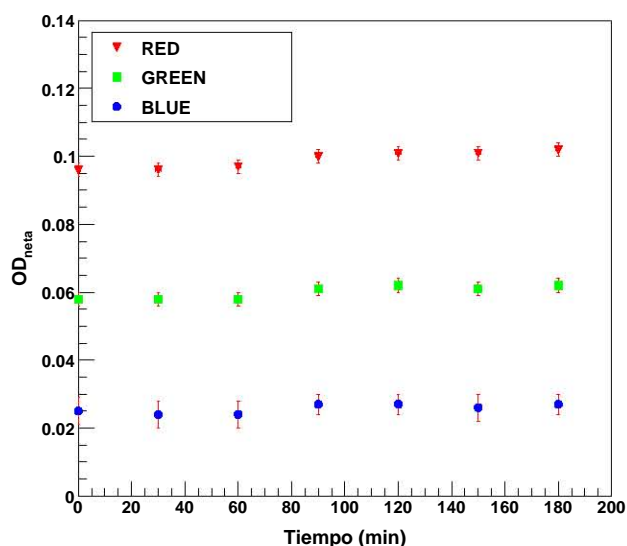


Figura 4.1.1: Estabilidad de lectura del escáner. Se muestra la respuesta en densidad óptica contra el tiempo para los canales RGB, se muestra la respuesta de una película irradiada a 100 cGy.

4.1.2. Uniformidad.

Se presenta en la figura 4.1.2 la gráfica que se obtuvo de medir la uniformidad del escáner. Se puede observar cómo cambia la respuesta dependiendo del lugar en el que se coloque la película, siendo el centro X_8 y todas las demás posiciones están normalizadas con respecto a esta. Al observar estas variaciones con respecto al arreglo que se presentó en la figura 3.2.2a en la sección 3.2 fue recomendable siempre posicionar la película radiocrómica en un mismo lugar: el más recomendable es el centro del escáner (X_8).

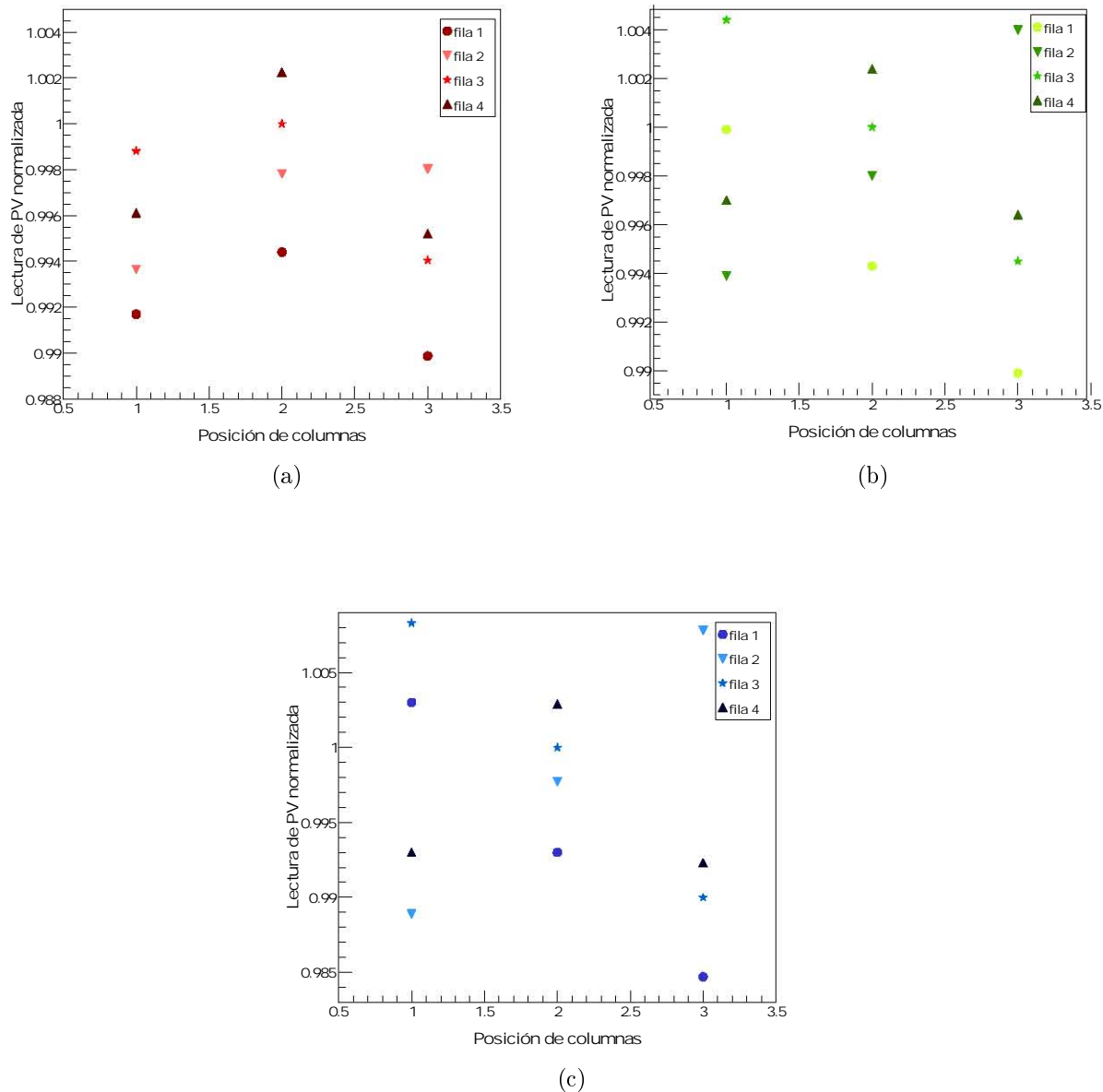


Figura 4.1.2: Gráficas que muestran el comportamiento de la uniformidad del escáner Epson modelo Perfection V750 Pro, se muestra en a) el canal rojo, b) el canal verde y en c) el canal azul.

Se puede observar de la gráfica de la figura 4.1.2 que el canal rojo presentó una diferencia máxima de 1.01 % y una diferencia mínima ¹ de 0.22 % respecto a la posición central. En cuanto al canal verde, se obtuvo una diferencia máxima de 1.01 % y una diferencia mínima de 0.44 %, respecto a la posición central. En el canal azul se obtuvo una diferencia máxima de 1.53 % y una diferencia mínima de 0.83 %, respecto a la posición central. Esto exhibe la falta de uniformidad

¹recordando que el sentido de la diferencia mínima siempre es negativo.

de detección sobre la cama del escáner y al comparar las diferencias, existió una mayor variación en la lectura de pixel en los canales verde y azul.

4.2. Curva sensitométrica.

La curva sensitométrica para la película radiocrómica EBT3 Lote #A03181302, se presenta en la gráfica de la figura 4.2.1. En esta gráfica se presentan las curvas para cada uno de los canales R,G,B; hacer un análisis multicanal trae varios beneficios como tener diferentes tipos de sensibilidad, rangos de dosis y resolución espacial en la respuesta con respecto a cada canal. [2]

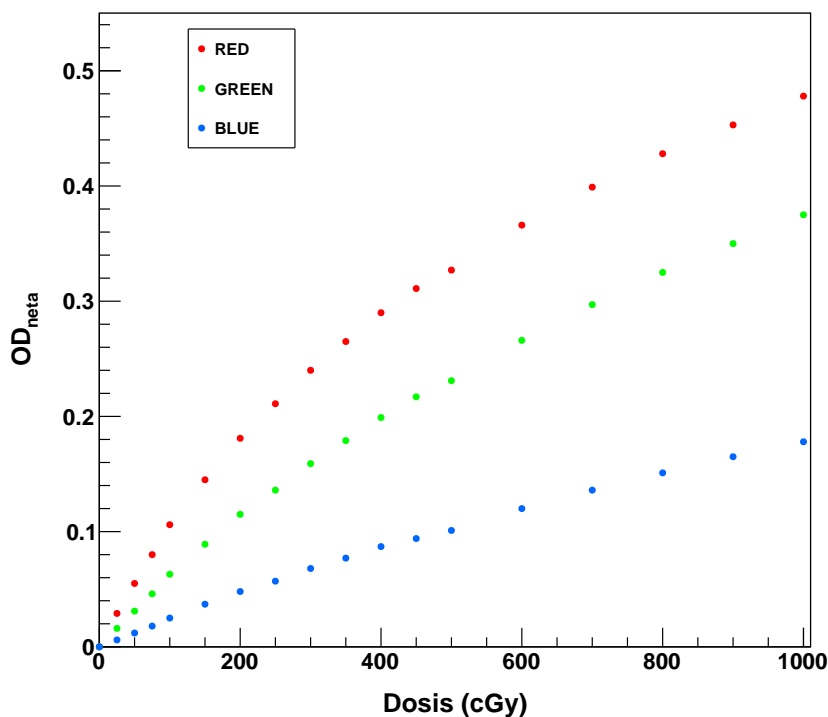


Figura 4.2.1: Curva sensitométrica donde se ve la respuesta de la película EBT3 en el intervalo de dosis de 0 a 10 Gy.

La figura 4.2.1 que muestra la gráfica de la curva sensitométrica para la película radiocrómica EBT 3 tiene un comportamiento característico dependiendo del canal que se quiera utilizar. Se puede apreciar que para el rojo la saturación en los valores de densidad óptica llega más rápido en comparación al canal verde y azul: así estos dos canales permiten un mayor rango dinámico del sistema de película radiocrómica.

El fondo intrínseco del escáner (véase sección 3.2) se muestra en la tabla 4.1 donde se presentan los valores de pixel para cada canal R, G, B. Aquí el máximo valor de pixel para la transmitancia de luz es 2^{16} (65536) y el valor mínimo de pixel es cero.

Canal	Valor de pixel	σ
RED	494.572	20.025
GREEN	549.187	23.470
BLUE	493.420	20.584

Tabla 4.1: Valores RGB obtenidos del fondo intrínseco del escáner.

La sensibilidad del sistema se puede encontrar a partir de calcular la primera derivada de la curva sensitométrica para cada canal, así se obtuvo la gráfica de la figura 4.2.2.

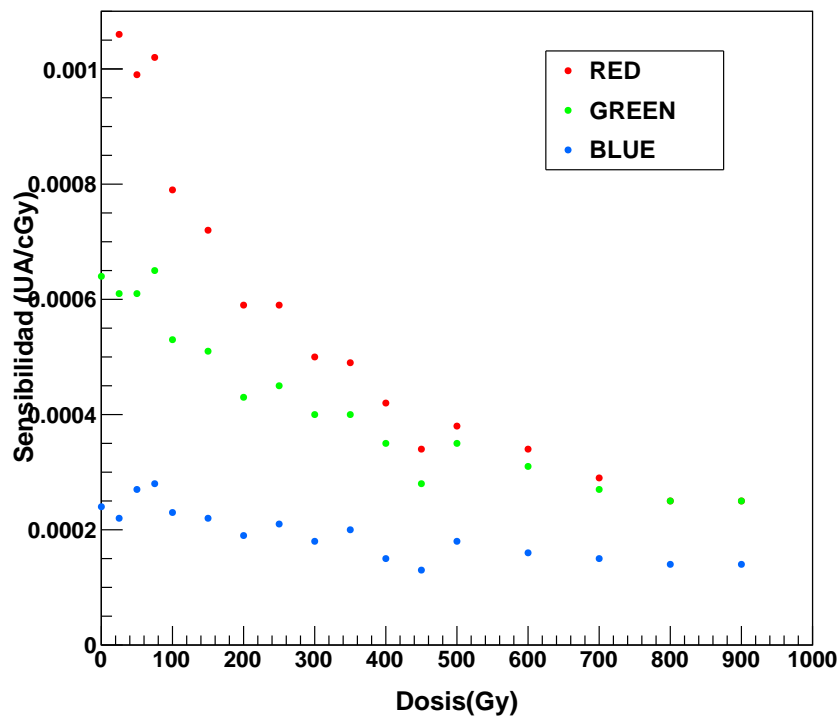


Figura 4.2.2: Curva de sensibilidad en función de la dosis absorbida para los canales RGB.

Apartir de las curvas de sensibilidad se aprecia como el canal rojo resulta ser más sensible en el rango de dosis de 0 – 300 cGy, el cual en la práctica clínica es el más usado. Mientras que para los canales verde y azul no muestran esa alta sensibilidad en esta región de dosis, lo cual quiere decir que la respuesta en estos canales se puede usar en rangos de dosis mucho más altos.[2]

4.3. Modelos teóricos de respuesta.

Los modelos teóricos de respuestas que se explicaron en la sección 3.4 fueron aplicados a los valores de densidad óptica de la curva sensitométrica (figura 4.2.1) que se obtuvo del sistema de película radiocrómica EBT 3. Así se realizó un ajuste de estos modelos evaluando la calidad en el ajuste a partir de conocer χ^2 . Los ajustes de cada modelo se hicieron en el programa Root CERN [35] y a continuación se muestran los resultados de cada uno de estos.

4.3.1. Ajuste Polinómico.

A partir de la ecuación 3.4.1 se obtuvieron los parámetros característicos de este ajuste acompañados de su respectiva incertidumbre, $b \pm \sigma_b$ y $c \pm \sigma_c$, y las curvas correspondientes, véanse la tabla 4.2 y la figura 4.3.1, respectivamente. Del ajuste que se muestra en la gráfica de la figura 4.3.1, se puede apreciar, tal como lo dice la literatura [27], que se obtiene un buen ajuste y no sólo con el buen comportamiento que presenta la curva de ajuste con respecto a los datos experimentales sino también al observar el valor del estadístico $\chi^2 = 0.250$, $\chi^2 = 0.390$ y $\chi^2 = 1.64$ para cada uno de los canales R, G, B, respectivamente. De los valores de χ^2 el que representa el peor ajuste en comparación con los otros canales es el canal azul.

Canal	Parámetros						
	b	σ_b	c	σ_c	n	σ_n	χ^2
Rojo	868.080	10.425	4229.660	127.142	2.690	0.041	0.250
Verde	1540.550	34.452	4235.650	312.061	2.349	0.091	0.390
Azul	3721.410	357.039	9804.750	3687.570	1.957	0.310	1.64

Tabla 4.2: Parámetros obtenidos del ajuste polinómico de la ecuación 3.4.1, se muestran para cada canal RGB.

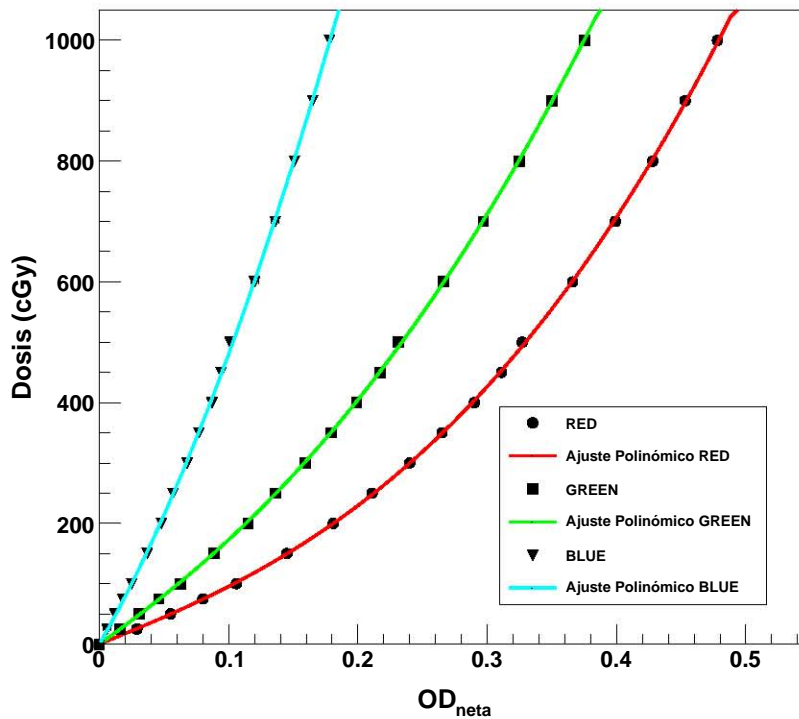


Figura 4.3.1: Ajuste polinómico aplicado a la Curva sensitométrica de la película EBT 3, véase figura 4.2.1, para cada uno de los canales R,G,B.

4.3.2. Modelo Single-Hit.

Para este ajuste se aplicó la ecuación 3.4.10 correspondiente al modelo Single-Hit, se obtuvieron 3 parámetros de ajuste con su respectiva incertidumbre y como se mencionó en la sección 3.4.2 estos son: $a_1 \pm \sigma_{a_1}$ y $a_2 \pm \sigma_{a_2}$ son la densidad óptica de saturación y $a_3 \pm \sigma_{a_3}$ es el producto de $\alpha\sigma$. Estos valores se muestra en la tabla 4.3 y aquí se puede notar que los valores de a_1 y a_2 para cada uno de los canales R, G, B son casi iguales verificándose así que ambos valores representan la densidad óptica de saturación del sistema. En la la figura 4.3.2 se muestran las gráficas de ajuste del modelo Single Hit. A simple vista se aprecia un buen ajuste y lo que lo confirma es el valor del estadístico χ^2 ya que, se obtiene $\chi^2 = 0.014$, $\chi^2 = 0.004$ y $\chi^2 = 0.002$ para cada uno de los canales R, G, B, respectivamente. Podemos notar que en comparación con el ajuste polinómico en los tres canales se encuentra mayor calidad en el ajuste para el modelo Single- Hit.

Canal	Parámetros						
	a_1	σ_{a_1}	a_2	σ_{a_2}	a_3	σ_{a_3}	χ^2
Rojo	0.558	0.004	0.547	0.003	0.002	2.17×10^{-5}	0.014
Verde	0.564	0.011	0.561	0.010	0.001	3.17×10^{-5}	0.004
Azul	0.365	0.030	0.364	0.029	6.62×10^{-4}	7.36×10^{-5}	0.002

Tabla 4.3: Parámetros de ajuste obtenidos del modelo Single Hit, véase ecuación 3.4.10, se muestran para los canales RGB.

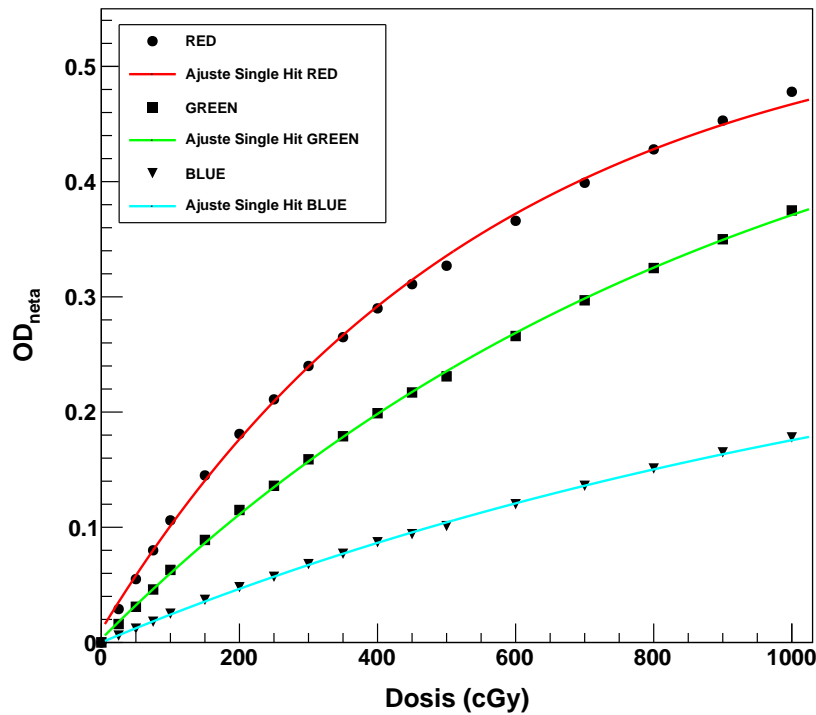


Figura 4.3.2: Ajustes hechos con el modelo Single-Hit aplicado a la Curva sensitométrica de la película EBT3, véase figura 4.2.1, para cada uno de los canales R,G,B.

4.3.3. Modelo de Percolación.

A continuación, se muestra el ajuste de la ecuación 3.4.15 correspondiente al modelo de Percolación. Se obtuvieron 4 parámetros de ajuste con su respectiva incertidumbre, recordando lo que se explicó en la sección 3.4.2, estos son: $a_1 \pm \sigma_{a_1}$ es la densidad óptica de saturación, $a_2 \pm \sigma_{a_2}$ es

un parámetro propio de la función, $a_3 \pm \sigma_{a_3} = c/\alpha\sigma$ que depende de la probabilidad de ocupación y a_4 dependiente del exponente de Fisher. Los valores de estos parámetros se muestran en la tabla 4.4 y se puede observar que, a diferencia del modelo Single Hit, el valor de a_1 para la densidad óptica de saturación es de 1.280 ± 0.038 . Otro valor que es importante mencionar es el de a_3 que representa la dosis necesaria para obtener una fracción de a_1 (densidad óptica de saturación) [33], al representar un valor de dosis absorbida sus unidades son Gy, se puede observar que en el caso del canal rojo, se tiene una dosis de 393.161 ± 8.978 Gy lo que indica que se satura más rápido presentándose así en el canal rojo mayor sensibilidad en comparación a los canales verde y azul los cuales presentan un valor de a_3 mucho mayor y esto resulta consistente con sus valores de a_1 (densidad óptica de saturación).

Las gráficas de la figura 4.3.3 corresponden al ajuste realizado con el modelo de Percolación usando la función gamma definida en la ecuación 3.4.15. A simple vista se aprecia un buen ajuste y lo confirma el valor del estadístico χ^2 , puesto que se obtiene $\chi^2 = 0.002$, $\chi^2 = 4.90 \times 10^{-4}$ y $\chi^2 = 1.07 \times 10^{-3}$ para cada uno de los canales R, G, B, respectivamente. Podemos notar que en comparación con el modelo Single- Hit en los canales verde y azul se encuentra mayor calidad en el ajuste para el modelo de Percolación.

Canal	Parámetros								χ^2
	a_1	σ_{a_1}	a_2	σ_{a_2}	a_3	σ_{a_3}	a_4	σ_{a_4}	
Rojo	1.280	0.038	11.280	0.783	393.161	8.978	0.364	0.002	0.002
Verde	2.146	0.005	9.093	0.026	720.242	3.883	0.219	3.9×10^{-4}	4.90×10^{-4}
Azul	1.630	0.006	7.363	0.033	1361.560	15.171	0.209	5.74×10^{-4}	1.07×10^{-3}

Tabla 4.4: Parámetros de ajuste obtenidos del modelo de Percolación, véase ecuación 3.4.15, se muestran para los canales RGB.

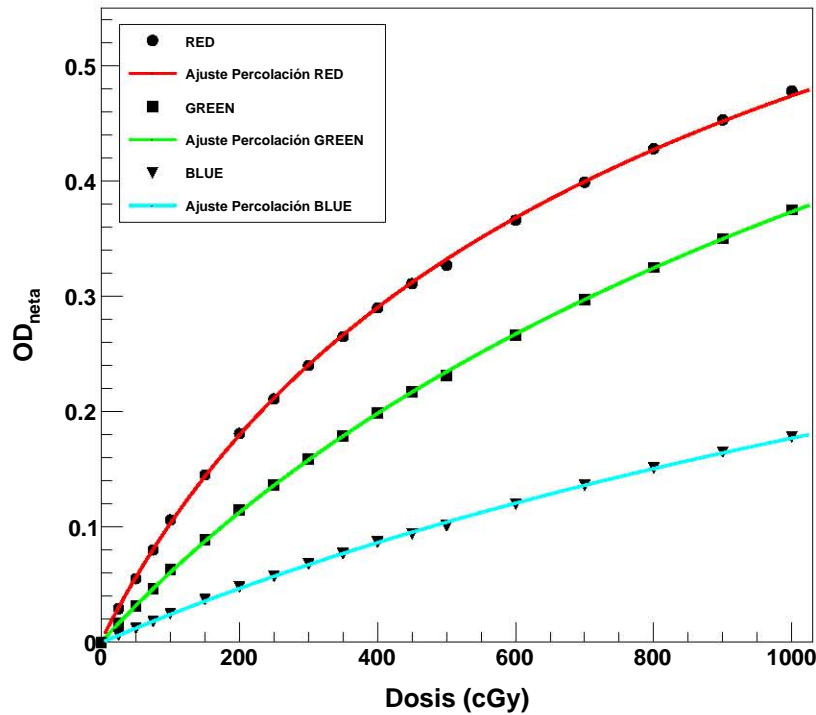


Figura 4.3.3: Ajustes hechos con el modelo de Percolación aplicado a la Curva sensitométrica de la película EBT3, véase figura 4.2.1, para cada uno de los canales R,G,B.

4.3.4. Función Universal.

Finalmente, el ajuste de la ecuación 4.3.4 correspondiente a la función Universal donde se obtuvieron 3 parámetros de ajuste con su respectiva incertidumbre : A_X y k son parámetros que tienen que ver con la sensibilidad de lectura de cada canal (en el sistema RGB) y ϑ es un exponente crítico relacionado con el exponente de Fisher. Estos valores se muestran en la tabla 4.5 y se puede notar que, cotejando con los valores de a_1 , a_3 y a_4 del modelo de Percolación, los 3 parámetros característicos de la función Universal son muy parecidos.

En las gráficas de la figura 4.3.4 se muestran las curvas de ajuste aplicadas a los datos de la curva sensitométrica. Se logra apreciar que hubo un buen ajuste con este modelo y a partir de observar el valor del estadístico χ^2 , se tienen para cada uno de los canales R, G, B $\chi^2 = 1.97 \times 10^{-4}$, $\chi^2 = 2.89 \times 10^{-4}$ y $\chi^2 = 3.08 \times 10^{-4}$, respectivamente. Al ser muy pequeños estos valores se asegura calidad en el ajuste. En comparación con los tres modelos anteriores se encuentra que hay mayor calidad en el ajuste de la función Universal.

Canal	Parámetros.						
	A_X	σ_{A_X}	ϑ	σ_ϑ	k	σ_k	χ^2
Rojo	1.690	0.148	0.234	0.029	324.282	13.839	1.97×10^{-4}
Verde	2.356	0.130	0.195	0.014	703.934	25.681	2.89×10^{-4}
Azul	5.491	0.391	0.052	0.004	1117.760	60.715	3.08×10^{-4}

Tabla 4.5: Parámetros de ajuste obtenidos de la función UNIVERSAL, véase ecuación 3.4.18, se muestran para los canales RGB.

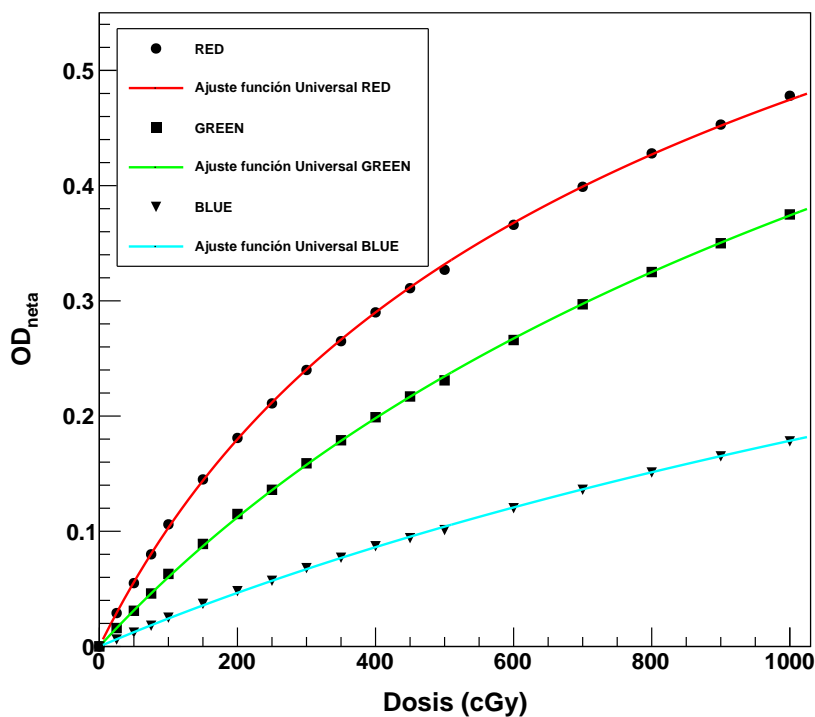


Figura 4.3.4: Ajustes hechos con la función Universal aplicada a la Curva sensitométrica de la película EBT 3, véase figura 4.2.1, para cada uno de los canales R,G,B.

4.4. Linealización.

En relación con la sección 3.5, las formas lineales propuestas tienen dependencia con la densidad óptica y parámetros propios del modelo teórico del cual se originan. Para obtener un valor único de estos parámetros, se determinó a partir de hacer un promedio ponderado de parámetros obtenidos tras evaluar varias curvas sensitométricas a las que se les aplicó el ajuste de los modelos teóricos, o sea el modelo Single Hit, el modelo de Percolación y la función Universal. Estas curvas se obtienen de la literatura de los artículos de Borca et al. 2013[5] y Sorriaux et al. 2013[36], de igual forma se incluye la curva sensitométrica del presente trabajo. Se escogen estos artículos debido a que el protocolo de calibración que usaron ellos es comparable con el que se usó en este trabajo, logrando tener consistencia en los valores de los parámetros obtenidos. Dichos valores se presentan en la tabla 4.6.

Modelo	Parámetros.			
	a_1	σ_{a_1}	a_4	σ_{a_4}
Single Hit	0.610	0.009		
Percolación	1.869	0.004	0.228	0.0003
	A_X	σ_{A_X}	ϑ	σ_ϑ
Función Universal	1.869	0.004	0.228	0.0003

Tabla 4.6: Parámetros obtenidos a partir del promedio ponderado de varias curvas sensitométricas de la literatura.

Los valores de parámetros que se muestran en la tabla 4.6 se tomaron como constantes para evaluar en un segundo ajuste, aplicándolo a los datos de la curva sensitométrica de la gráfica de la figura 4.2.1. Hecha esta consideración se obtuvo que las funciones de linealización, para cada modelo teórico de respuesta, vienen dadas por las siguientes expresiones:

Para el modelo Single-Hit a partir de la ecuación 3.5.8 se obtuvo, sustituyendo el valor de $a_1 = 0.6 \pm 0.009$:

$$D = a [-\ln(0.6 - OD_{neta}) + \ln(0.6)] = a\eta \quad (4.4.1)$$

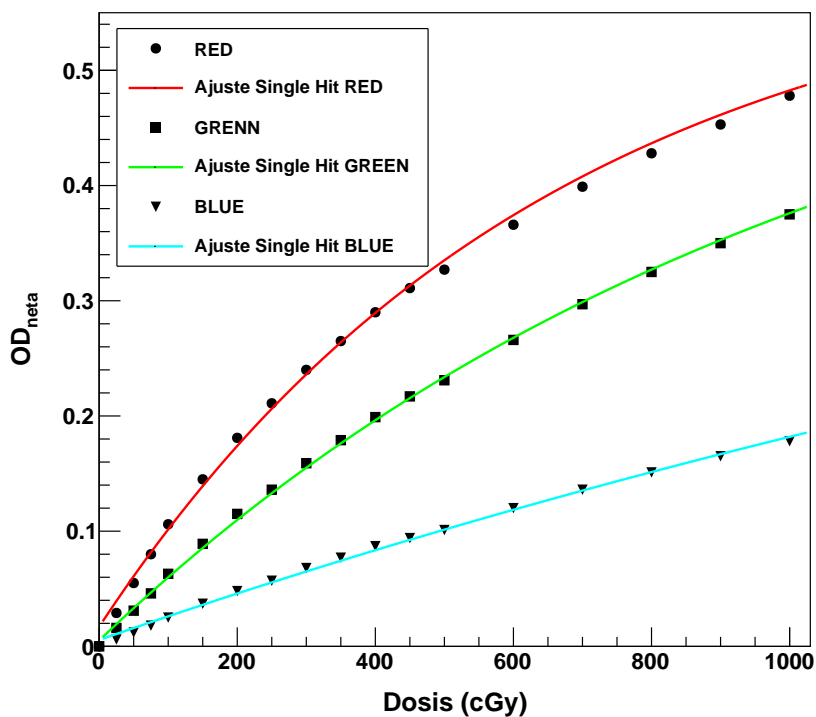
Para el modelo de Percolación a partir de la ecuación 3.5.10 se obtuvo, sustituyendo los valores de $a_1 = 1.869 \pm 0.004$ y $a_4 = 0.228 \pm 0.0003$:

$$D = b \left[(1.869 - OD_{neta})^{-1/0.228} - 0.064 \right] = b\gamma \quad (4.4.2)$$

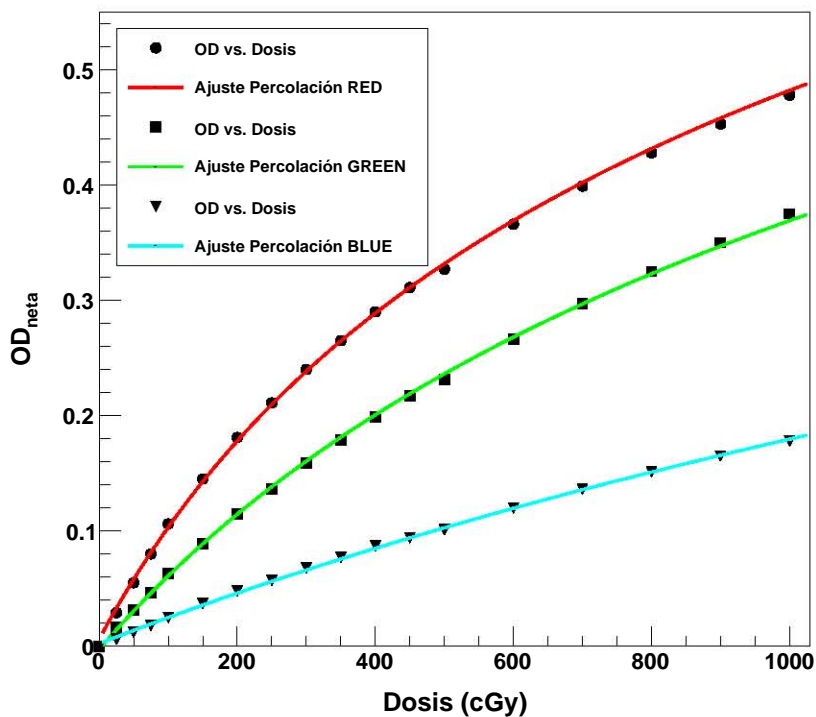
Finalmente para el modelo de la función Universal a partir de la ecuación 3.5.6 se obtuvo, sustituyendo los valores de $A_X = 1.869 \pm 0.004$ y $\vartheta = 0.228 \pm 0.0003$:

$$D = c \left[\left(1 - \frac{OD_{neta}}{1.869} \right)^{-1/0.228} - 1 \right] = c\varphi \quad (4.4.3)$$

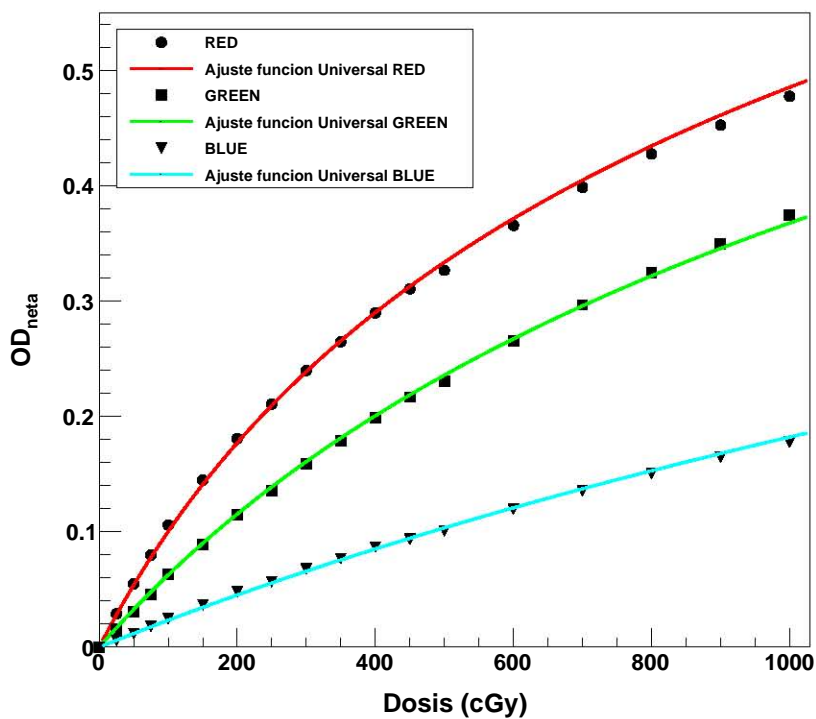
Considerando las expresiones de las ecuaciones 4.4.1, 4.4.2 y 4.4.3 se obtienen las gráficas de la figura 4.4.1. Los parámetros encontrados de este nuevo ajuste se muestran en la tabla 4.7. De esta tabla se puede observar la calidad del ajuste a partir del estadístico χ^2 .



(a)



(b)



(c)

Figura 4.4.1: Gráficas que muestran la curva sensitométrica de la película EBT3 con el ajuste de los modelos teóricos tomando como constantes los parámetros de la tabla 4.6, se muestran en a) el modelo Single Hit, en b) el modelo de Percolación y en c) la función Universal.

Single Hit					
Canales	a_1	σ_{a_1}	a_3	σ_{a_3}	χ^2
Rojo	0.593	0.001	0.002	4.93×10^{-6}	6.703
Verde	0.605	0.001	0.001	4.1×10^{-6}	0.007
Azul	0.604	0.001	0.000	3.5×10^{-6}	2.100

(a)

Percolación					
Canales	a_1	σ_{a_1}	a_3	σ_{a_3}	χ^2
Rojo	7.224	0.005	178.350	1.672	0.004
Verde	8.094	0.008	609.870	3.463	5.3×10^{-3}
Azul	11.036	0.024	1822.220	21.685	5.9×10^{-3}

(b)

Universal			
Canales	k	σ_k	χ^2
Rojo	365.243	0.765	1.29×10^{-3}
Verde	619.937	2.091	6.7×10^{-4}
Azul	1761.630	11.230	9.06×10^{-4}

(c)

Tabla 4.7: Parámetros de ajustes obtenidos al tomar como constantes los valores de la tabla 4.6 en la curva sensitométrica de la figura 4.2.1.

A continuación se presentan los resultados obtenidos de las funciones de linealización propuestas en la sección 3.5. Estas funciones tienen como variable independiente a los valores de densidad óptica neta de la curva sensitométrica de la película EBT3. Así se presentan las gráficas de dosis vs. la función lineal (η , γ o φ), la función lineal de referencia es ζ propuesta por Devic et al. 2009 [6]. A estas gráficas se les realizaron dos ajustes lineales con el programa Root CERN [35]. El primer ajuste fue con la típica ecuación de la recta, que pasa por el origen. El segundo ajuste fue polinómico de la forma $y = ax^n$, donde al obtener un valor de n cercano o igual a la unidad, se verá la linealidad que se consigue de las funciones lineales propuestas.

Para la forma lineal propuesta por Devic et al. 2009 [6] aplicando la ecuación 3.5.2 a los datos de densidad óptica neta de la curva sensitométrica de la película EBT3, se obtienen las gráficas de la figura 4.4.2. Luego, para los modelos de Single Hit, Percolación y la función Universal se aplican sus respectivas funciones de linealización a los datos de densidad óptica. Así, se consiguen las gráficas de las figura, 4.4.3, 4.4.4 y 4.4.5.

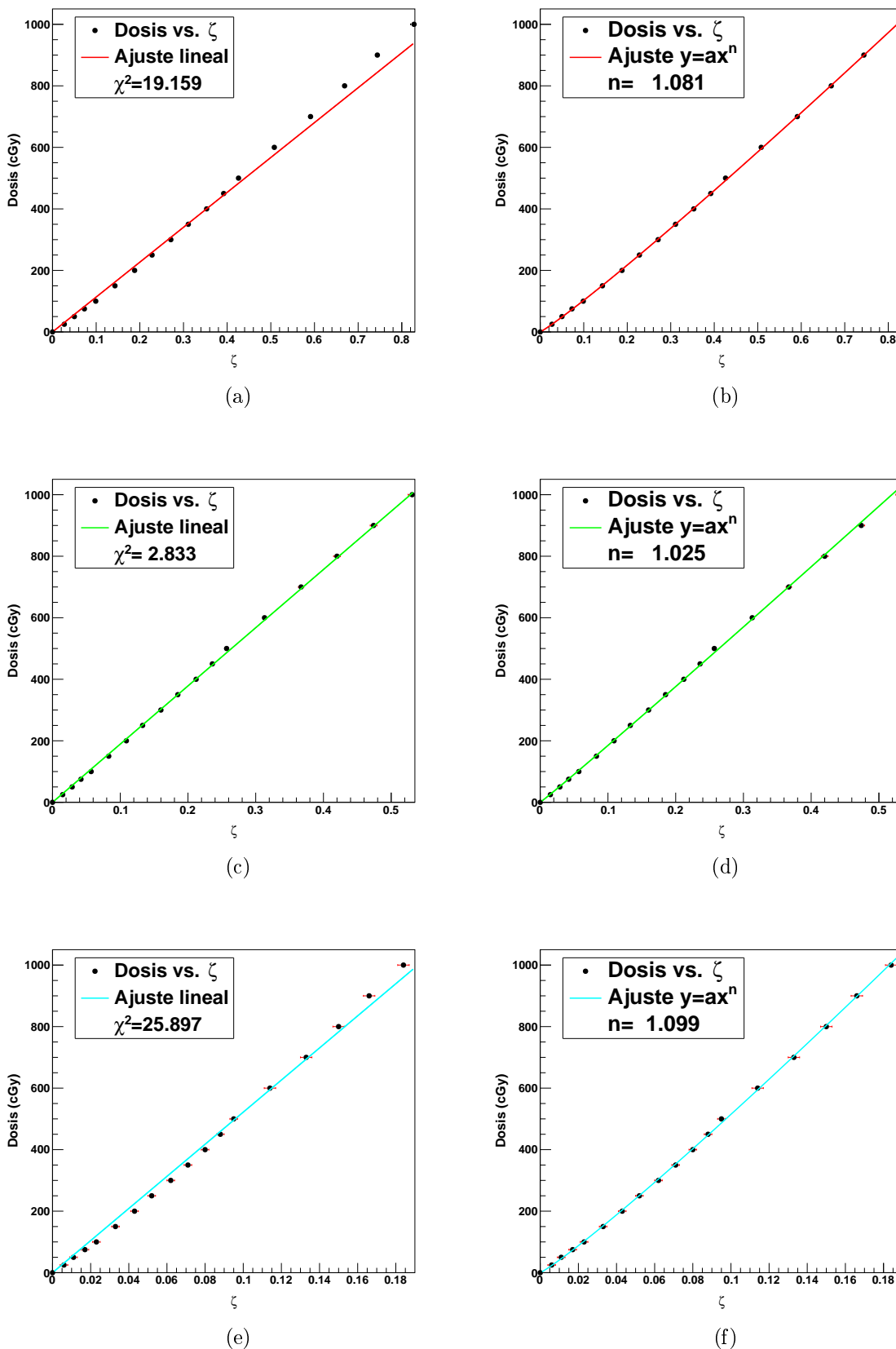


Figura 4.4.2: Linealizaciones obtenidas de la ecuación 3.5.2, forma lineal ζ propuesta por Devic et al. 2010 [6], se muestra para cada canal R, G, B.

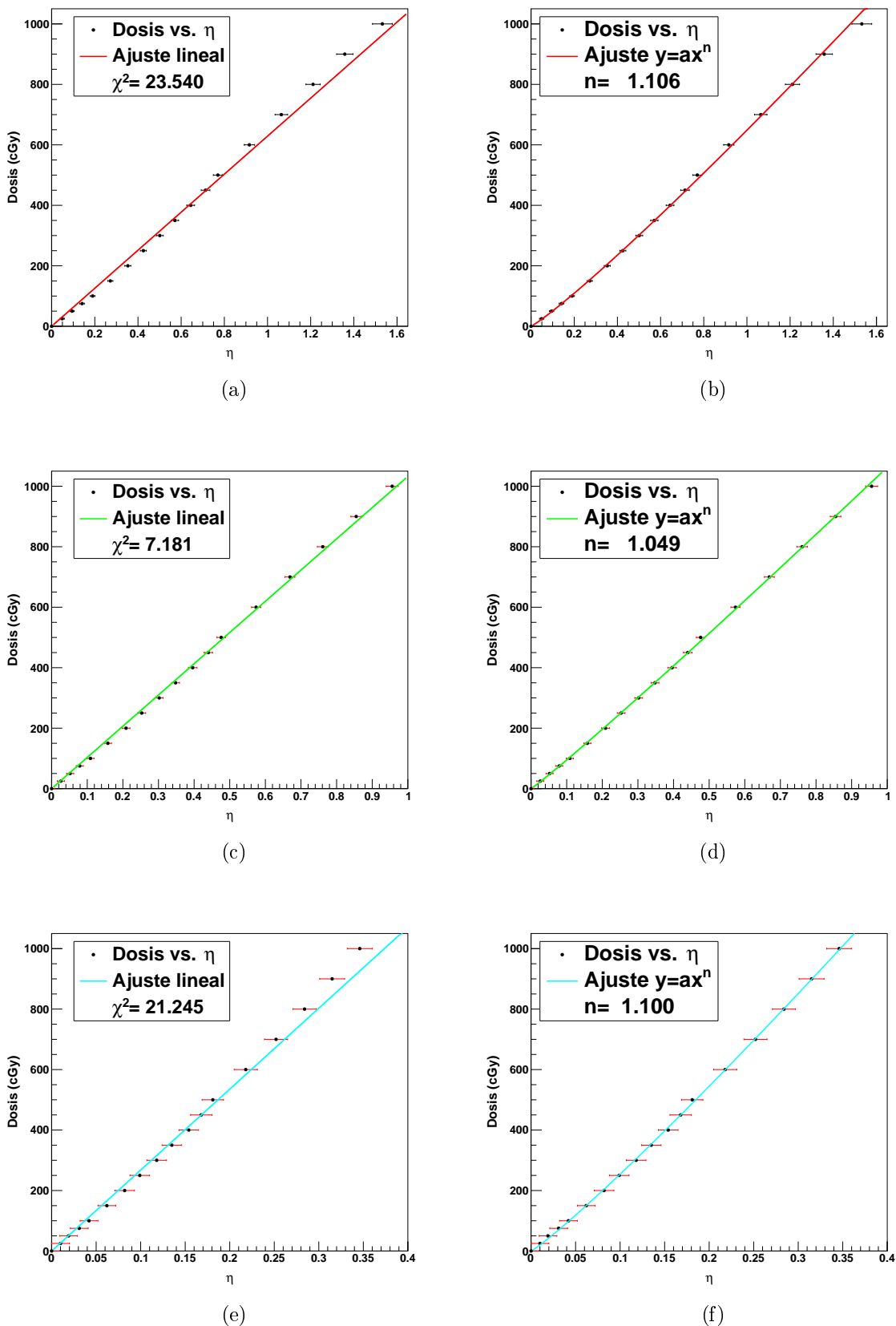
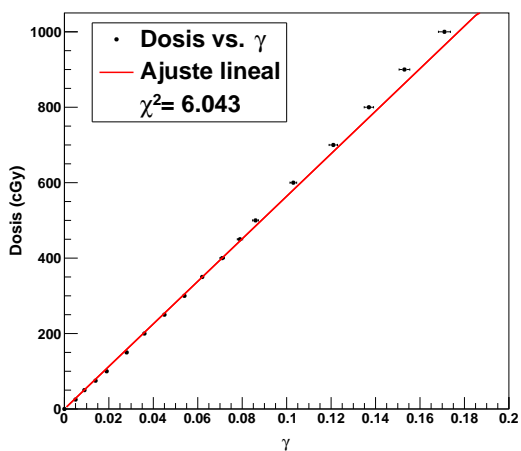
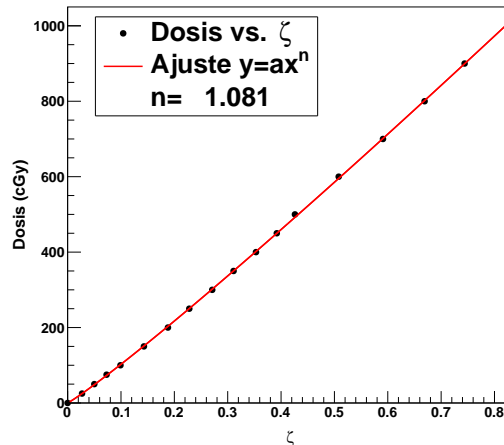


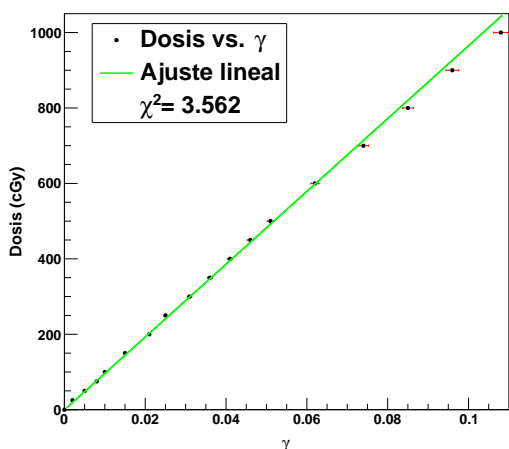
Figura 4.4.3: Linealizaciones obtenidas de la ecuación 3.5.7, forma lineal η del modelo Single Hit, se muestra para cada canal R, G, B.



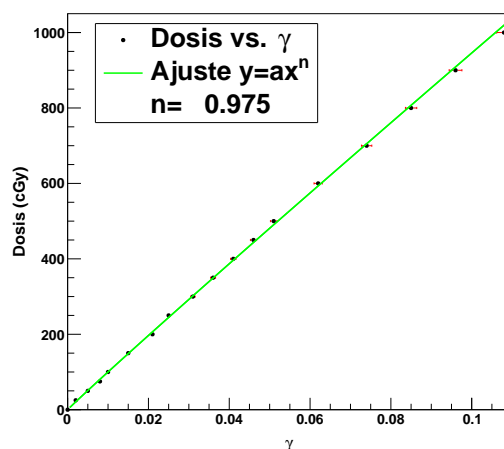
(a)



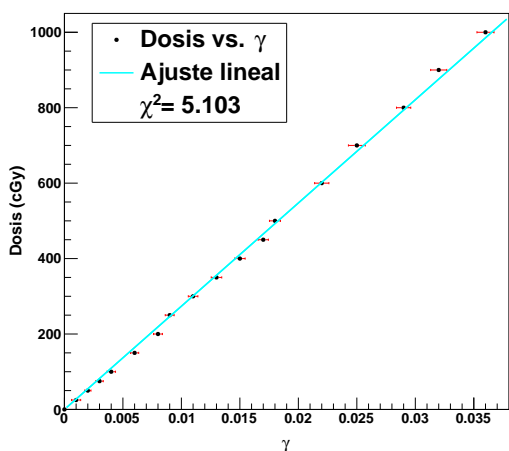
(b)



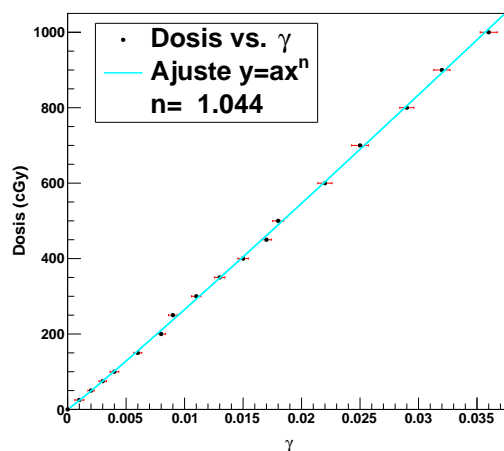
(c)



(d)

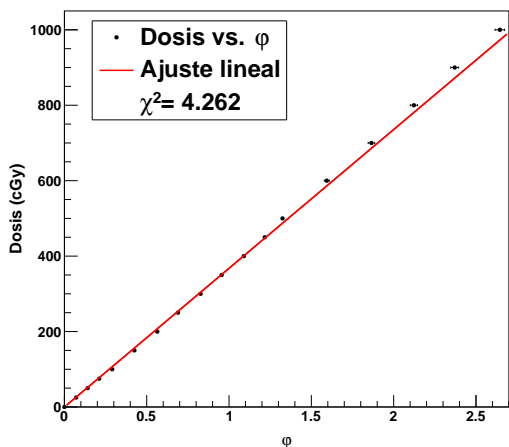


(e)

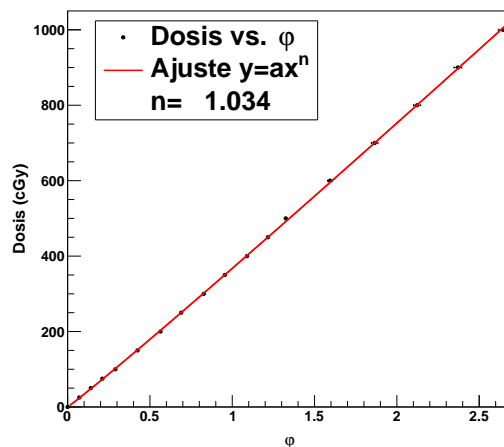


(f)

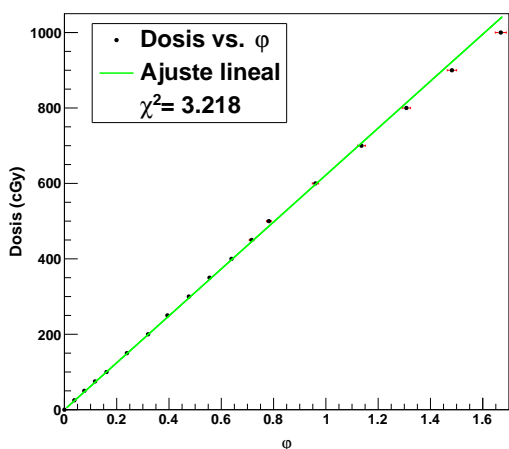
Figura 4.4.4: Linealizaciones obtenidas de la ecuación 3.5.9, forma lineal γ del modelo de Percolación, se muestra para cada canal R, G, B.



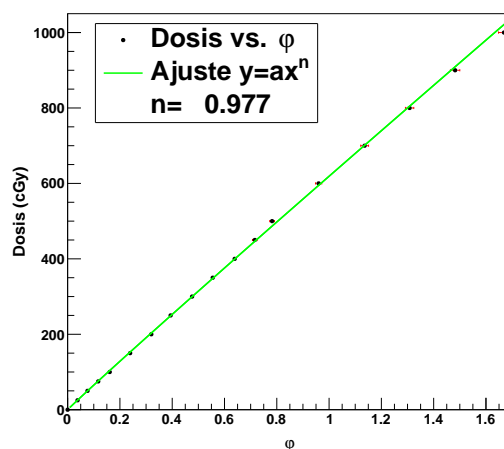
(a)



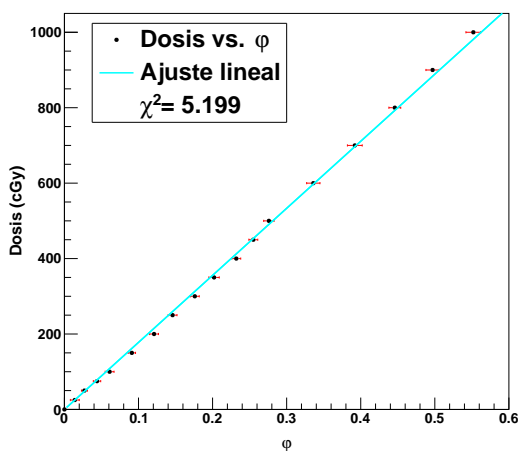
(b)



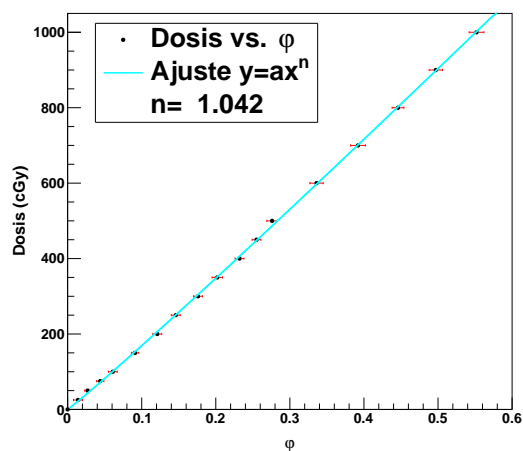
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 4.4.5: Linealizaciones obtenidas de la ecuación 3.5.11, forma lineal φ de la función Universal, se muestra para cada canal R, G, B.

Los parámetros de ajuste obtenidos en cada modelo de linealización se presentan en la tabla 4.8, donde se muestran para cada canal, modelo y tipo de ajuste (la ecuación de la recta o el polinomio de la forma $y = ax^n$). Para el ajuste de la ecuación típica de la recta $y = mx + b$, con $b = 0$, se encontró el valor de la pendiente con su respectiva incertidumbre $m \pm \sigma_m$ y se midió calidad en el ajuste a partir del valor estadístico χ^2 . En el ajuste del polinomio $y = ax^n$, se evaluó la calidad del ajuste a partir del valor de n , que indicará linealización si su valor es cercano o igual a la unidad.

Se encontró que, para el canal rojo el mejor ajuste resultó ser la linealización de la función Universal, ya que se encuentra un valor $\chi^2 = 4.262$ cGy y una valor de $n = 1.034 \pm 0.004$; para este último existe una diferencia de 3.4% con respecto a la unidad. En el canal verde, el mejor ajuste de linealización resultó ser el de la función Universal y se encontró que el valor $\chi^2 = 3.218$ cGy y un valor de $n = 0.977 \pm 0.006$ que tiene una diferencia de 2.3% con respecto a la unidad. Y finalmente, para el canal azul el mejor ajuste de linealización fue el del modelo de Percolación obteniéndose un valor de $\chi^2 = 5.103$ cGy y el mejor valor de n correspondió a la linealización de la función Universal con un valor de $n = 1.042 \pm 0.015$ con una diferencia de 4.2% con respecto a la unidad.

Parámetros de Linealización $y = mx$ en Rojo			
Modelo	m	σ_m	χ^2
DEVIC	1134.000	2.481	19.159
Single Hit	628.778	4.77	23.540
Percolación	5639.210	45.372	6.043
Universal	367.847	0.942	4.262

(a)

Parámetros de Linealización $y = ax^n$ en Rojo					
Modelo	a	σ_a	n	σ_n	χ^2
DEVIC	1238.450	5.683	1.081	0.003	1.102
Single Hit	648.612	6.738	1.106	0.016	0.259
Percolación	6303.320	94.095	1.040	0.005	0.895
Universal	367.499	0.994	1.034	0.004	0.951

(b)

Parámetros de Linealización $y = mx$ en Verde			
Modelo	m	σ_m	χ^2
DEVIC	1892.060	6.119	2.833
Single Hit	1032.560	5.583	7.181
Percolación	9651.210	45.372	3.562
Universal	622.168	2.183	3.218

(c)

Parámetros de Linealización $y = ax^n$ en Verde					
Modelo	a	σ_a	n	σ_n	χ^2
DEVIC	1957.920	17.022	1.099	0.006	1.056
Single Hit	1062.276	12.005	1.049	0.016	0.151
Percolación	8933.700	197.186	0.975	0.007	1.039
Universal	618.985	2.451	0.977	0.006	0.882

(d)

Parámetros de Linealización $y = mx$ en Azul.				Parámetros de Linealización $y = ax^n$ en Azul.					
Modelo	m	σ_m	χ^2	Modelo	a	σ_a	n	σ_n	χ^2
DEVIC	5218.780	34.904	25.897	DEVIC	6461.900	233.012	1.099	0.016	0.167
Single Hit	2676.470	43.444	21.245	Single Hit	3202.070	211.948	1.100	0.043	0.031
Percolación	27367.790	212.990	5.103	Percolación	32478.000	2014.620	1.044	0.016	0.339
Universal	1777.630	12.497	5.199	Universal	1860.820	33.395	1.042	0.015	0.216

(e) (f)

Tabla 4.8: Parámetros obtenidos de los ajustes lineales de cada modelo de linealización propuesto, se muestra para cada uno de los canales R, G, B: en a) y b) el canal rojo, en c) y d) el canal verde y en e) y f) el canal azul.

4.4.1. Linealización en curvas sensitométricas de la literatura.

Una forma de verificar que los modelos lineales aquí propuestos funcionan fue aplicarlos a curvas sensitométricas obtenidas de la literatura. Se buscaron curvas que tuvieran consistencia con respecto a los métodos aquí empleados, Se pretendía, en primer lugar, que fuera el mismo modelo de película, que la energía con la que se irradiaron fuera de 6 MV, que el instrumento de lectura fuera un escáner del mismo modelo o similar y que siguieran las mismas recomendaciones en la manipulación y procesamiento de la película. Para estos fines se encuentran los artículos de Borca et al. 2013 [5] y Sorriaux et al. 2013 [36], mencionados previamente En la figura 4.4.6 se muestran las linealizaciones hechas en estas curvas sensitométricas de dichos artículos y en la tabla 4.10 se presentan los resultados de los valores de χ^2 y n que se consiguieron de ajustar la típica ecuación de la recta y el polinomio $y = ax^n$, como se explicó anteriormente en la sección 4.4.

Se buscaron después artículos donde se emplearan diversos modelos de película radiocrómica como EBT y EBT2 para observar cómo se comportaban las linealizaciones propuestas en el presente trabajo tomando sus valores de densidad óptica a partir de las cruvas sensitométricas. Estas variaciones en los modelos se hizo con el fin de comprobar si los modelos lineales propuestos funcionan para otros sistemas de película. Para obtener los datos de las curvas sensitométricas de la literatura se digitalizaron los datos de las imágenes de las curvas sensitométricas reportadas en estos artículos. Esto se consigue con ayuda del programa Engauge Digitizer Version 5.1. En las gráficas de las figuras 4.4.7 y 4.4.8 se exhiben las formas lineales aplicadas a datos de curvas sensitométricas de la literatura para películas radiocrómicas modelos EBT y EBT2, respectivamente. Al igual que para el modelo EBT3, se presentan los resultados de de los valores de χ^2 y n en las tablas 4.11 y 4.12 para los modelos EBT y EBT2, respectivamente.

Modelo del escáner	Energía (MV)	Artículo	Modelo de película
Epson Expression 10000XL	6	Borca et al. 2013 [5]	EBT3
Epson Expression 10000XL	6	Sorriaux et al. 2013 [36]	EBT3
Epson Expression 1680	6	Devic et al. 2009 [24]	EBT
Epson Expression 1680	6	Fiandra et al. 2006 [28]	EBT
Epson Expression 10000XL	6	Andrés et al. 2010 [37]	EBT2

Tabla 4.9: Características de la calibración usada en la construcción de las curvas sensitométricas de la literatura.

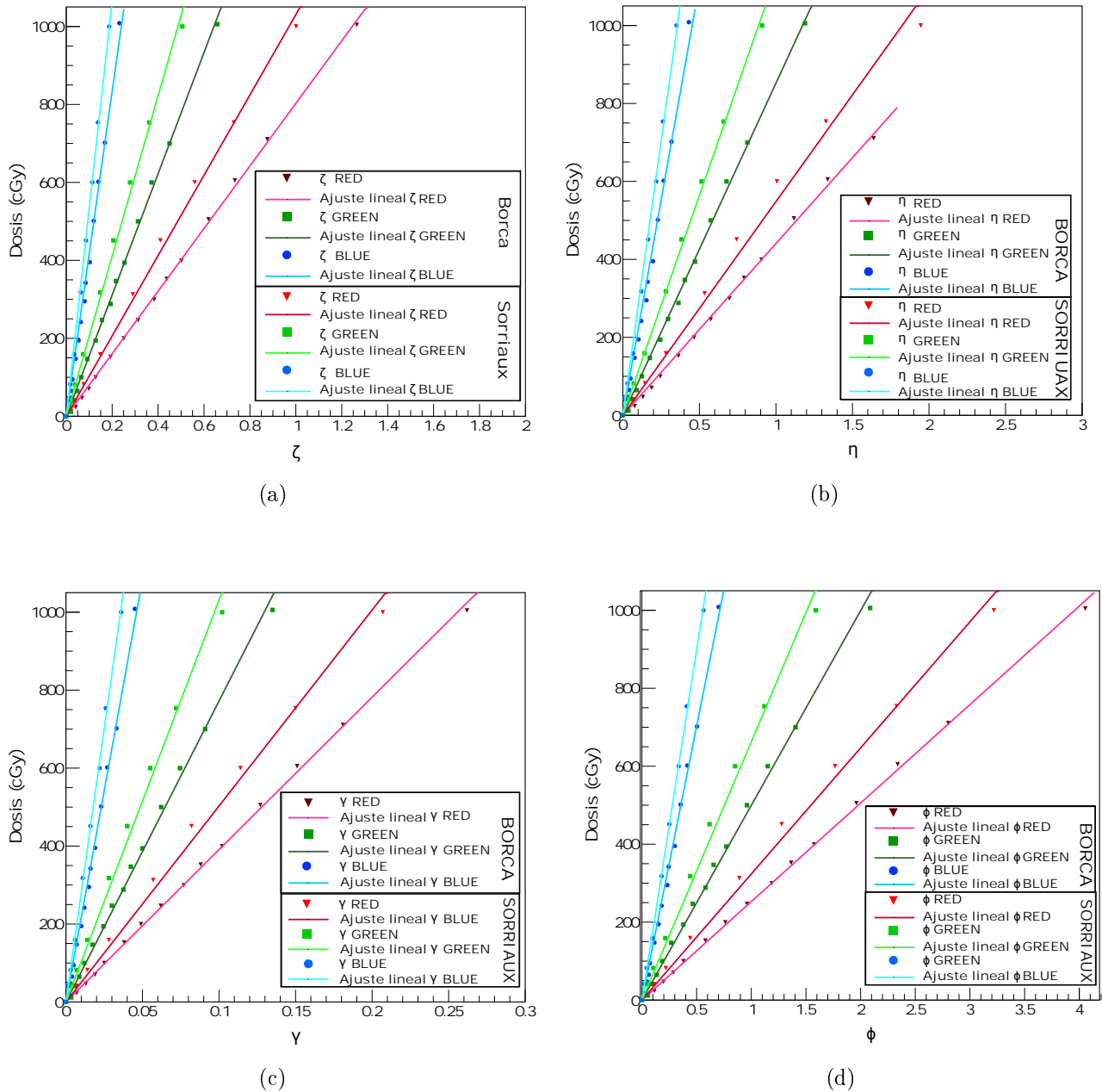


Figura 4.4.6: Gráficas de los ajustes lineales aplicados a las formas lineales de las curvas sensitométricas de película radiocrómica EBT3, de los artículos de Borca, et al 2013[5] y SorriauX, et al 2013[36], se muestran las linealizaciones en cada uno de los canales R, G, B: en a) la linealización ζ de Devic et al 2012 [6], b) η del modelo Single Hit, en c) γ del modelo de Percolación y en d) ϕ de la función Universal.

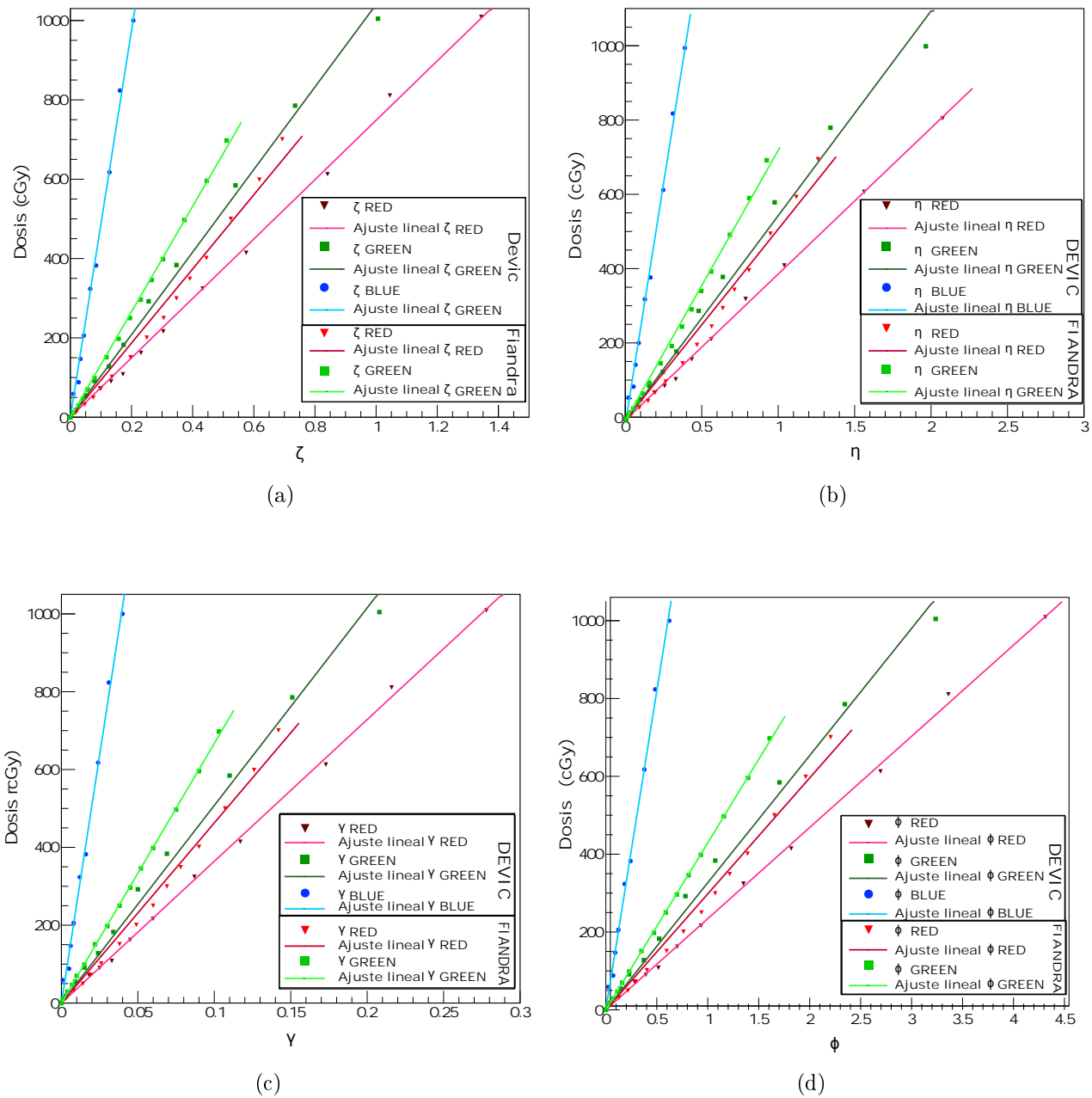
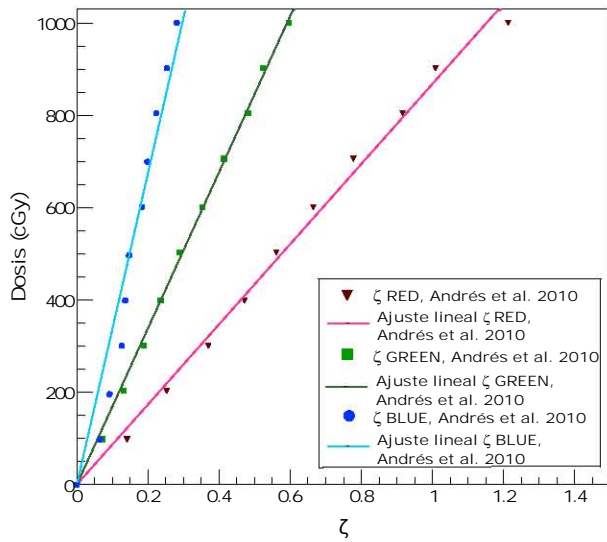
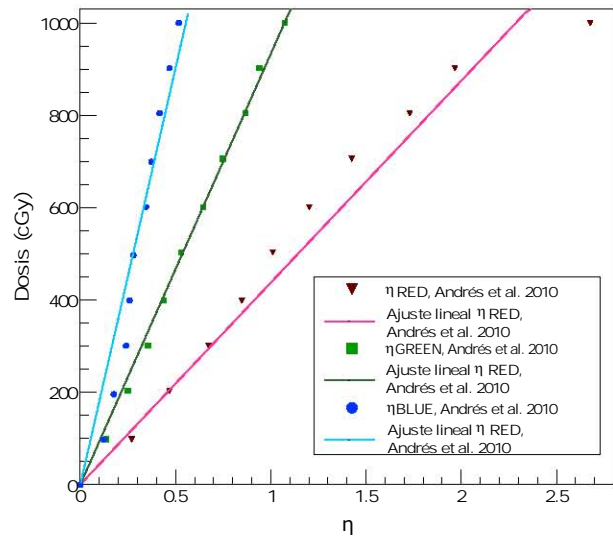


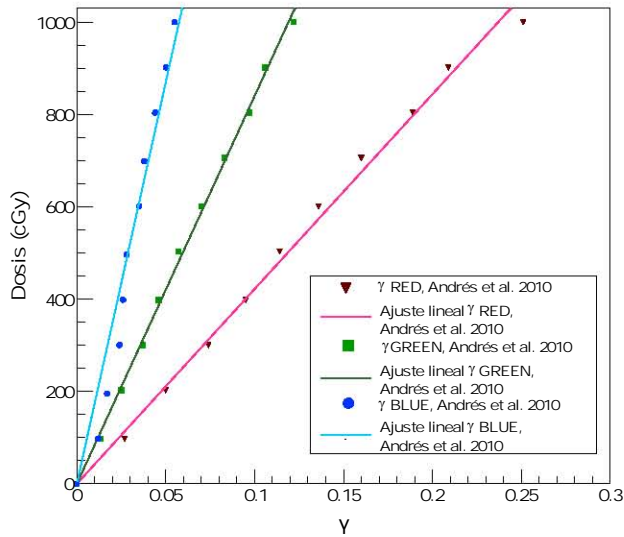
Figura 4.4.7: Gráficas de los ajustes lineales aplicados a las formas lineales de las curvas sensitométricas de película radiocrómica EBT de los artículos de Devic et al. 2009 [24] y Fiandra et al. 2006 [37], se muestran las linealizaciones en cada uno de los canales R, G, B: en a) la linealización ζ de Devic et al 2012 [6], b) η del modelo Single Hit, en c) γ del modelo de Percolación y en d) ϕ de la función Universal.



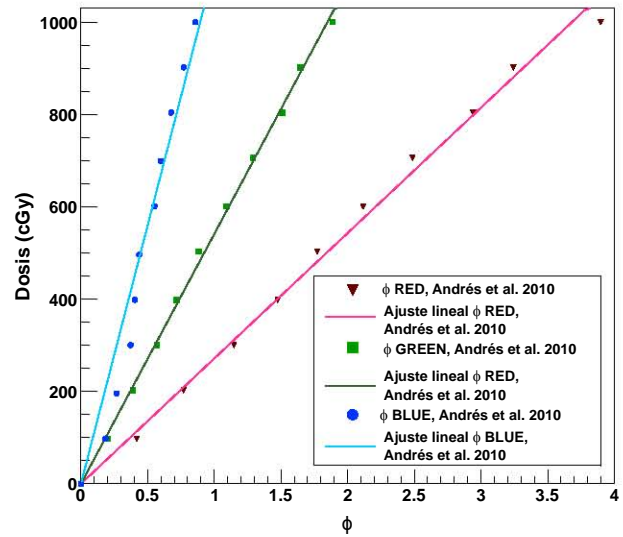
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.4.8: Gráficas de los ajustes lineales aplicados a las formas lineales de las curvas sensitométricas de película radiocrómica EBT2 del artículo Andrés et al. 2010 [37], se muestran las linealizaciones en cada uno de los canales R, G, B: en a) la linealización ζ de Devic et al 2012 [6], b) η del modelo Single Hit, en c) γ del modelo de Percolación y en d) φ de la función Universal.

Artículo	Modelo	Rojo		Verde		Azul	
		χ^2	n	χ^2	n	χ^2	n
BORCA	DEVIC	6.009	1.002 ±0.009	18.106	0.990±0.014	59.760	1.120±0.018
	Single Hit	9.443	1.026 ±0.016	20.214	1.017±0.015	53.534	1.137±0.016
	Percolación	2.940	0.976±0.008	15.879	0.948±0.013	27.898	1.077±0.016
	Universal	2.987	0.974±0.007	15.890	0.948±0.013	28.248	1.067±0.016
SORRIAUX	DEVIC	7.785	0.932±0.015	8.411	0.922±0.019	7.592	1.050±0.018
	Single Hit	2.371	0.887±0.031	3.197	0.956±0.017	19.176	1.063±0.018
	Percolación	19.763	0.895±0.012	21.015	0.885±0.016	28.012	0.991±0.023
	Universal	19.773	0.897±0.013	21.389	0.882±0.017	26.768	0.998±0.017

Tabla 4.10: Valores del estadístico χ^2 de los ajustes de la recta aplicados a las linealizaciones de las curvas sensitométricas de película radiocrómica EBT3, de los artículos de Borca et al. 2013[5] y Sorriaux et al. 2013[36]. Se presentan los resultados para los canales RGB.

Artículo	Modelo	Rojo		Verde		Azul	
		χ^2	n	χ^2	n	χ^2	n
DEVIC	DEVIC	7.521	1.042±0.017	3.188	0.935±0.019	21.613	1.046±0.031
	Single Hit	5.255	1.007±0.018	13.834	0.899±0.033	24.480	1.054±0.031
	Percolación	3.790	1.011±0.017	14.440	0.902±0.017	22.211	1.006±0.038
	Universal	3.771	1.014±0.017	14.529	0.900±0.017	21.836	0.992±0.030
FIANDRA	DEVIC	44.058	1.212±0.010	5.079	1.058±0.005		
	Single Hit	56.397	1.238±0.010	11.781	1.100±0.007		
	Percolación	25.853	1.160±0.010	2.703	1.009±0.008		
	Universal	25.850	1.162±0.010	2.698	1.012±0.005		

Tabla 4.11: Valores del estadístico χ^2 de los ajustes de la recta aplicados a las linealizaciones de las curvas sensitométricas de película radiocrómica EBT, de los artículos de Devic et al. 2009 [24] y Fiandra et al. 2006 [28]. Se presentan los resultados para los canales RGB.

Artículo	Modelo	Rojo		Verde		Azul	
		χ^2	n	χ^2	n	χ^2	n
ANDRÉS	DEVIC	14.380	0.988±0.038	8.145	1.023±0.021	162.900	1.341±0.077
	Single Hit	66.080	0.832±0.061	14.58	1.06±0.023	180.179	1.399±0.075
	Percolación	10.407	0.961±0.034	4.669	0.978±0.021	139.231	1.279±0.073
	Universal	10.413	0.960±0.034	4.661	0.979±0.020	138.870	1.286±0.072

Tabla 4.12: Valores del estadístico χ^2 de los ajustes de la recta aplicados a las linealizaciones de las curvas sensitométricas de película radiocrómica EBT 2, del artículo de Andrés et al. [37]. Se presentan los resultados para cada uno de los canales R, G, B.

4.5. Aplicaciones.

Los modelos lineales propuestos tuvieron una validación realizando dos experimentos, de los cuales se explicó el desarrollo del arreglo experimental en la sección 3.6. A continuación, se presenta qué tan precisos resultaron ser los modelos lineales con respecto a las mediciones de la dosis absorbida obtenidas de la Curva Sensitométrica de la película EBT3 o los detectores de referencia como el Diodo o la Cámara de ionización, medidas que se usaron para la comparación de algunas medidas dosimétricas. Se presentan las gráficas de las funciones dosimétricas de *OAR* y *PDD*, así como también las distribuciones de dosis del segundo experimento con un maniquí de cabeza. Se exponen las diferencias resultantes de las mediciones de dosis normalizadas de los modelos lineales con respecto a las mediciones de los detectores de referencia.

4.5.1. Medidas PDD y OAR.

Como se explicó en la sección 3.6.1 se realizaron mediciones de las funciones dosimétricas de *OAR* y *PDD* las cuales servirán para verificar los modelos de linealización, consiguiéndose una validación práctica de éstos. A continuación, se presentan los perfiles de dosis obtenidos para cada tamaño de campo y cada función dosimétrica.

El análisis con ImageJ [31], se muestra en la figura 4.5.1, donde se muestran los perfiles de la función *OAR* de los colimadores circulares de 4 mm y 20 mm con las líneas que promediaron el perfil final. Dichas líneas se colocaron de forma radial en el análisis sobre la imagen, véase figura 4.5.1b. También, se observan las películas irradiadas con la función *PDD* de campos

convencionales y cómo se obtuvieron los perfiles promediados finales a partir de la generación de perfiles en un ancho de 1cm, véase la figura 4.5.1a.

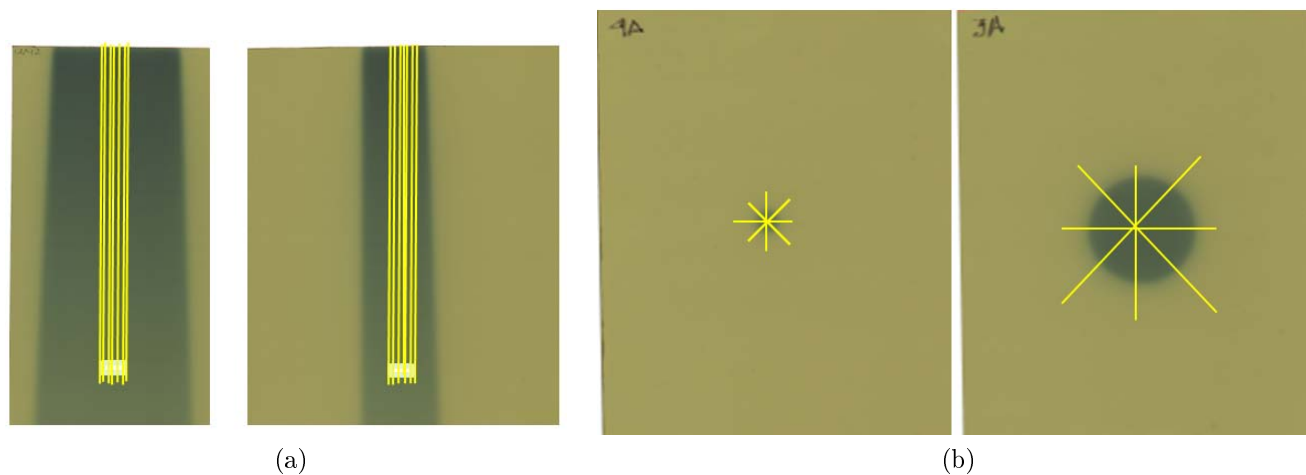


Figura 4.5.1: Películas irradiadas para determinar los perfiles de dosis con las funciones PDD y OAR . En a) se muestran las películas irradiadas con la función PDD para los campos de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ (a la izquierda) y $4 \times 4 \text{ cm}^2$ (a la derecha) y en b) Se muestran las películas irradiadas con la función OAR para el campo circular de los colimadores de 4 mm (a la izquierda) y 20 mm (a la derecha), se muestra el conjunto de líneas radiales para la obtención del perfil final.

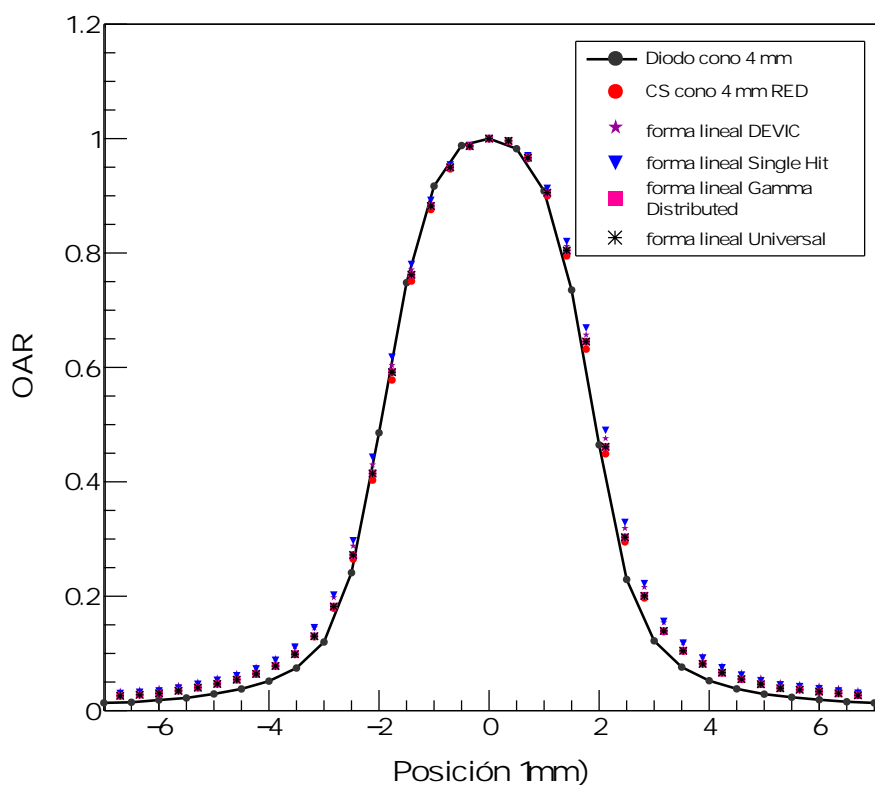
Para los colimadores circulares de 4 mm y 20 mm se obtienen sus correspondientes perfiles. Para cada colimador circular se obtuvo directamente el perfil correspondiente a la curva sensitométrica, ya que a partir de la obtención de la densidad óptica neta de la película se pudo encontrar, a partir de los parámetros hechos con el ajuste polinómico de la ecuación 3.4.1, la dosis absorbida (en la figura 4.5.2 se representa con la abreviatura CS que significa que se obtiene directamente del polinomio de la curva sensitométrica). A esta densidad óptica neta también se le aplicaron directamente los modelos de linealización propuestos para verificar si son consistentes con el perfil de referencia de cada cono. Las gráficas obtenidas de estos perfiles se muestran en las figuras 4.5.2 y 4.5.3 para cada uno de los canales R, G, B. Además, se muestran estos perfiles en comparación con un detector de referencia que fue un Diodo (como se explicó en la sección 3.6.1).

Se presentan las diferencias que existen entre las mediciones de dosis relativa del detector de referencia (el Diodo) con respecto a la película radiocrómica, el modelo de linealización de Devic et al 2012 [6] y los modelos de linealización propuestos en el presente trabajo. Se muestran en las tablas 4.14 y 4.16, las diferencias por región (véase sección 3.6) para los colimadores circulares de 4 mm y 20 mm, respectivamente. Se exhiben las diferencias porcentuales locales máxima y mínima (donde el sentido de la diferencia mínima es negativo), esto a partir de la ecuación 4.5.1,

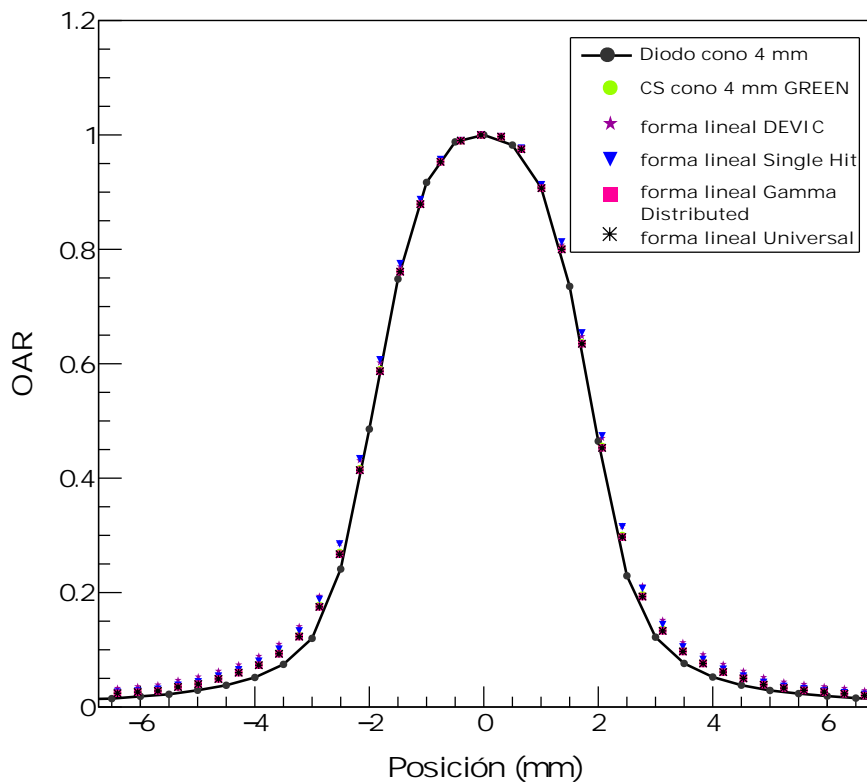
así como también la desviación estándar de las variaciones de los perfiles σ . También en las tablas 4.13 y 4.15 se muestran los valores del estadístico χ^2 , para los colimadores circulares de 4 mm y 20 mm respectivamente, haciendo comparación entre los valores obtenidos directamente con el polinomio de ajuste de la película radiocrómica (CS) y las formas lineales con respecto al detector de referencia. Para el colimador circular de 4 mm sólo se reportaron los canales rojo y verde, ya que en el azul la densidad óptica resultó negativa debido a que, como se explicó líneas arriba, en este canal no existe tanta sensibilidad en la detección de densidad óptica, lo cual impide obtener valores pequeños de dosis absorbida.

$$Dif\ local = (Dosis\ normalizada_{diodo} - Dosis\ normalizada_X) \times 100\ \% \quad (4.5.1)$$

donde $Dosis\ normalizada_X$ puede ser la dosis normalizada de la película radiocrómica, ζ la linealización de Devic et al 2012 [6] o los modelos de linealización propuestos (η , γ o φ).



(a)



(b)

Figura 4.5.2: Perfiles de dosis de cono de 4 mm, se muestra en a) el canal rojo y en b) el canal verde.

χ^2 del colimador circular de 4 mm				
Modelo	Rojo		Verde	
	Región I	Región II	Región I	Región II
Película Radiocrómica	0.005	0.078	0.003	0.825
Devic	0.013	0.198	0.005	1.400
Single Hit	0.019	0.157	0.007	1.109
Gamma distributed	0.005	0.078	0.003	0.847
Universal	0.005	0.078	0.003	0.847

Tabla 4.13: χ^2 de las mediciones en comparación con el detector de referencia (diodo) de la función OAR del colimador circular de 4 mm.

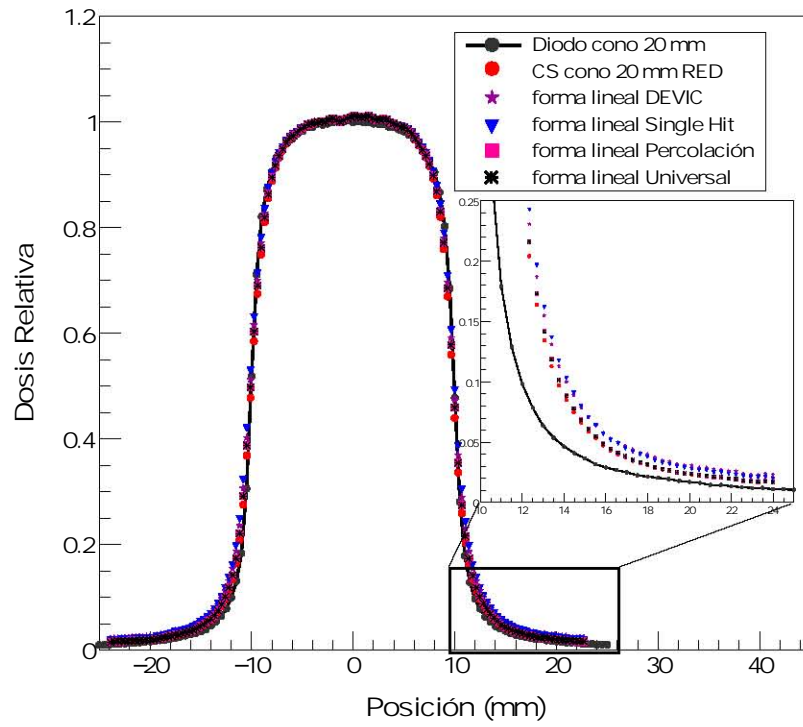
Campo de radiación del colimador circular de 4 mm. Región I.						
Canales	Rojo			Verde		
Modelo	$Dif\ local_{máx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ	$Dif\ local_{máx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	4.08	4.50	0.20	1.19	4.70	0.19
Devic	1.93	7.13	0.19	1.08	5.97	0.19
Single Hit	1.48	8.47	0.19	1.04	6.54	0.19
Gamma distributed	2.90	5.73	0.20	1.26	4.47	0.19
Universal	2.90	5.73	0.20	1.26	4.47	0.19

(a)

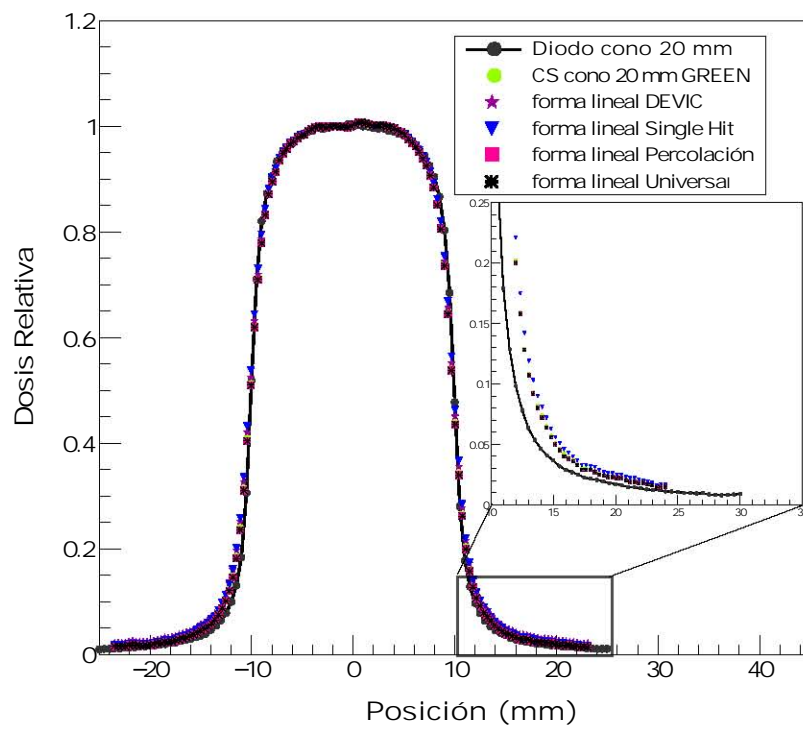
Campo de radiación del colimador circular de 4 mm. Región II.						
Canales	Rojo			Verde		
Modelo	$Dif\ local_{máx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ	$Dif\ local_{máx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	1.38	35.71	0.08	5.24	7.40	0.08
Devic	2.18	8.06	0.09	6.54	9.024	0.08
Single Hit	1.68	9.02	0.09	5.69	8.98	0.08
Gamma distributed	1.32	6.47	0.09	5.044	7.12	0.08
Universal	1.32	6.47	0.09	5.044	7.12	0.08

(b)

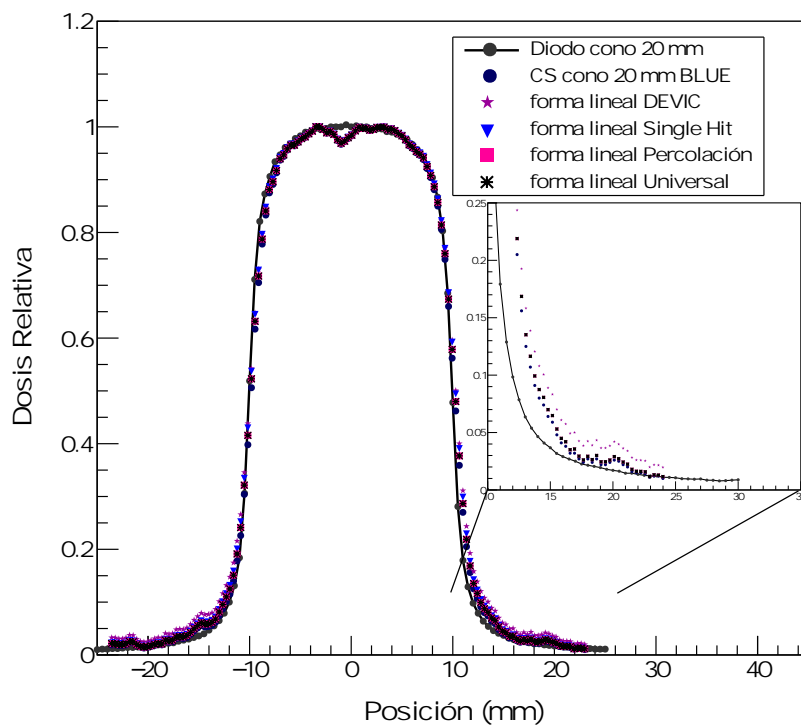
Tabla 4.14: Diferencias locales máximas y mínimas de los OAR's calculadas a partir de la ecuación 4.5.1, para comparar la dosis normalizada de la película radiocrómica y la de los modelos lineales con respecto a las del diodo, en las mediciones del campo de radiación del colimador circular de 4 mm. También se muestra la desviación estándar de la variación de los perfiles. Se muestran para cada uno de los canales R, G las diferencias en a) la región I (dentro del campo de radiación) y en b) la región II (fuera del campo de radiación).



(a)



(b)



(c)

Figura 4.5.3: Perfiles de dosis de cono de 20 mm, se muestran en a) el canal rojo, en b) el canal verde y en c) el canal azul.

χ^2 del colimador circular de 20 mm.						
Modelo	Rojo		Verde		Azul	
	Región I	Región II	Región I	Región II	Región I	Región II
Película Radiocrómica	0.288	0.150	0.133	0.057	0.258	0.149
Devic	0.700	0.145	0.153	0.103	0.293	0.300
Single Hit	0.219	0.153	0.169	0.047	0.292	0.127
Gamma distributed	0.309	0.132	0.140	0.059	0.275	0.131
Universal	0.309	0.132	0.140	0.059	0.275	0.131

Tabla 4.15: χ^2 de las mediciones en comparación con el detector de referencia (diodo) de la función OAR del colimador circular de 20 mm.

Campo de radiación del colimador circular de 20 mm. Región I.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif local_{máx}(\%)$	$Dif local_{mín}(\%)$	σ	$Dif local_{míz}(\%)$	$Dif local_{mín}(\%)$	σ	$Dif local_{míz}(\%)$	$Dif local_{mín}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	42.83	32.12	0.20	29.74	22.41	0.16	40.01	30.82	0.18
Devic	39.70	33.92	0.19	28.23	23.65	0.16	35.85	32.66	0.17
Single Hit	38.08	34.69	0.18	27.03	24.72	0.15	36.95	32.62	0.18
Gamma distributed	41.20	33.15	0.19	29.83	22.64	0.16	38.26	31.73	0.18
Universal	41.20	33.15	0.19	29.83	22.64	0.16	38.26	31.73	0.18

(a)

Campo de radiación del colimador circular de 20 mm. Región II.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif local_{máx}(\%)$	$Dif local_{mín}(\%)$	σ	$Dif local_{míz}(\%)$	$Dif local_{mín}(\%)$	σ	$Dif local_{míz}(\%)$	$Dif local_{mín}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	0.51	40.98	0.17	0.28	28.19	0.13	0.09	40	0.17
Devic	1.09	43.55	0.18	0.90	29.58	0.14	0.81	42.64	0.18
Single Hit	0.88	44.68	0.18	0.44	30.85	0.14	0.06	42.48	0.18
Gamma distributed	0.54	42.42	0.17	0.24	28.22	0.13	0.02	41.30	0.18
Universal	0.54	42.42	0.17	0.24	28.22	0.13	0.02	41.30	0.18

(b)

Tabla 4.16: Diferencias locales máxima y mínima calculadas a partir de la ecuación 4.5.1, para comparar la dosis normalizada de la película radiocrómica y la de los modelos lineales con respecto a las del diodo, en las mediciones del campo de radiación del colimador circular de 20 mm, también se muestra la desviación estándar de las diferencias locales. Se muestran para cada uno de los canales R, G, B. Se muestran las diferencias en a) la región I (dentro del campo de radiación) y en b) la región II (fuera del campo de radiación).

Para la función dosimétrica PDD se obtuvieron los perfiles de campos de radiación de 4×4 , 8×8 y 10×10 cm² para cada uno de los canales R, G, B, véanse las figuras 4.5.4, 4.5.5, 4.5.6, 4.5.7, 4.5.8, 4.5.9, 4.5.10, 4.5.11 y 4.5.12, respectivamente. Los perfiles se muestran en comparación con los datos de una medición de perfil PDD de un detector de referencia que fue una cámara de ionización Pint Point (véase sección 3.6.1). También, se calcularon las diferencias que existen entre las mediciones de dosis relativa del detector de referencia (la cámara de ionización Pint Point) con respecto a la película radiocrómica, el modelo de linealización de Devic et al 2012 [6] y los modelos de linealización propuestos en el presente trabajo, se muestran en las tablas 4.17, 4.18 y 4.19 para los campos de radiación de 4×4 , 8×8 y 10×10 cm², respectivamente. Se presentan las diferencias porcentuales locales máxima y mínima (donde el sentido de la diferencia mínima es negativo), así como también la desviación estándar σ de la variación en los perfiles, esto a partir de la ecuación 4.5.1. Por otra parte en las tablas 4.20, 4.21 y 4.22 se muestran los valores del estadístico χ^2 , para los PDD 's de los campos de radiación antes mencionados, haciendo comparación entre los valores obtenidos directamente con el polinomio de ajuste de la película radiocrómica (CS) y las formas lineales con respecto al detector de referencia.

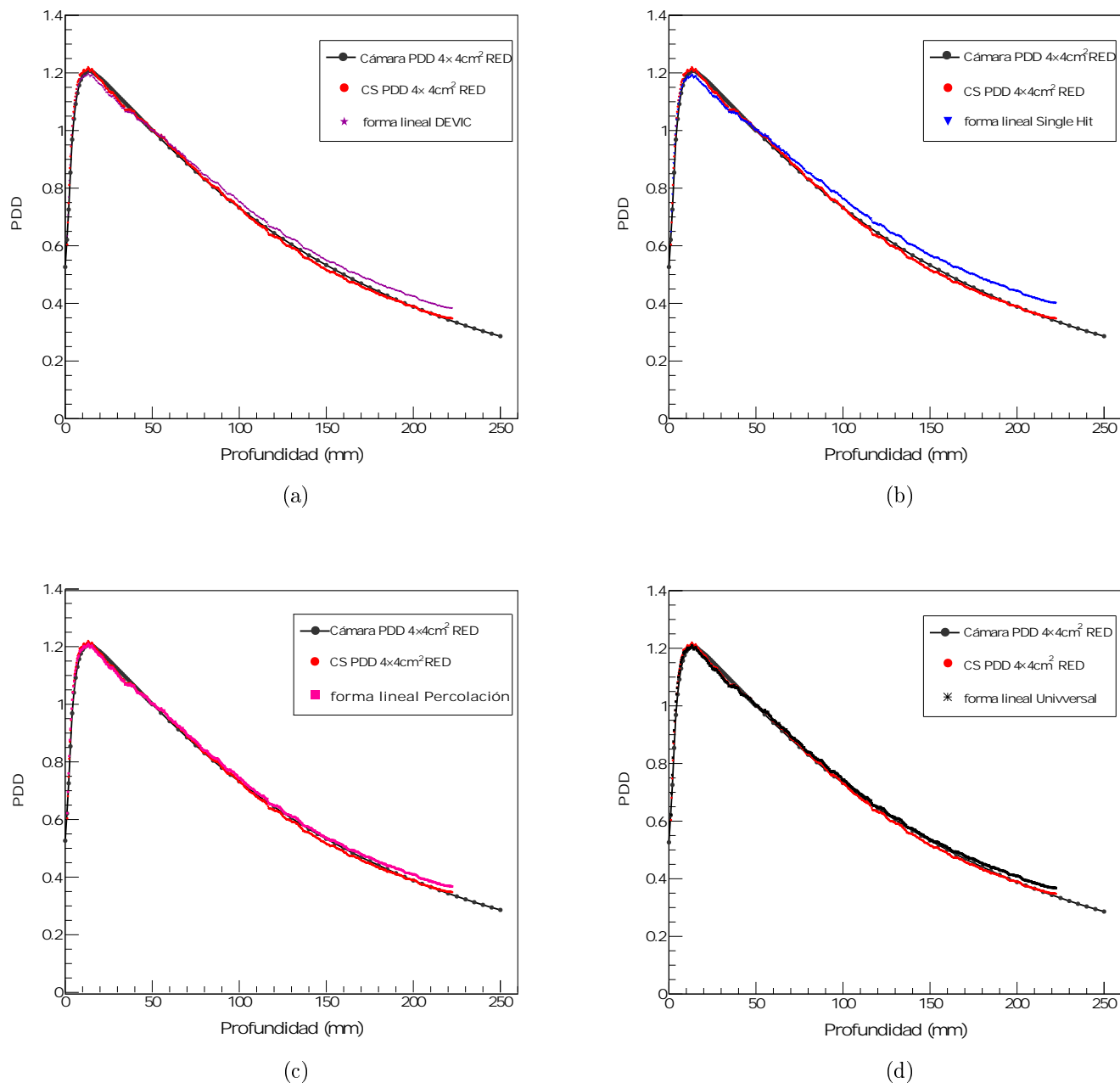


Figura 4.5.4: Perfiles PDD para el campo de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ en el canal rojo donde se muestran los perfiles de las funciones lineales propuestas en comparación con los perfiles obtenidos del detector de referencia y la curva sensitométrica de la película radiocrómica EBT3, se muestran en a) la linealización de DEVIC, en b) la linealización del modelo Single Hit, en c) la linealización del modelo de percolación y finalmente en d) la linealización del modelo de la función Universal (véanse las ecuaciones 3.5.2, 3.5.4, 3.5.5 y 3.5.6 respectivamente).

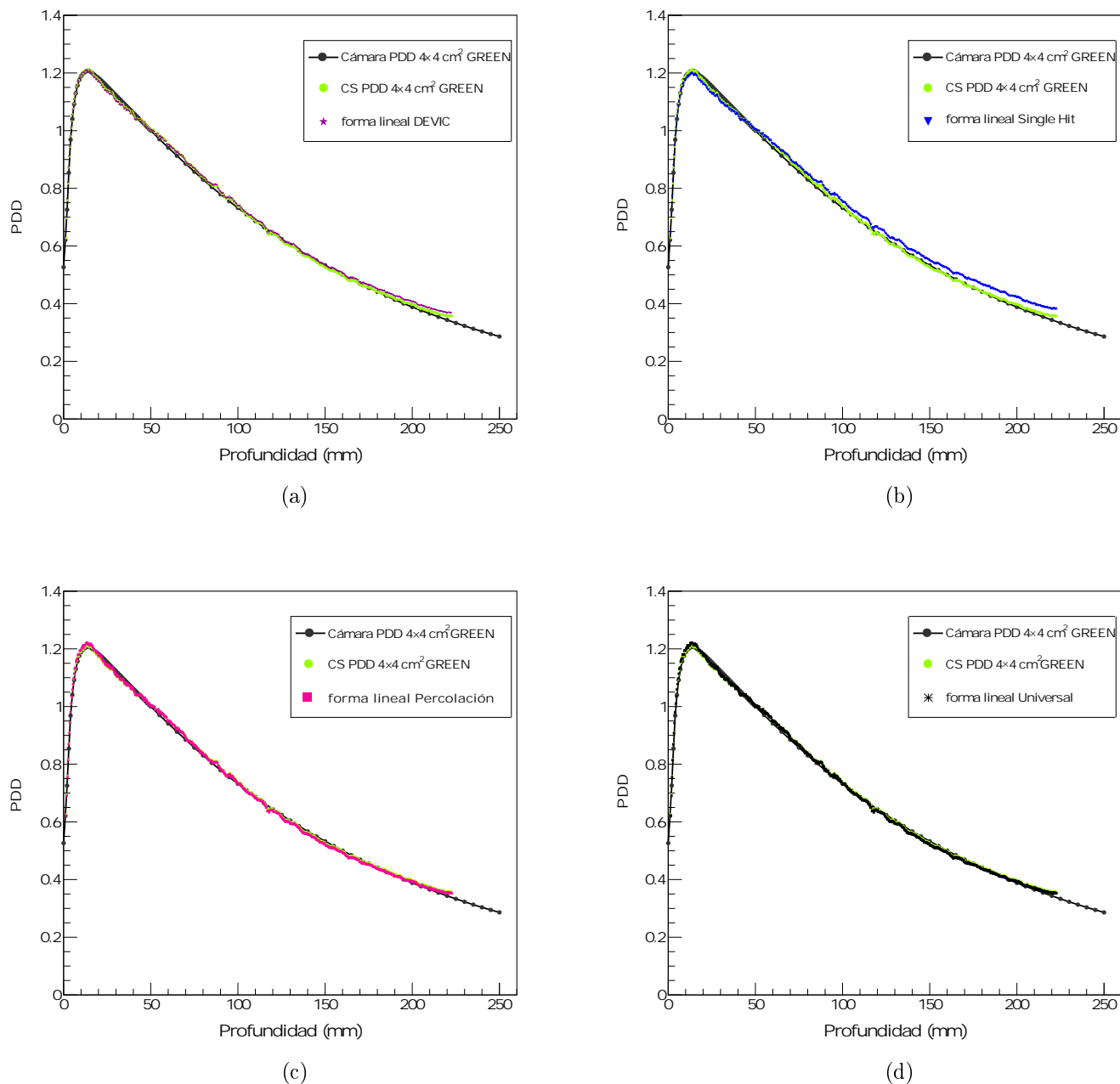


Figura 4.5.5: Perfiles PDD para el campo de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ en el canal verde donde se muestran los perfiles de las funciones lineales propuestas en comparación con los perfiles obtenidos del detector de referencia y la curva sensitométrica de la película radiocrómica EBT3, se muestran en a) la linealización de DEVIC, en b) la linealización del modelo Single Hit, en c) la linealización del modelo de percolación y finalmente en d) la linealización del modelo de la función Universal (véanse las ecuaciones 3.5.2, 3.5.4, 3.5.5 y 3.5.6 respectivamente).

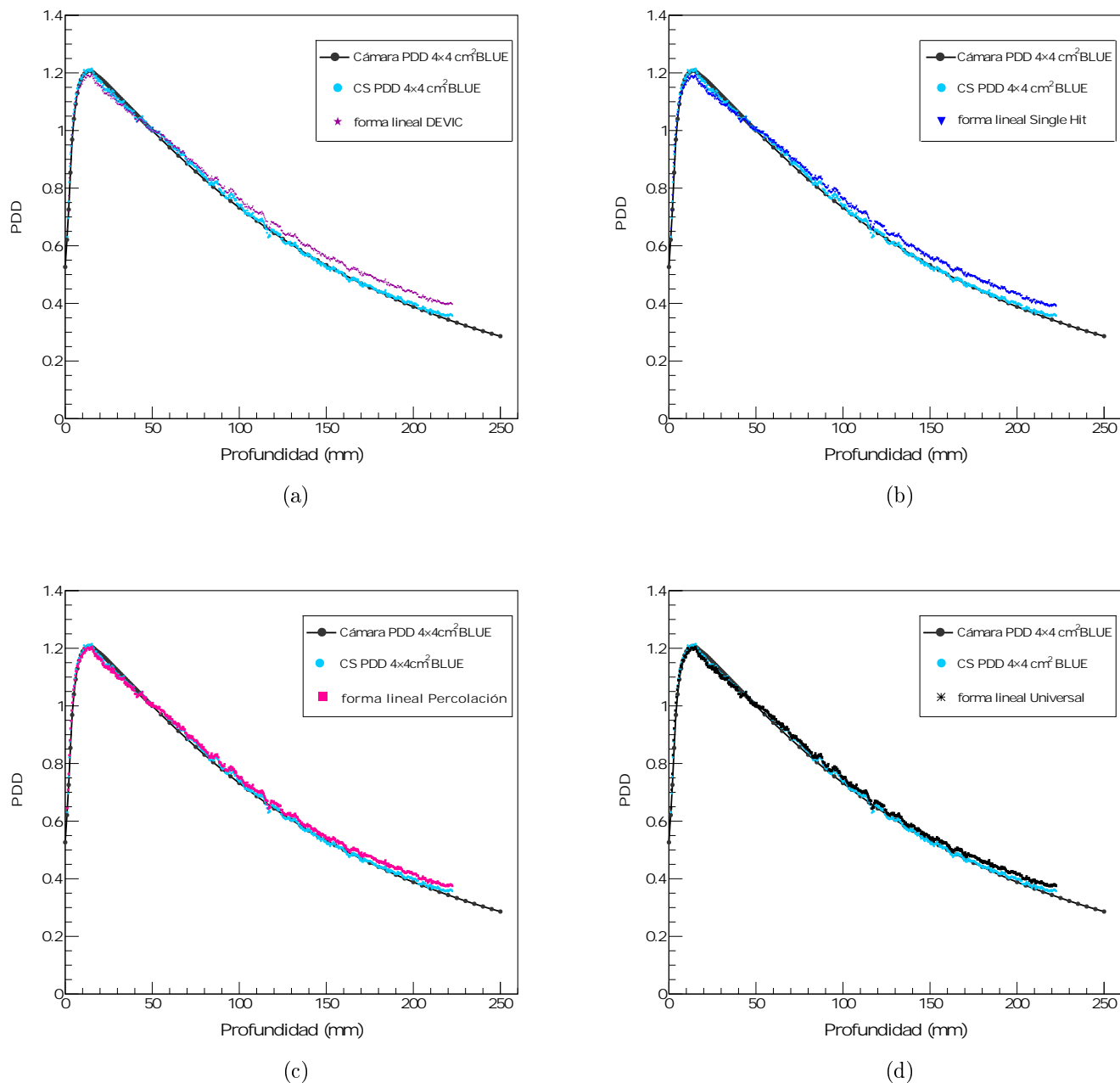


Figura 4.5.6: Perfiles PDD para el campo de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ en el canal azul donde se muestran los perfiles de las funciones lineales propuestas en comparación con los perfiles obtenidos del detector de referencia y la curva sensitométrica de la película radiocrómica EBT3, se muestran en a) la linealización de DEVIC, en b) la linealización del modelo Single Hit, en c) la linealización del modelo de percolación y finalmente en d) la linealización del modelo de la función Universal (véanse las ecuaciones 3.5.2, 3.5.4, 3.5.5 y 3.5.6 respectivamente).

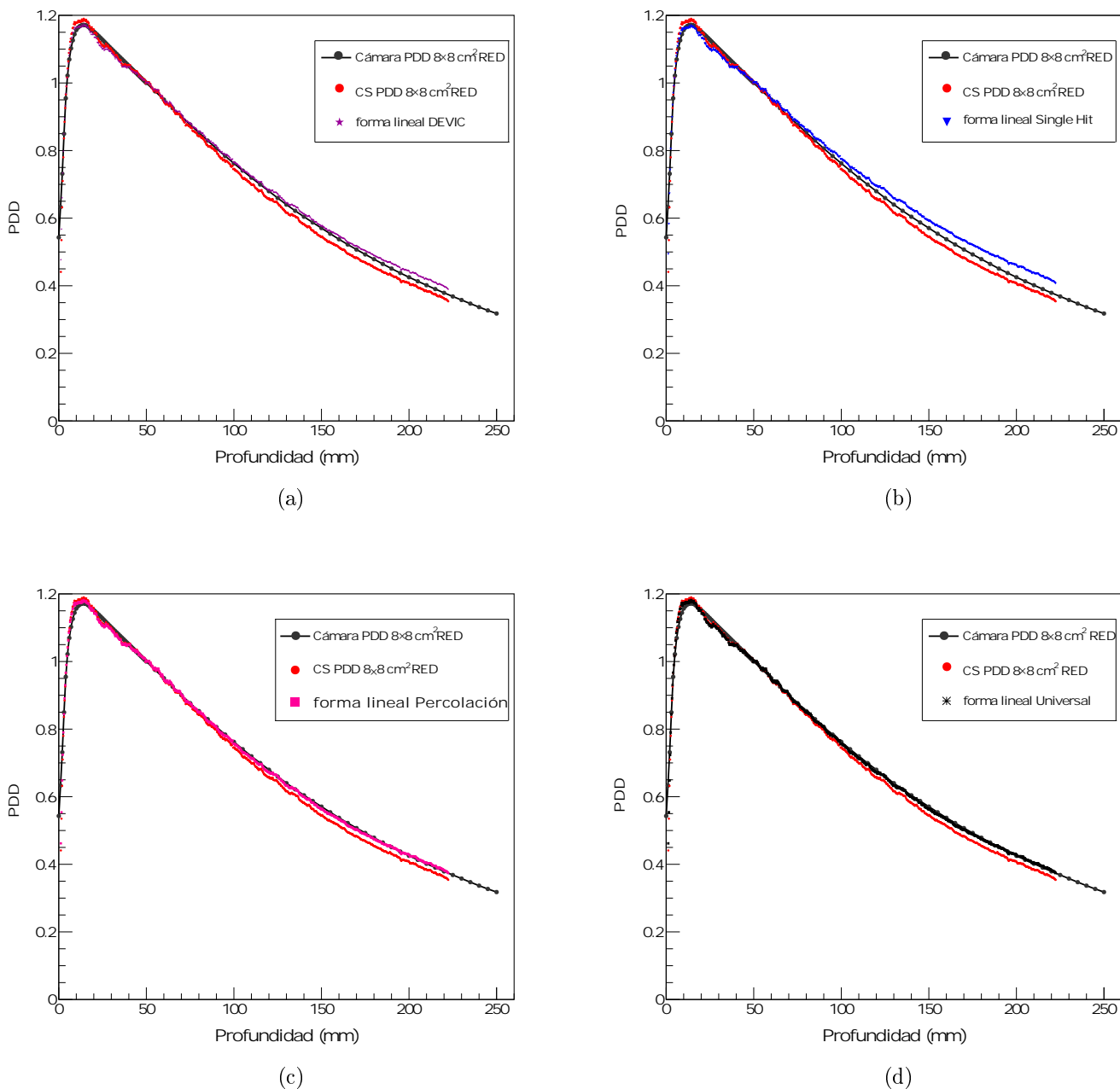


Figura 4.5.7: Perfiles PDD para el campo de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ en el canal rojo donde se muestran los perfiles de las funciones lineales propuestas en comparación con los perfiles obtenidos del detector de referencia y la curva sensitométrica de la película radiocrómica EBT3, se muestran en a) la linealización de DEVIC, en b) la linealización del modelo Single Hit, en c) la linealización del modelo de percolación y finalmente en d) la linealización del modelo de la función Universal (véanse las ecuaciones 3.5.2, 3.5.4, 3.5.5 y 3.5.6 respectivamente).

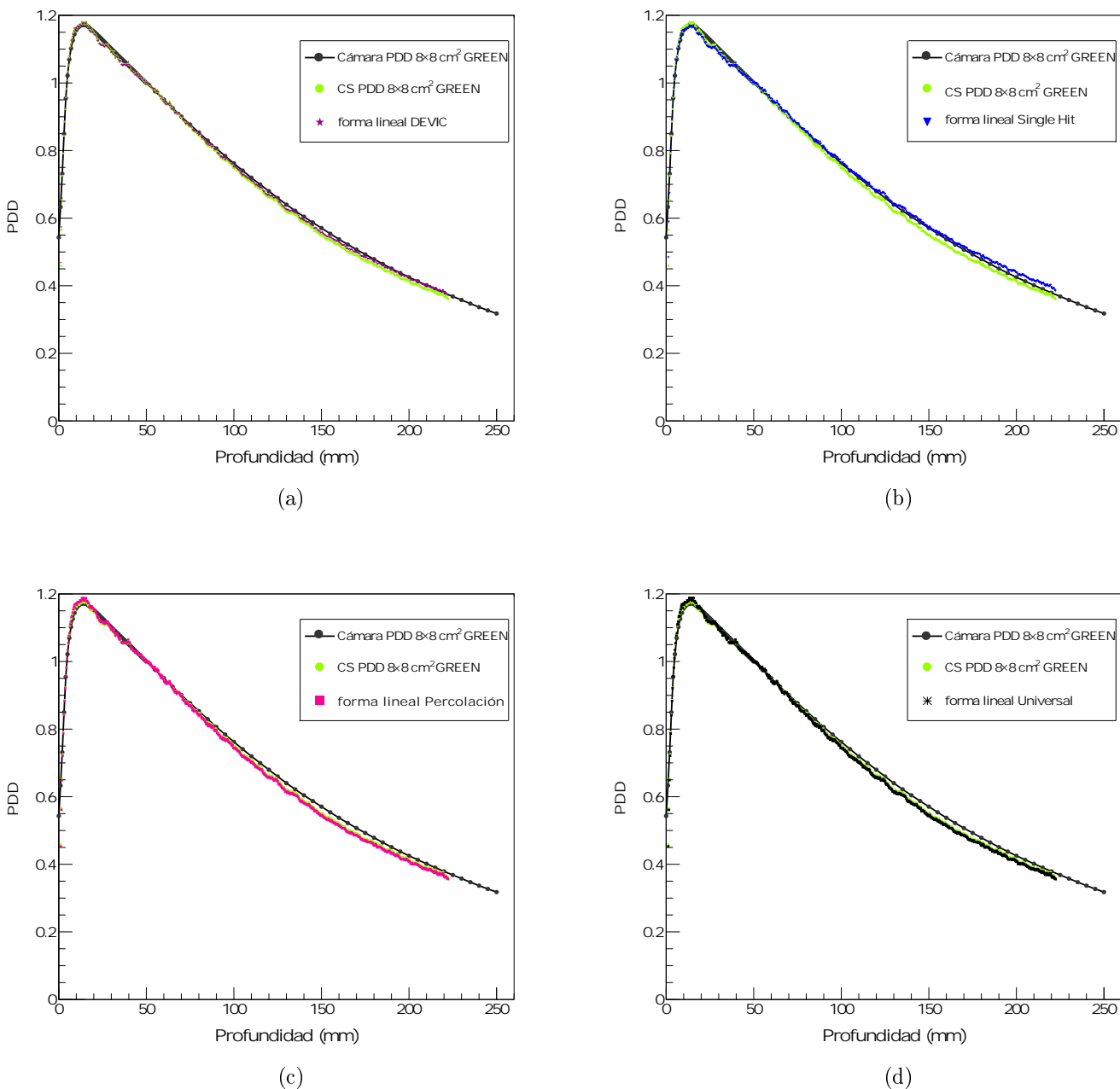


Figura 4.5.8: Perfiles PDD para el campo de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ en el canal verde donde se muestran los perfiles de las funciones lineales propuestas en comparación con los perfiles obtenidos del detector de referencia y la curva sensitométrica de la película radiocrómica EBT3, se muestran en a) la linealización de DEVIC, en b) la linealización del modelo Single Hit, en c) la linealización del modelo de percolación y finalmente en d) la linealización del modelo de la función Universal (véanse las ecuaciones 3.5.2, 3.5.4, 3.5.5 y 3.5.6 respectivamente).

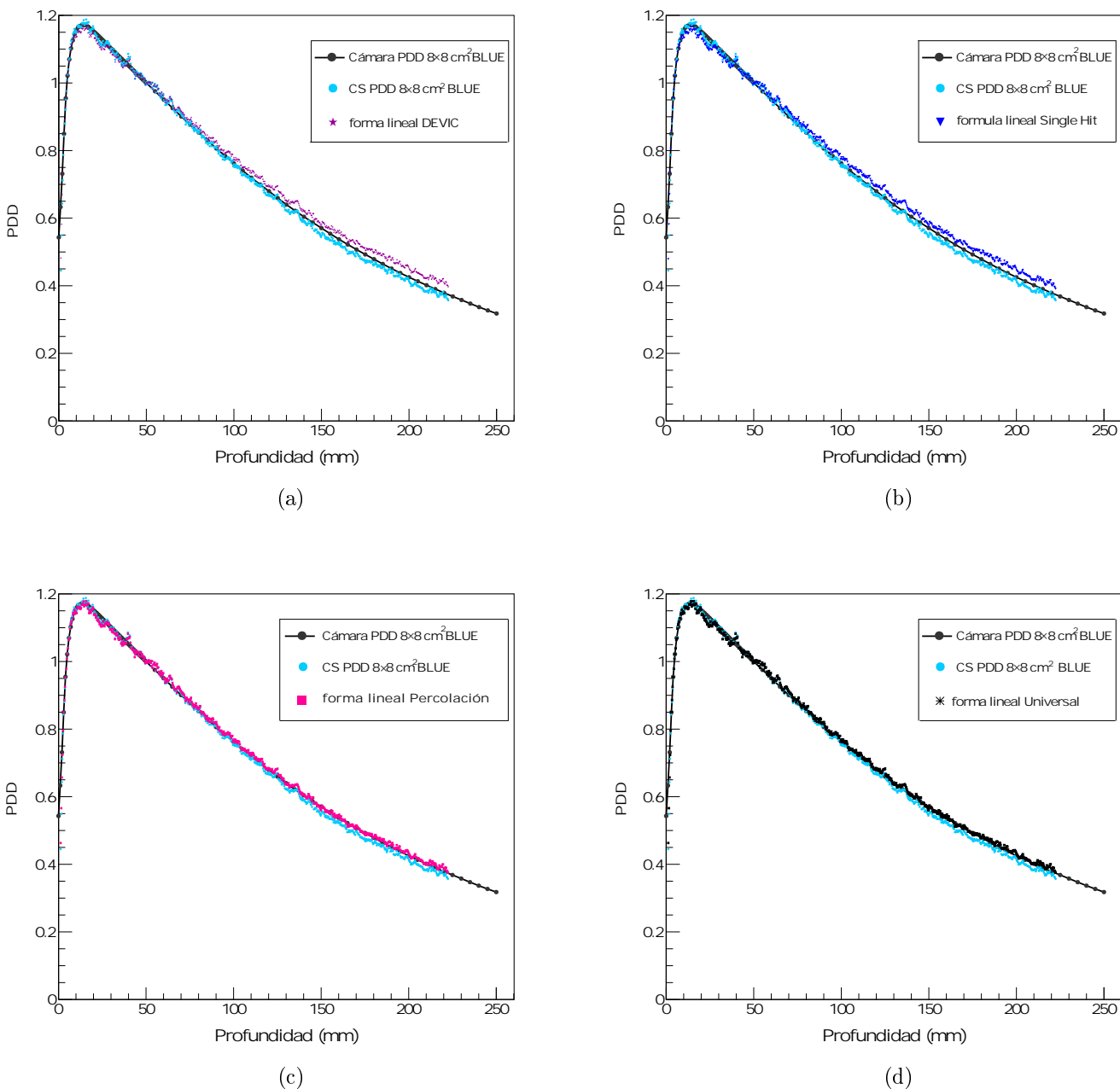


Figura 4.5.9: Perfiles PDD para el campo de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ en el canal azul donde se muestran los perfiles de las funciones lineales propuestas en comparación con los perfiles obtenidos del detector de referencia y la curva sensitométrica de la película radiocrómica EBT3, se muestran en a) la linealización de DEVIC, en b) la linealización del modelo Single Hit, en c) la linealización del modelo de percolación y finalmente en d) la linealización del modelo de la función Universal (véanse las ecuaciones 3.5.2, 3.5.4, 3.5.5 y 3.5.6 respectivamente).

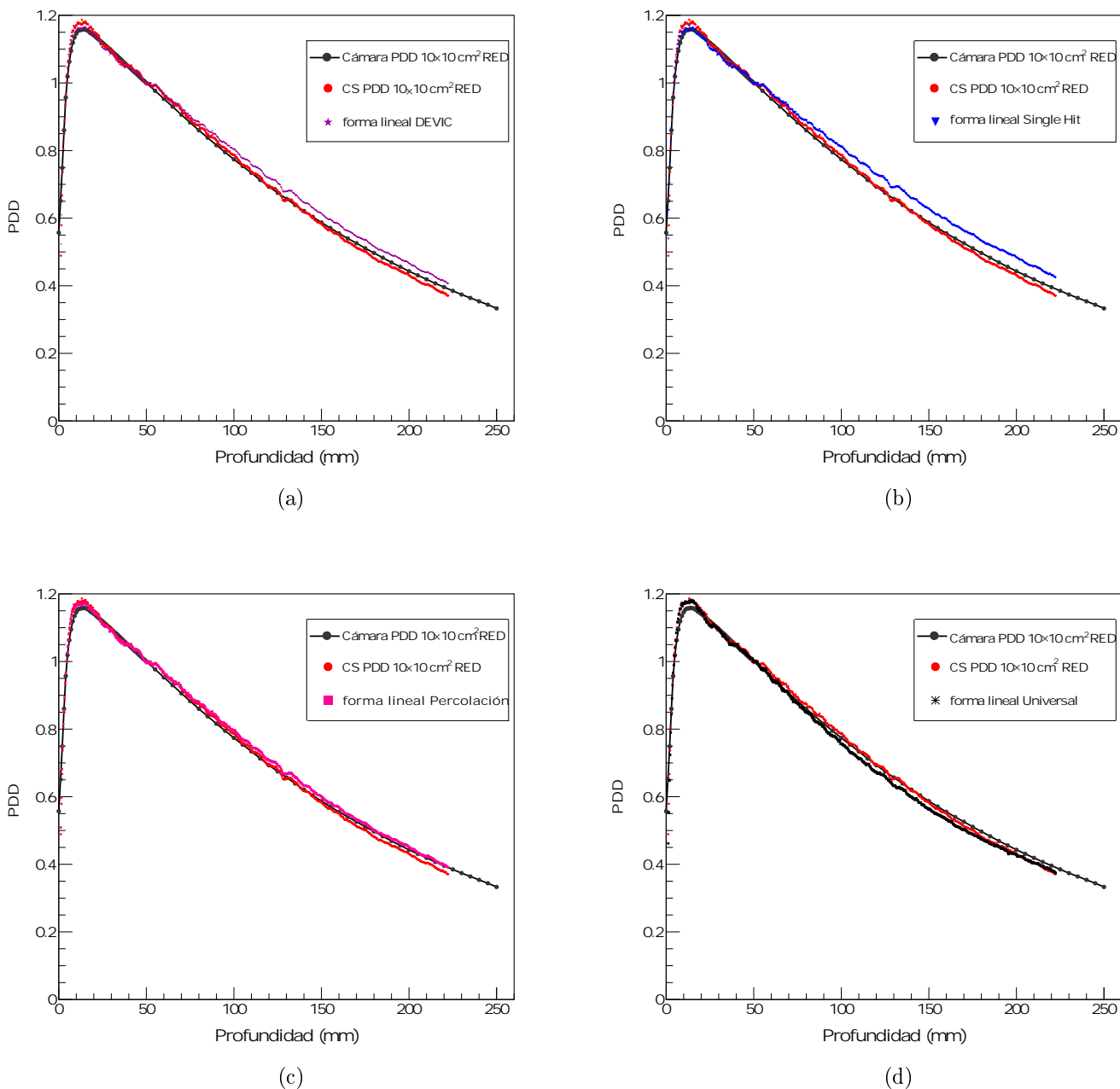


Figura 4.5.10: Perfiles PDD para el campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en el canal rojo donde se muestran los perfiles de las funciones lineales propuestas en comparación con los perfiles obtenidos del detector de referencia y la curva sensitométrica de la película radiocrómica EBT3, se muestran en a) la linealización de DEVIC, en b) la linealización del modelo Single Hit, en c) la linealización del modelo de percolación y finalmente en d) la linealización del modelo de la función Universal (véanse las ecuaciones 3.5.2, 3.5.4, 3.5.5 y 3.5.6 respectivamente).

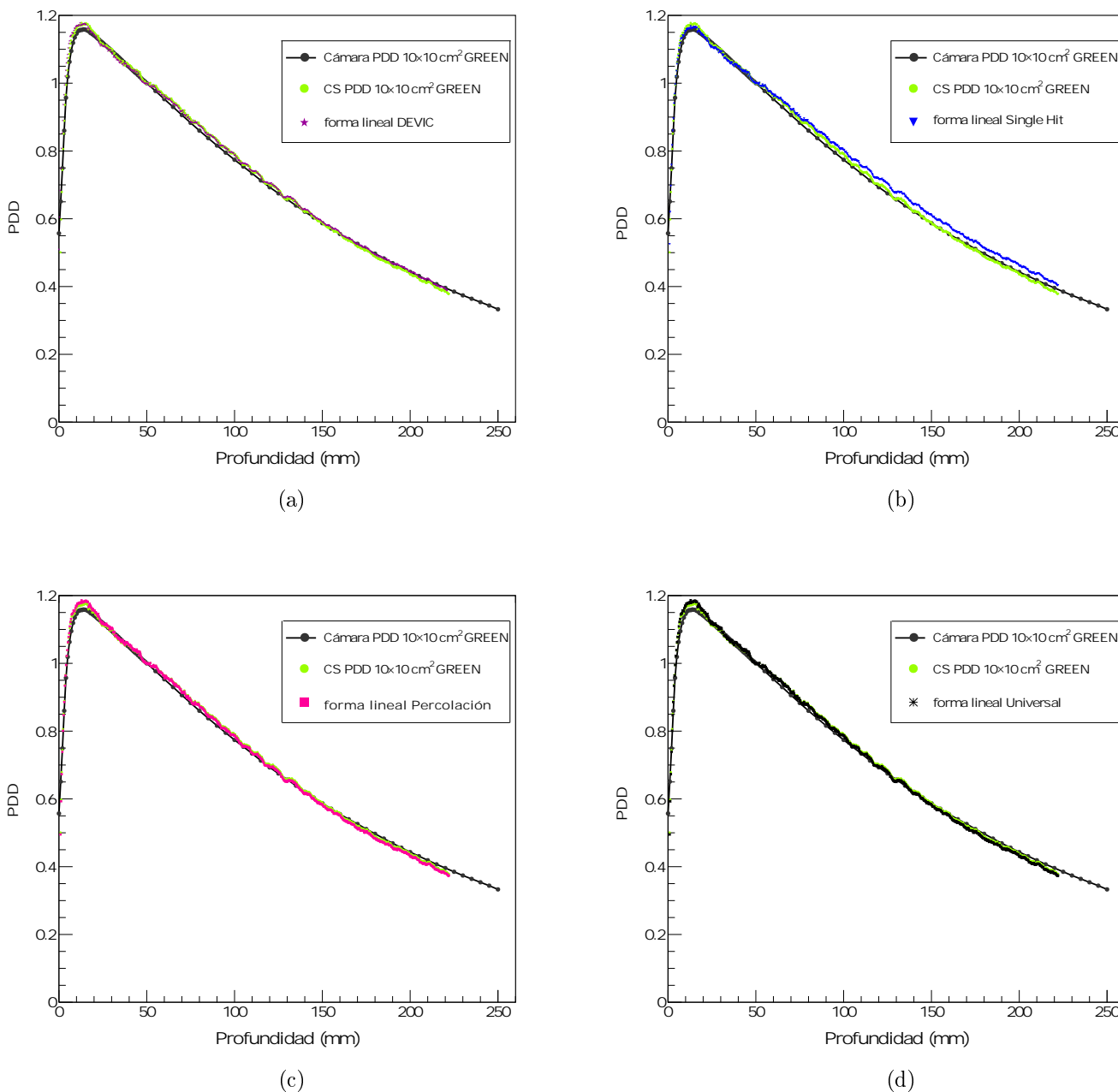


Figura 4.5.11: Perfiles PDD para el campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en el canal verde donde se muestran los perfiles de las funciones lineales propuestas en comparación con los perfiles obtenidos del detector de referencia y la curva sensitométrica de la película radiocrómica EBT3, se muestran en a) la linealización de DEVIC, en b) la linealización del modelo Single Hit, en c) la linealización del modelo de percolación y finalmente en d) la linealización del modelo de la función Universal (véanse las ecuaciones 3.5.2, 3.5.4, 3.5.5 y 3.5.6 respectivamente).

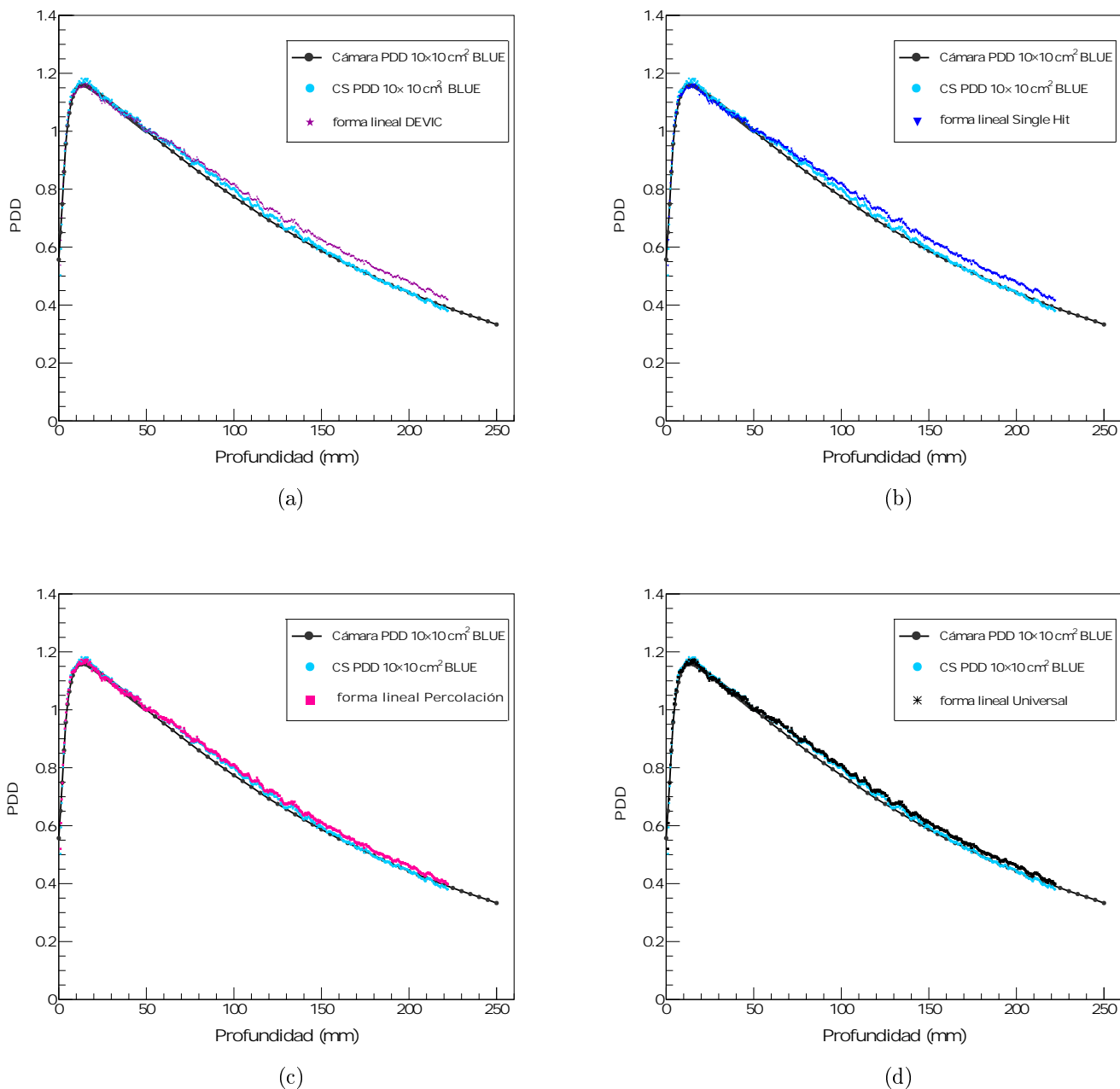


Figura 4.5.12: Perfiles PDD para el campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en el canal azul donde se muestran los perfiles de las funciones lineales propuestas en comparación con los perfiles obtenidos del detector de referencia y la curva sensitométrica de la película radiocrómica EBT3, se muestran en a) la linealización de DEVIC, en b) la linealización del modelo Single Hit, en c) la linealización del modelo de percolación y finalmente en d) la linealización del modelo de la función Universal (véanse las ecuaciones 3.5.2, 3.5.4, 3.5.5 y 3.5.6 respectivamente).

Campo de radiación $4 \times 4 \text{ cm}^2$ de la función dosimétrica PDD. Región I.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif\ local_{máx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ	$Dif\ local_{míx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ	$Dif\ local_{míx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	1.93	5.95	0.08	1.87	2.75	0.09	2.30	6.22	0.08
Devic	3.04	6.72	0.08	1.99	2.93	0.09	3.67	6.93	0.07
Single Hit	3.44	7.00	0.07	2.77	3.50	0.08	3.87	7.03	0.07
Gamma distributed	2.44	6.43	0.08	1.37	2.47	0.09	3.00	6.63	0.08
Universal	2.44	6.43	0.08	1.37	2.47	0.09	3.00	6.63	0.08

(a)

Campo de radiación $4 \times 4 \text{ cm}^2$ de la función dosimétrica PDD. Región II.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif\ local_{máx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ	$Dif\ local_{míx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ	$Dif\ local_{míx}(\%)$	$Dif\ local_{mín}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	1.75	1.17	0.19	0.67	1.50	0.19	0.82	2.43	0.19
Devic	1.07	4.21	0.18	0.24	2.54	0.19	1.41	5.27	0.18
Single Hit	1.24	5.91	0.18	1.03	3.82	0.18	1.51	4.68	0.18
Gamma distributed	0.17	2.6	0.19	1.17	1.30	0.19	0.78	3.36	0.19
Universal	0.17	2.6	0.19	1.17	1.30	0.19	0.78	3.36	0.19

(b)

Tabla 4.17: Diferencias locales máximas y mínimas calculadas a partir de la ecuación 4.5.1, para comparar la dosis normalizada de la película radiocrómica y la de los modelos lineales con respecto a las de la cámara de ionización Pint Point, en las mediciones del campo de radiación de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ de la función dosimétrica PDD, también se muestra la desviación estándar de las diferencias locales. Se muestran para cada uno de los canales R, G, B. Se muestran las diferencias en a) la región I y en b) la región II.

Campo de radiación $8 \times 8 \text{ cm}^2$ de la función dosimétrica PDD. Región I.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ	$Dif local_{m\acute{i}z}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ	$Dif local_{m\acute{i}z}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	7.85	3.64	0.09	5.81	1.69	0.09	6.99	2.15	0.09
Devic	5.13	2.33	0.09	5.24	1.66	0.09	4.4	1.45	0.08
Single Hit	3.97	2.04	0.08	3.92	0.99	0.08	4.30	1.35	0.08
Gamma distributed	6.31	2.94	0.09	6.31	2.36	0.09	5.65	1.85	0.09
Universal	6.31	2.94	0.09	6.31	2.36	0.09	5.65	1.85	0.09

(a)

Campo de radiación $8 \times 8 \text{ cm}^2$ de la función dosimétrica PDD. Región II.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ	$Dif local_{m\acute{i}z}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ	$Dif local_{m\acute{i}z}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	2.74	0.47	0.19	2.09	0.57	0.18	2.68	1.77	0.19
Devic	0.09	2.04	0.18	1.34	0.57	0.18	0.82	3.62	0.18
Single Hit	0.06	3.78	0.17	0.21	1.88	0.18	0.62	3.72	0.18
Gamma distributed	0.91	0.57	0.18	2.64	0.52	0.19	0.98	2.32	0.18
Universal	0.91	0.57	0.18	2.64	0.52	0.19	0.98	2.32	0.18

(b)

Tabla 4.18: Diferencias locales máximas y mínimas calculadas a partir de la ecuación 4.5.1, para comparar la dosis normalizada de la película radiocrómica y la de los modelos lineales con respecto a las de la cámara de ionización Pint Point, en las mediciones del campo de radiación de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ de la función dosimétrica PDD, también se muestra la desviación estándar de las diferencias locales. Se muestran para cada uno de los canales R, G, B. Se muestran las diferencias en a) la región I y en b) la región II.

Campo de radiación $10 \times 10 \text{ cm}^2$ de la función dosimétrica PDD. Región I.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif\ local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif\ local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ	$Dif\ local_{m\acute{i}z}(\%)$	$Dif\ local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ	$Dif\ local_{m\acute{i}z}(\%)$	$Dif\ local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	6.36	3.69	0.09	22.08	2.07	0.11	24.63	2.64	0.12
Devic	0.04	0.03	0.08	21.24	1.99	0.11	21.13	2.24	0.11
Single Hit	2.85	2.30	0.08	19.74	1.52	0.11	21.33	2.14	0.11
Gamma distributed	4.94	3.14	0.09	22.65	2.87	0.11	22.93	2.44	0.11
Universal	4.94	3.14	0.09	22.65	2.87	0.11	22.93	2.44	0.11

(a)

Campo de radiación $10 \times 10 \text{ cm}^2$ de la función dosimétrica PDD. Región II.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif\ local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif\ local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ	$Dif\ local_{m\acute{i}z}(\%)$	$Dif\ local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ	$Dif\ local_{m\acute{i}z}(\%)$	$Dif\ local_{m\acute{i}n}(\%)$	σ
Película Radiocrómica	1.84	1.75	0.19	0.09	3.91	0.19	0.04	5.04	0.19
Devic	0.02	0.03	0.18	1.17	4.05	0.18	2.29	6.53	0.18
Single Hit	1.71	4.25	0.17	2.18	4.95	0.18	2.29	6.73	0.18
Gamma distributed	0.16	2.21	0.18	0.41	3.79	0.19	1.86	5.73	0.18
Universal	0.16	2.21	0.18	0.41	3.79	0.19	1.86	5.73	0.18

(b)

Tabla 4.19: Diferencias locales máximas y mínimas calculadas a partir de la ecuación 4.5.1, para comparar la dosis normalizada de la película radiocrómica y la de los modelos lineales con respecto a las de la cámara de ionización Pint Point, en las mediciones del campo de radiación de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ de la función dosimétrica PDD, también se muestra la desviación estándar de las diferencias locales. Se muestran para cada uno de los canales R, G, B. Se muestran las diferencias en a) la región I y en b) la región II.

χ^2 del PDD del campo de radiación ionizante de $4 \times 4 \text{ cm}^2$.						
Modelo	Rojo		Verde		Azul	
	Región I	Región II	Región I	Región II	Región I	Región II
Película Radiocrómica	0.016	0.004	0.005	0.003	0.014	0.005
Devic	0.026	0.045	0.005	0.011	0.027	0.087
Single Hit	0.031	0.105	0.011	0.039	0.030	0.074
Gamma distributed	0.020	0.012	0.004	0.003	0.019	0.027
Universal	0.020	0.012	0.004	0.003	0.019	0.027

Tabla 4.20: χ^2 de las mediciones en comparación con el detector de referencia (cámara de ionización) de la función PDD del campo de radiación ionizante de $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

χ^2 del PDD del campo de radiación ionizante de $8 \times 8 \text{ cm}^2$.						
Modelo	Rojo		Verde		Azul	
	Región I	Región II	Región I	Región II	Región I	Región II
Película Radiocrómica	0.016	0.022	0.008	0.011	0.010	0.010
Devic	0.011	0.008	0.007	0.003	0.010	0.028
Single Hit	0.011	0.038	0.008	0.005	0.011	0.023
Gamma distributed	0.012	0.001	0.009	0.021	0.009	0.004
Universal	0.012	0.001	0.009	0.021	0.009	0.004

Tabla 4.21: χ^2 de las mediciones en comparación con el detector de referencia (cámara de ionización) de la función PDD del campo de radiación ionizante de $8 \times 8 \text{ cm}^2$.

χ^2 del PDD del campo de radiación ionizante de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.						
Modelo	Rojo		Verde		Azul	
	Región I	Región II	Región I	Región II	Región I	Región II
Película Radiocrómica	0.015	0.008	0.089	0.027	0.119	0.046
Devic	0.007	0.031	0.083	0.038	0.086	0.151
Single Hit	0.006	0.073	0.069	0.079	0.087	0.150
Gamma distributed	0.009	0.009	0.015	0.008	0.101	0.086
Universal	0.009	0.009	0.015	0.008	0.101	0.086

Tabla 4.22: χ^2 de las mediciones en comparación con el detector de referencia (cámara de ionización) de la función PDD del campo de radiación ionizante de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

4.5.2. Distribuciones de dosis en un maniquí de cabeza.

En este experimento se obtuvieron las distribuciones de dosis de un tratamiento con ayuda de las películas radiocrómicas EBT3. Se obtiene el valor de dosis absorbida a partir del valor de densidad óptica encontrado con ayuda del valor de pixel utilizando la ecuación 2.4.3.

En términos de las formas lineales se obtuvieron 5 perfiles por película para cada uno de los canales R, G, B. A continuación, se muestran algunos de los perfiles en las figuras 4.5.13 y 4.5.14. En cada figura se pueden apreciar las distribuciones de dosis con respecto a los modelos lineales propuestos, el modelo lineal de Devic et al 2012 [6] y el ajuste polinómico propio de la curva sensitométrica.

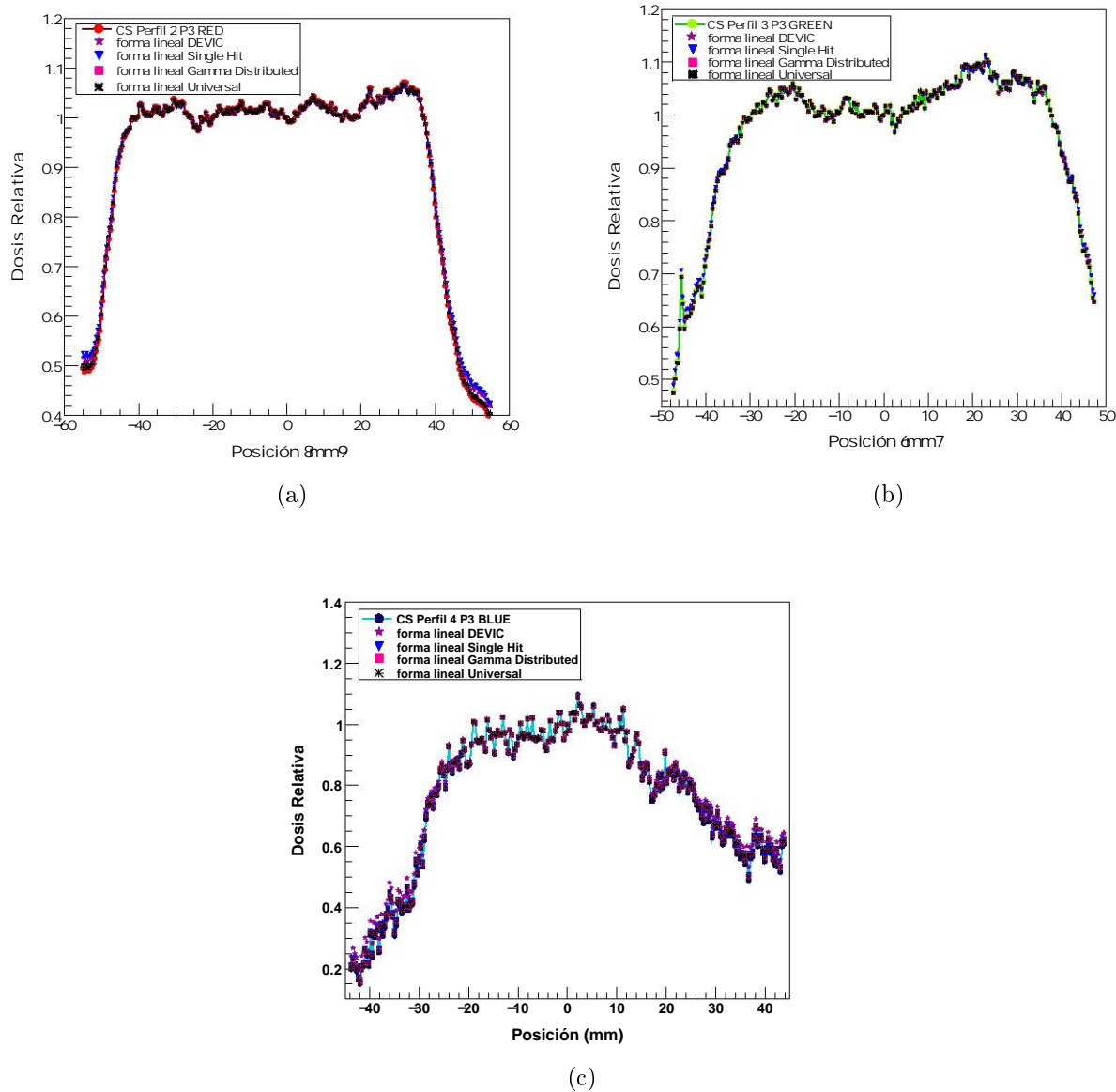


Figura 4.5.13: Perfiles obtenidos de las distribuciones de dosis del experimento del maniquí de cabeza para la película 3, en a) se muestra el perfil 1 en el canal rojo, en b) el perfil 2 en el canal verde y en c) el perfil 5 en el canal azul.

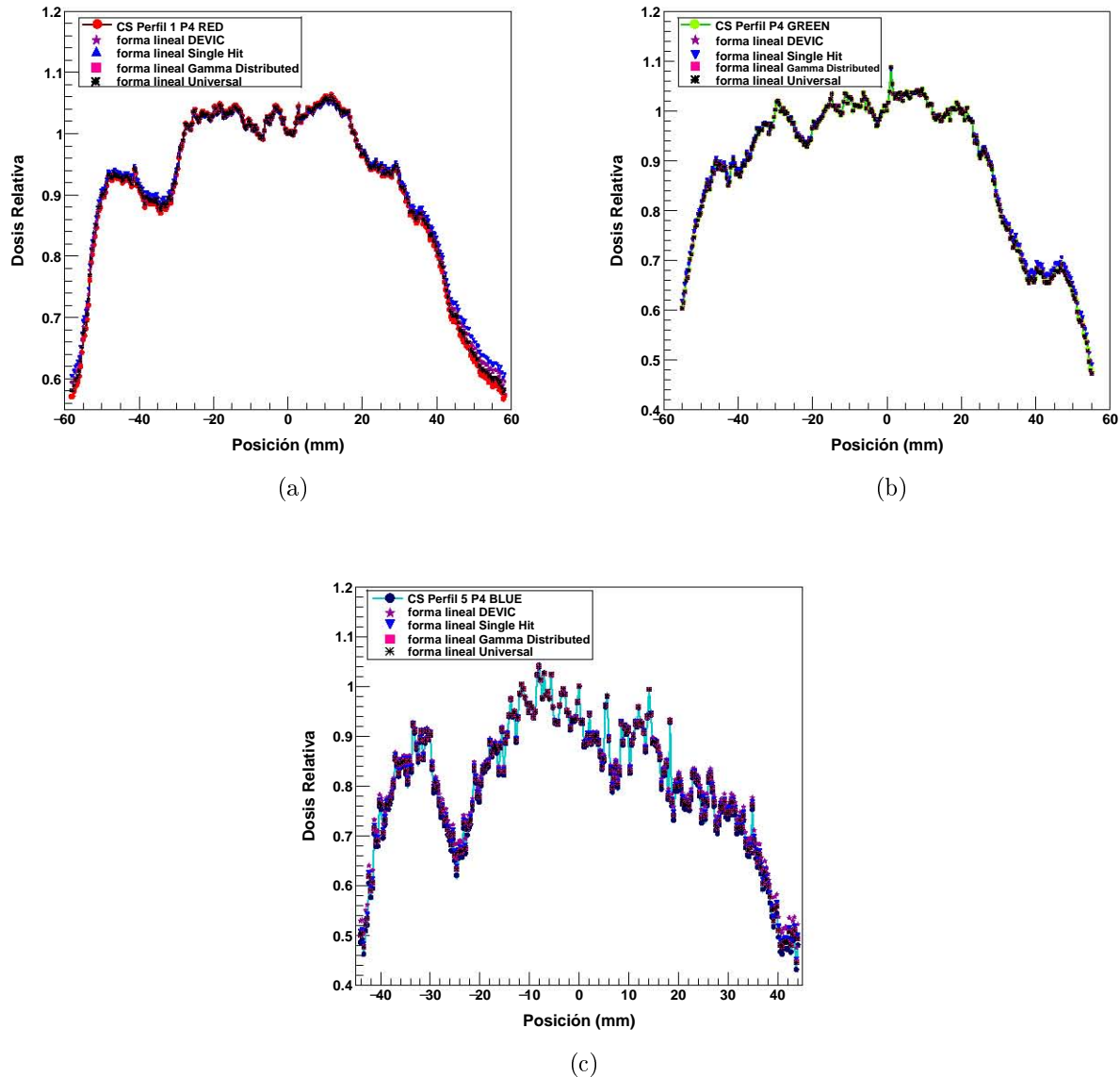


Figura 4.5.14: Perfiles obtenidos de las distribuciones de dosis del experimento del maniquí de cabeza para la película 3, en a) se muestra el perfil 2 en el canal rojo, en b) el perfil 3 en el canal verde y en c) el perfil 4 en el canal azul.

Se calcularon las diferencias que existen entre las mediciones de dosis relativa de la referencia, que fue la película radiocrómica con respecto al modelo de linealización de Devic et al 2012 [6] y los modelos de linealización propuestos en el presente trabajo. Estas diferencias se muestran en las tablas 4.24 y 4.25 para las distribuciones de dosis. Se presentan las diferencias porcentuales locales máxima y mínima (donde el sentido de la diferencia mínima es negativo), esto a partir de la ecuación 4.5.2, así como también la desviación estándar de la variación de los perfiles σ . De igual forma se calculo el valor del estadístico χ^2 y se presenta en las tablas 4.23a y 4.23b.

$$Dif\ local = (Dosis\ normalizada_{PR} - Dosis\ normalizada_X) \times 100\% \quad (4.5.2)$$

donde $Dosis\ normalizada_{PR}$ corresponde a la dosis normalizada de la película radiocrómica $Dosis\ normalizada_X$ puede ser la dosis normalizada de ζ la linealización de Devic et al. 2012 [6] o los modelos de linealización propuestos (η , γ o φ).

χ^2 perfiles de la película 3.			
Modelo	Perfil1	Perfil 2	Perfil 3
	Rojo	Verde	Azul
Devic	0.075	0.031	0.268
Single Hit	0.150	0.018	0.054
Gamma distributed	0.008	0.001	0.025
Universal	0.008	0.001	0.025

(a)

χ^2 perfiles de la película 4.			
Modelo	Perfil1	Perfil 2	Perfil 3
	Rojo	Verde	Azul
Devic	0.067	0.019	0.243
Single Hit	0.149	0.019	0.061
Gamma distributed	0.014	0.001	0.024
Universal	0.014	0.001	0.024

(b)

Tabla 4.23: χ^2 de las mediciones en comparación a la película radiocrómica de los perfiles obtenidos para las películas 3 y 4 de la figura ??.

Distribuciones de dosis, perfil 1 , perfil 2 y perfil 5 para los canales R, G y B, respectivamente.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	$\sigma_{dif local}$	$Dif local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	$\sigma_{dif local}$	$Dif local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	$\sigma_{dif local}$
Devic	0.38	2.19	0.19	0.52	1.83	0.20	2.51	4.81	0.21
Single Hit	0.57	3.00	0.19	0.66	1.22	0.20	1.62	1.98	0.22
Gamma distributed	0.20	0.73	0.20	0.39	0.12	0.21	0.91	1.36	0.23
Universal	0.20	0.73	0.20	0.39	0.12	0.21	0.91	1.36	0.23

Tabla 4.24: Diferencias locales máxima y mínima calculadas a partir de la ecuación 4.5.2 para comparar la dosis normalizada de los modelos lineales con respecto a la película radiocrómica, en las mediciones de distribuciones de la película 3 en su perfil 1, perfil 2 y perfil 5 para cada uno de los canales R, G y B, respectivamente, también se muestra la desviación estándar de las diferencias locales.

Distribuciones de dosis, perfil 2, perfil 3 y perfil 4 para los canales R, G y B, respectivamente.									
Canales	Rojo			Verde			Azul		
Modelo	$Dif local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	$\sigma_{dif local}$	$Dif local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	$\sigma_{dif local}$	$Dif local_{m\acute{a}x}(\%)$	$Dif local_{m\acute{i}n}(\%)$	$\sigma_{dif local}$
Devic	0.48	2.43	0.14	0.38	1.76	0.17	1.04	4.85	0.17
Single Hit	0.68	3.51	0.14	0.55	1.45	0.17	0.63	2.07	0.17
Gamma distributed	0.29	1.02	0.15	0.38	0.05	0.17	0.46	1.35	0.17
Universal	0.29	1.02	0.15	0.38	0.05	0.17	0.46	1.35	0.17

Tabla 4.25: Diferencias locales máxima y mínima calculadas a partir de la ecuación 4.5.2 para comparar la dosis normalizada de los modelos lineales con respecto a la película radiocrómica, en las mediciones de distribuciones de la película 3 en su perfil 2, perfil 3 y perfil 4 para cada uno de los canales R, G y B, respectivamente, también se muestra la desviación estándar de las diferencias locales.

Capítulo 5

Discusión.

5.1. Modelos teóricos de respuesta.

Como se muestra en la sección de resultados para el primer modelo teórico de ajuste que se aplicó a la curva sensitométrica fue el polinomio que recomienda Bouchart et al 2009[27], como se muestra en la tabla 4.2 los valores de n oscilan entre 2 y 3 y en la literatura nos dicen que por lo general se encuentran polinomios de grado 2 o 3, habiendo así encontrado valores consistentes en el ajuste hecho en este trabajo. No sólo el grado del polinomio asegura un buen ajuste, es así como observando los valores obtenidos en la tabla 4.2, el estadístico χ^2 es aceptable. Recordemos que χ^2 es un estadístico que nos indica cuánto se espera que se desvíen los valores calculados con el modelo teórico con respecto a los experimentales. En el caso de este ajuste este valor (χ^2) se relaciona con la densidad óptica.

También se aplicaron los ajustes del modelo Single Hit, modelo de Percolación y función Universal a la curva sensitométrica. Recordemos que estos modelos explican la física del proceso que sufren estos sistemas de detectores de película tras el paso de un flujo de radiación siendo así desde el punto de vista físico ajustes realistas del fenómeno en comparación con el ajuste polinómico. La calidad de estos ajustes se puede observar a partir de los valores de χ^2 , de las tablas 4.3, 4.4 y 4.5. Se puede apreciar que el modelo teórico que presenta la mejor calidad de ajuste es la función Universal ya que sus valores de χ^2 son los más pequeños con respecto a los otros ajustes Se obtuvo para cada uno de los canales R, G, B $\chi^2 = 1.97 \times 10^{-4}$, $\chi^2 = 2.89 \times 10^{-4}$ y $\chi^2 = 3.08 \times 10^{-4}$, respectivamente.

5.2. Linealización.

En cuanto a las formas lineales, encontradas a partir de los modelos Single Hit, de Percolación y función Universal, todas presentan una dependencia con algún parámetro característico del modelo teórico de procedencia. Se explicó en la sección de resultados 4.4 que para generalizar que estos parámetros fueran consistentes para cada uno de los canales R, G, B, se realizó un promedio ponderado a partir de los resultados propios de la curva sensitométrica del presente trabajo y curvas sensitométricas en la literatura. Con esto se realizó un segundo ajuste para observar si estos valores promedio en los parámetros funcionaban para ajustar la curva sensitométrica.

Entonces, para la forma lineal del modelo Single Hit tenía dependencia con el parámetro a_1 y se encontró un valor promedio de 0.610 ± 0.009 . Dicho valor representa la densidad óptica de saturación de la película, el cual depende del área que tiene cada uno de estos centros activos y cuantos de estos centros activos (monómeros) por unidad de área se convierten en polímeros después de ser impactados por un haz de radiación. Se hallaron las nuevas curvas de ajuste con este valor promedio en la gráfica de la figura 4.4.1 a), a simple vista se aprecia un buen ajuste. La calidad en el ajuste la valida el estadístico χ^2 donde se encontró a partir de la tabla 4.4.1 para cada uno de los canales R, G, B: $\chi^2 = 6.703$, $\chi^2 = 0.007$ y $\chi^2 = 2.100$, respectivamente.

Luego se tienen las formas lineales del modelo de Percolación y la función Universal, se puede notar de la tabla 4.6 que los valores promedio encontrados en los parámetros son iguales y esto se debe a que son modelos equivalentes. Demostremoslo a partir de la ecuación 3.5.5 donde tenemos el modelo de Percolación (Gamma Distributed) en términos de la densidad óptica como variable independiente. Así se tiene que:

$$D = \left(\frac{a_2}{a_1 - OD_{neta}} \right)^{1/a_4} - a_3$$

Entendiendo el significado físico de cada parámetro se tiene que la densidad óptica de saturación corresponde a a_1 y $a_1 = a_2$, obteniendo:

$$D = \left(1 - \frac{OD_{neta}}{a_1} \right)^{-1/a_4} - a_3 \quad (5.2.1)$$

De la ecuación 5.2.1, tomando sólo el primer término, se encuentra la equivalencia de la forma lineal del modelo de Percolación con la forma lineal de la función Universal. Esto era de esperarse, ya que la función Universal resulta ser más exacta, recordemos que en el artículo de Martín-Viera et al 2015 [33] toman en consideración la dimensionalidad del sistema a partir de cómo limitan al

valor del exponente crítico de Fisher [38] en un intervalo de $3 > \tau \geq 2$, cosa que no hacen en la expresión gamma distributed (teoría de Percolación) que propone del Moral et al 2009[7].

Una vez entendido el porque se eligió el mismo valor de los parámetros de estos modelos teóricos, expliquemos el significado de estos. El parámetro $a_1 = A_X$ es la densidad óptica de saturación de la película pero, en comparación con el a_1 del modelo Single Hit, en la teoría de Percolación se toma en cuenta una dependencia más de este parámetro. Esta dependencia tiene que ver con el coeficiente de absorción molar de la película que depende del canal de lectura en un sistema RGB y del espectro de luz del escáner. Esto quiere decir que se tendrá un valor de densidad óptica de saturación para cada canal. Es por eso que se decidió encontrar un valor promedio que asegurara un buen ajuste para los tres canales en los que se presenta la curva sensitométrica, donde se encontró $a_1 = A_X = 1.689 \pm 0.004$.

Luego, el parámetro $a_4 = \vartheta = 0.228 \pm 0.003$ es un exponente crítico que se relaciona con el exponente crítico de Fisher, el cual explica la dimensionalidad del sistema. La relación de estos dos exponentes viene dada por:

$$\tau = 3 - \vartheta \quad (5.2.2)$$

La película radiocrómica en todas las generaciones del modelo EBT, tiene el mismo material sensible. Este material sensible es el poliacetileno que conforma los monómeros donde su tamaño varía de dimensión encontrándose en un intervalo entre 0.001 a $5 \mu m$, según Lewis et al 20 [38]. Esta variación en el tamaño de los monómeros obliga a que los fabricantes de películas radiocrómicas disuelvan primero sumerjan este material en un solvente este material para que se recristalice ¹ el sistema y se obtenga un material con estructuras de tamaño más homogéneas. Esto no se consigue del todo, es por esto que solo se consiguen reportar valores promedios del tamaño del monómero. En trabajos como los de Matrikova et al. 2008 [39] y Butson et al , 2005 [40], se han encontrado valores de 0.11 ± 0.06 y 0.007 ± 0.01 , respectivamente [7]. Todo esto trae como consecuencia que el haber elegido el valor de $a_4 = \vartheta = 0.228 \pm 0.003$, tenga un porque más sólido ya que al tener esta variabilidad en el tamaño de grano se encuentra un promedio de exponente crítico que funcione para el ajuste de cualquier curva sensitométrica en cualquier canal (en el sistema RGB). La elección de los valores promedio de estos parámetros se muestra en los resultados en las gráficas 4.4.1b) y 4.4.1 c), donde se tiene que al haber ajustado el modelo de Percolación y la función Universal con estos valores a_1 y a_4 tomados como constantes se encuentra calidad en el ajuste, ya que se encontraron valores de χ^2 para cada uno de los canales R, G, B $\chi^2 = 1.29 \times 10^{-3}$, $\chi^2 = 6.7 \times 10^{-4}$ y $\chi^2 = 9.06 \times 10^{-4}$.

Por otra parte, las gráficas que se muestran en las figuras 4.4.3, 4.4.4 y 4.4.5 son el resultado

¹Nueva cristalización de una sustancia cuyos cristales habían sido disueltos.

de las linealizaciones aplicada a la curva sensitométrica de la figura 4.2.1, curva obtenida de la caracterización de la película radiocrómica EBT3. Para medir la calidad de la linealización se ajustaron dos funciones a estas dispersiones. En primer lugar la ecuación de la recta con su ordenada al origen igualada a cero y en segundo lugar un polinomio, de la forma $y = ax^n$. Los resultados de cada uno de estos ajustes se presentan en la tabla 4.8. Para evaluar la calidad del ajuste en la ecuación de la recta se evaluó el valor del estadístico χ^2 y en el caso del polinomio se evaluó que el valor de n fuera igual o muy cercano a la unidad.

En los resultados se puede apreciar que la función ζ linealización de Devic et al 2012 [6] para el canal rojo en el ajuste de la ecuación de la recta se encontró un valor de $\chi^2 = 19.159$ cGy valor demasiado alto, lo cual indica poca calidad en el ajuste ya que, por cada valor encontrado de dosis absorbida habría un error de 19.15 cGy por valor de dosis. Esta falta de calidad en el ajuste en el canal rojo para ζ , linealización de Devic et al 2012 [6] estaba prevista porque él indica en su artículo que, para el canal rojo su forma funcional pierde linealidad por encima de los 100 cGy. En cuanto al canal verde para para ζ , linealización de Devic et al 2012 [6], se presenta un valor de $\chi^2 = 2.83$ cGy aceptable, ya que los valores de dosis que se consiguen a partir de la forma lineal ζ tan solo se desviarán 2.833 cGy. Luego, en el canal azul la forma lineal ζ , linealización de Devic et al 2012 [6], a pesar de que en el artículo atribuye calidad en el ajuste en este canal, se puede apreciar que al observar el valor del estadístico χ^2 se desvió 25.897 cGy.

En el ajuste de la recta hecho a la forma lineal η de Single Hit se obtienen estadísticos de χ^2 con valores de: 23.540, 7.181 y 21.245 cGy para los canales rojo, verde y azul, respectivamente. Al analizar estos valores se aprecia que no se obtuvo una buena linealización de modelo Single Hit, y no solo de observar el valor de χ^2 si no que al ver las gráficas de la figura 4.4.3, se nota cómo los puntos de dispersión para valores que se encuentran en un rango de dosis de 0 – 400 cGy no siguen un comportamiento lineal pero, en comparación con la forma ζ , linealización de Devic et al 2012 [6] se consigue linealidad para el canal rojo por encima de los 100 cGy .

Por el contrario a la forma lineal ζ de Devic y η de Single Hit, las formas lineales γ y φ del modelo de Percolación y la función Universal, respectivamente, muestran mejores resultados en comparación a los otros dos y linealizan en todo el rango de dosis utilizado en este trabajo (0 – 1000 cGy). De las tablas 4.8a), c) y e) se observa que los valores del estadístico χ^2 para el modelo de Percolación se obtuvo para cada uno de los canales R, G, B que $\chi^2 = 6.043$ cGy, $\chi^2 = 3.562$ cGy y $\chi^2 = 5.103$ cGy , respectivamente, asegurando una desviación más pequeña para los valores de dosis absorbida obtenidos de γ .

Igualmente de las tablas 4.8 a), c) y e) para la linealización de la función Universal se aprecian los valores de χ^2 y esta linealización al ser equivalente al modelo de Percolación se obtiene resultados casi iguales para el valor del estadístico χ^2 , así se obtuvo para cada uno de los canales

R, G , B que $\chi^2 = 4.264$ cGy, $\chi^2 = 3.218$ cGy y $\chi^2 = 5.199$ cGy, respectivamente, asegurando una desviación más pequeña para los valores de dosis absorbida obtenidos de φ , al igual que en la linealización γ .

Ahora bien, los ajustes hechos con el polinomio donde se esperaba que el valor de n fuera igual o lo más cercano a la unidad, en las tablas 4.8 b), d) y f) se muestra este valor para todos los canales y todos los modelos. Se encontró para la función ζ , linealización de Devic et al 2012 [6], un valor de n para cada uno de los canales R, G, B de: $n = 1.081 \pm 0.003$ difiriendo un 8.1 % de la unidad, $n = 1.099 \pm 0.006$ difiriendo un 9.9 % de la unidad y $n = 1.099 \pm 0.016$ difiriendo un 9.9 % de la unidad, respectivamente. También de las tablas 4.8 b), d) y f) se tienen los valores de n encontrados para la forma lineal η de Single- Hit, donde para cada uno de los canales R, G, B se obtuvo $n = 1.106 \pm 0.016$ difiriendo un 10.6 % de la unidad, $n = 1.049 \pm 0.016$ difiriendo un 4.9 % de la unidad y $n = 1.100 \pm 0.043$ difiriendo un 10 % de la unidad, respectivamente. Igualmente de las tablas 4.8 b), d) y f) se obtuvo el valor de n de las formas lineales γ y φ del modelo de Percolación y la función Universal, respectivamente. Para γ para cada uno de los canales R, G, B se obtuvo $n = 1.040 \pm 0.005$ difiriendo un 4 % de la unidad, $n = 0.975 \pm 0.007$ difiriendo un 2.5 % de la unidad y $n = 1.044 \pm 0.016$ difiriendo un 4.4 % de la unidad, respectivamente. Finalmente, para φ para cada uno de los canales R, G, B se obtuvo $n = 1.034 \pm 0.004$ difiriendo un 3.4 % de la unidad, $n = 0.977 \pm 0.006$ difiriendo un 2.3 % de la unidad y $n = 1.042 \pm 0.015$ difiriendo un 4.2 % de la unidad, respectivamente.

Por otra parte, para las linealizaciones hechas a curvas sensitométricas de la literatura se encontró a partir de la tabla 4.10, para el artículo de Borca et al 2013[5] donde el modelo de película radiocrómica es EBT3 el modelo lineal que ajustó mejor para el caso del valor estadístico χ^2 fue el modelo lineal de la función Universal para el canal rojo, se encontró un valor de $\chi^2 = 2.987$ cGy y el modelo de Devic et al 2012 [6] ajustó mejor en el caso del valor de n , donde se encontró $n = 1.002 \pm 0.009$, siendo muy cercano a la unidad con una diferencia de 0.2 %. En el canal verde ocurrió lo mismo para el valor de χ^2 el mejor ajuste fue el modelo lineal la función Universal con $\chi^2 = 15.890$ cGy y para el valor n el mejor ajuste fue del modelo lineal de Devic et al 2012 [6], se encontró un $n = 0.990 \pm 0.014$ difiriendo de la unidad en 1 %. Para el canal azul el mejor modelo lineal resultó ser el de la función Universal para χ^2 y n , así se obtuvo $\chi^2 = 28.248$ cGy y un $n = 1.067 \pm 0.016$, difiriendo un 6.7 % de la unidad. En el artículo de Sorriaux, et al 2013[36] donde el modelo de película radiocrómica es EBT3, en el canal rojo se obtuvo que el mejor ajuste lineal para el valor de χ^2 fue el del modelo lineal de Single Hit con un valor $\chi^2 = 2.37$ cGy, mientras que para el valor de n el mejor ajuste fue la función lineal de Devic et al 2012 [6] con un $n = 0.932 \pm 0.015$, difiriendo de la unidad un 6.8 %. En el canal verde se obtuvo un mejor ajuste con el modelo lineal Single Hit, se encontró un valor $\chi^2 = 3.197$ cGy y un $n = 0.956 \pm 0.017$,

difiendo un 4.4% de la unidad. En el canal azul el mejor ajuste en el valor χ^2 lo presentó la función lineal de Devic et al 2012 [6], obteniéndose un valor de $\chi^2 = 7.592$ cGy y el mejor ajuste del valor n fue el modelo lineal de la función Universal con $n = 0.998 \pm 0.017$, difiriendo un 0.2% de la unidad.

Ahora, para la tabla 4.11 se obtuvo que el artículo de Devic, et al 2009[24] donde el modelo de película radiocrómica es EBT, en el canal rojo, considerando el valor de χ^2 , el mejor ajuste fue el modelo lineal de la función Universal presentando un valor de $\chi^2 = 3.771$ cGy y considerando el valor de n el mejor ajuste lo presentó el modelo Single Hit con un valor de $n = 1.007 \pm 0.018$, difiriendo un 0.7% de la unidad, pero igual el valor de n del modelo lineal de la función Universal y el modelo de Percolación presentan una diferencia de 1.4% y 1.1% de la unidad, respectivamente, lo cual implica también un buen ajuste lineal. Después, para el canal verde se encontró que el mejor ajuste lineal fue para la función de Devic et al 2012 [6], con valores de $\chi^2 = 3.188$ cGy y $n = 0.935 \pm 0.018$, con un 6.5% de diferencia con respecto a la unidad. Luego, en el canal azul el mejor ajuste del valor χ^2 resultó ser la función lineal de Devic et al 2012 [6], que presentó un valor $\chi^2 = 21.613$ cGy, pero este valor no es muy alejado de lo que se obtienen en el modelo lineal de la función Universal difiriendo un 4.6% con respecto a Devic. Para el ajuste del valor de n el mejor resultó ser el de la forma lineal del modelo de Percolación con un $n = 1.006 \pm 0.038$, difiriendo un 0.6% de la unidad.

En el artículo de Fiandra, et al 2006[28] donde el modelo de película radiocrómica es EBT, en los canales rojo y verde los valores de ajuste χ^2 y n que presentaron mejores resultados fueron para las funciones lineales del modelo de Percolación y la función Universal. Así, en el canal rojo para el modelo de Percolación $\chi^2 = 25.853$ cGy y $n = 1.160 \pm 0.010$, difiriendo un 16% de la unidad y para la función Universal $\chi^2 = 25.850$ cGy y $n = 1.162 \pm 0.010$, difiriendo un 16.2% de la unidad. Finalmente para el canal verde el modelo de Percolación presento $\chi^2 = 2.703$ cGy y $n = 1.009 \pm 0.008$, difiriendo un 0.9% de la unidad y para la función Universal $\chi^2 = 2.698$ cGy y $n = 1.012 \pm 0.005$, difiriendo un 1.2% de la unidad.

Por otro lado, en la tabla 4.12 se muestran los resultados del artículo de Andrés, et al [37] donde el modelo de película radiocrómica es EBT2, para el canal rojo el mejor valor de ajuste χ^2 fue para la función lineal del modelo de Percolación presentando un $\chi^2 = 10.407$ cGy y luego el mejor valor de n resultó ser el de la función lineal de Devic et al 2012 [6] con un $n = 0.988 \pm 0.038$, difiriendo un 1.2% de la unidad. Para el canal verde el mejor valor de ajuste χ^2 y n fue la forma lineal de la función Universal con un $\chi^2 = 4.661$ cGy y $n = 0.979 \pm 0.020$, difiriendo un 2.1% de la unidad. Para el canal azul se obtuvieron valores malos para χ^2 y n , ya que la curva que se presenta en el artículo de Andrés, et al [37] el canal azul en regiones de dosis bajas (0 – 400 cGy)

no presenta tanta sensibilidad y la curva sensitométrica que presentan no tiene valores claros de densidad óptica en esas regiones lo que no permitió una buena digitalización de estos.

Una vez observando los resultados de ajuste de la curva sensitométrica del presente trabajo y las curvas sensitométricas encontradas en la literatura (estas últimas para diferentes modelos de película radiocrómica), se tiene que la función ζ , linealización de Devic et al 2012 [6], linealiza en las curvas sensitométricas presentadas en la sección 4.4 en especial para los canales verde y azul como indica Devic, también él indica en su artículo que, independientemente del modelo de escáner y película radiocrómica que se utilice esta forma lineal funciona. De ahí que se encontraron gran variedad de curvas sensitométricas y una de estas es el contraejemplo de que la linealización de la función ζ no funciona para todas como afirma Devic. Las funciones lineales de γ y φ tampoco funcionaron ya que el valor de dosis de saturación elegido en a_1 no es consistente con los valores de densidad óptica con lo que cuenta la curva sensitométrica de Todorovic et al 2006 [41], ya que esta sobrepasa dicho valor.

La curva sensitométrica es la del artículo de Todorovic et al 2006 [41], así en las gráficas de la figura 5.2.1 se muestra la curva sensitométrica con su correspondiente linealización hecha con la forma lineal ζ . El escáner que utilizan en el artículo de Todorovic et al 2006 [41] es de marca Scan Maker 8700 (Microtek, Hsinchu, Taiwan) y una película radiocrómica EBT prototipo B que cuenta con la misma capa sensible de todos los modelos de esta generación.

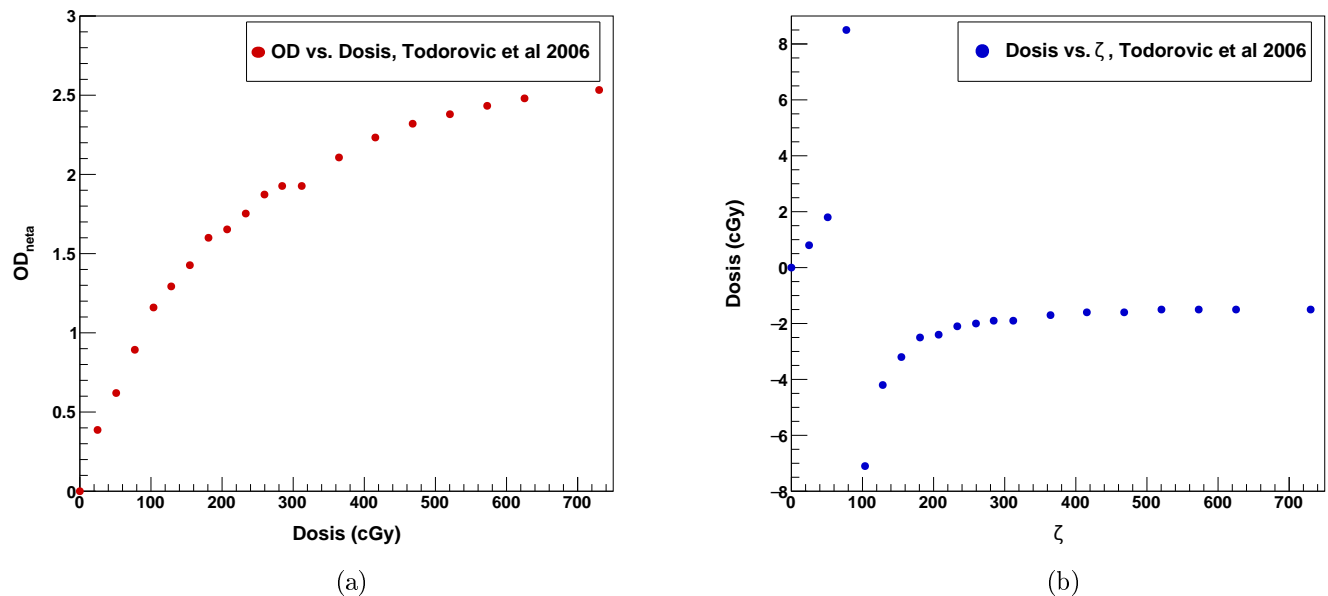


Figura 5.2.1: En a) Curva sensitométrica de Todorovic et al 2006 [41] y en b) linealización de la función ζ de Devic et al 2012 [6] aplicada a los valores de densidad óptica de la curva sensitométrica de Todorovic et al 2006 [41].

5.3. Aplicaciones.

En relación a la validación experimental donde se midieron las funciones dosimétricas OAR y PDD , tanto en los campos circulares de 4 y 20 mm y los campos de radiación de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $8 \times 8 \text{ cm}^2$ y $10 \times 10 \text{ cm}^2$, se puede observar la mayor consistencia en las mediciones de dosis relativas en los modelos de Percolacion (Gamma Distributed) y la función Universal.

Por lo tanto, se puede observar a partir de las tablas 4.14a y 4.14b las diferencias máxima y mínima y la desviación estándar de la variación de los perfiles encontradas en las regiones I y II del colimador circular de 4 mm y se muestran para cada uno de los canales rojo y verde. A continuación se muestran las diferencias más pequeñas de las mediciones de dosis relativas respecto al diodo, que resultaron ser las funciones lineales γ y φ^2 , así se obtuvo:

- En la región I del colimador circular de 4 mm se encontró que existe una diferencia máxima local de 2.90 % y 1.26 % para los canales rojo y verde, respectivamente. Mientras que para

²Se obtienen valores de diferencias máximos y mínimos iguales para estas funciones lineales ya que son completamente equivalentes.

las diferencias mínimas locales (con sentido negativo) se encontró un 5.63 % y 4.47 % para los canales rojo y verde, respectivamente.

- En la región II se encontró una diferencia máxima de 1.32 % y 5.04 % en los canales rojo y verde, respectivamente. Luego para las diferencias mínimas se obtuvo 6.47 % y 7.12 % en los canales rojo y verde, respectivamente.

Por otra parte, para el cono de 20 mm se puede observar en las tablas 4.16a y 4.16b las diferencias máxima y mínima y la desviación estándar de la variación de los perfiles encontradas en las regiones I y II de este colimador circular. Se pueden observar en estas tablas que las diferencias fueron muy altas para este perfil para todas las formas lineales, esto fue debido a que existió mucho ruido en el perfil medido con la película radiocrómica, se ve más claramente en el perfil del canal azul donde se nota un pico en el centro de la región I que se debe a partículas de polvo en la película.

De igual forma se encontró el valor del estadístico χ^2 en las tablas 4.13 y 4.15 para los colimadores de 4 y 20 mm respectivamente, donde los valores más bajos resultaron ser para los modelos de Percolación y Universal.

Con respecto a los perfiles de la función dosimétrica PDD en los tres campos de radiación se obtuvo a partir de las tablas 4.17, 4.18 y 4.19 las diferencias máxima y mínimas y las desviaciones estándar de las variaciones del perfil. Para esta función dosimétrica la región I es la que muestra más discrepancia en todas las funciones lineales para los tres campos de radiación. En la región II en los campos de radiación de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ y $10 \times 10 \text{ cm}^2$ las variaciones más pequeñas en los tres canales RGB corresponden a las funciones de linealización de γ y φ , luego para el campo de radiación de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ las variaciones más pequeñas fue para la función lineal η del modelo Single-Hit. En estas dos regiones, las mediciones de dosis absorbida varía, así para la región I se tienen valores de dosis altas mientras que en la región II existen valores de dosis bajas, lo cual significa que las funciones lineales γ y φ linealizaron mejor en dosis bajas.

Por otra parte se encontró el valor del estadístico χ^2 en las tablas 4.20, 4.21 y 4.22 para los campos de radiación de 4×4 , 8×8 y $10 \times 10 \text{ cm}^2$ respectivamente, donde los valores más bajos resultaron ser para los modelos de Percolación y Universal.

Ahora bien, los perfiles de las distribuciones de dosis de las figuras ?? y ?? se muestran en las figuras 4.5.13 y 4.5.14, respectivamente. Las diferencias máximas y mínimas y la desviación estándar de las variaciones del perfil se muestran en las tablas 4.24 y 4.25. Se observa que las variaciones más pequeñas son para las funciones lineales γ y φ . En esta ocasión, sólo se compararon las diferencias de dosis relativas entre las funciones lineales con respecto a las mediciones de la película

radiocrómica y no se separaron por regiones, ya que se trata de una distribución correspondiente a un tratamiento para un paciente en particular. También se calcularon los valores del estadístico χ^2 donde en las tablas 4.23a y 4.23b los valores más bajos son para las funciones lineales γ y φ en todas las distribuciones.

Para estos perfiles de las distribuciones de dosis en el canal azul existen perturbaciones en las mediciones de dosis, se observan oscilaciones en los puntos que constituyen al perfil. Esto es debido a que en este canal se puede encontrar información de la uniformidad de la capa activa de la película radiocrómica [42], y al no ser un material perfecto se observan estas faltas de uniformidad a partir de las oscilaciones en los valores dosis relativas. Este comportamiento se puede observar a partir de las diferencias encontradas para el canal azul, véanse tabla 4.24 y 4.25.

Capítulo 6

Conclusiones.

En este trabajo se propusieron tres formas lineales η , γ y φ que se aplicaron a la respuesta de la película radiocrómica modelo EBT3. Estas formas lineales fueron el modelo Single Hit, el modelo de Percolación y la función Universal, siendo las últimas dos completamente equivalentes y en comparación con ζ , la linealización de Devic et al. 2012 [6], dichos modelos se basan en primeros principios para describir lo que ocurre en el sistema de película radiocrómica tras el paso de radiación ionizante.

Los ajustes hechos en la curva sensitométrica de película radiocrómica modelo EBT3, curva que se caracterizó directamente en el presente trabajo, describieron perfectamente la respuesta de este detector. Por lo tanto, para el modelo que se tuvo mayor calidad en el ajuste fue para la función Universal, el cual surge de la teoría de Percolación. Ahora bien, resulta importante mencionar que a pesar de que el modelo Single Hit funciona para describir lo que ocurre a nivel microscópicos en los componentes cristalinos de la película radiocrómica, el hecho de no considerarse el variación el tamaño de los cristales (monómeros) hace que no describa completamente el fenómeno físico involucrado. Es por esto, que el modelo de Percolación hace una mejor descripción de la física del sistema, que involucra la interacción de un haz de radiación con un conjunto de monómeros de diferentes tamaños que componen la capa activa de la película radiocrómica.

Se evaluó la calidad de linealización a partir de los ajustes de la ecuación de la recta y el polinomio $y = x^n$. Las formas lineales que presentaron mayor calidad para ambos ajustes, en todo el rango dinámico (0 -100 cGy) y en todos los canales fueron γ y φ . La linealización de la función Universal φ presentó mayor calidad del ajuste con el valor estadístico χ^2 en el sistema RGB, valor que estima la dosis absorbida que se llegaría a desviar al usar la función φ , obteniendo que: $\chi^2 = 4.264$ cGy, $\chi^2 = 3.218$ cGy y $\chi^2 = 5.199$ cGy. Por otra parte, para el caso de evaluar el valor de n , ajuste del polinomio, se obtuvo que en φ para cada uno de los canales R, G, B:

$n = 1.034 \pm 0.004$ difiriendo un 3.4% de la unidad, $n = 0.977 \pm 0.006$ difiriendo un 2.3% de la unidad y $n = 1.042 \pm 0.015$ difiriendo un 4.2% de la unidad, respectivamente. Estas formas lineales tienen dependencia con dos parámetros característicos del modelo de Percolación, el primero a_1 se refiere a la densidad óptica de saturación del sistema y el segundo $\vartheta = a_4$ es un exponente crítico del sistema que se relaciona directamente con el exponente de Fisher, con el cual se conoce la dimensionalidad del sistema. Por otra parte para la forma lineal ζ (Devic et al. 2012 [6]) al aplicarla a los valores de densidad óptica de la curva sensitométrica no presento calidad en el ajuste en todos los canales (en el sistema RGB), en comparación a γ y φ .

En relación a los experimentos que se realizaron para medir las funciones dosimétricas OAR y PDD, se encontró consistencia con las medidas de dosis relativas correspondientes a las funciones de linealización con respecto a las medidas de dosis relativas del detector de referencia (diodo o cámara de ionización, véase la sección 4.5). También para los perfiles de distribuciones de dosis se encontró precisión en las mediciones de dosis relativas de las funciones lineales con respecto a las mediciones de la película radiocrómica modelo EBT3. Las diferencias más pequeñas encontradas en estas mediciones fueron para las funciones lineales γ y φ correspondientes al modelo de Percolación y función Universal, respectivamente. Por lo tanto estas formas lineales permiten reproducir mediciones hechas directamente con un detector de referencia, consiguiendo información precisa y exacta de mediciones de dosis relativa en campos de radiación ionizante.

Resaltemos dos puntos importantes de la linealización de respuesta para la película radiocrómica. En primer lugar Devic afirma en su artículo que su forma lineal ζ funciona independientemente del modelo de escáner y de película radiocrómica. Esto no sucede y queda demostrado a partir de la curva sensitométrica encontrada en el artículo de Todorovic et al. 2006 [41] y se puede observar en las gráficas de la figura 5.2.1. Como segundo punto a pesar de que la función Universal, basada en el modelo de Percolación, asegura universalidad en el valor del parámetro ϑ y se encuentra un valor de a_1 promedio, esto no asegura que para todas las curvas sensitométricas funcionen estas formas lineales. Todo esto hace que las funciones lineales γ y φ a pesar de linealizar perfectamente los datos de la curva sensitométrica del presente trabajo y curvas de la literatura presentadas en la sección 4.4, no se puede generalizar esta linealidad de γ y φ en todos los casos. Es por esto que, se recomienda usar el mismo protocolo de calibración del reporte AAPM TG-55 [26], usar escáneres similares a los modelos Epson Perfection V750 Pro y Expression 10000XL y elegir siempre la orientación Landscape, ya que si se elige la orientación Portrait el valor de densidad óptica de saturación no sería el mismo puesto que aumentaría y el valor de a_1 no tendría sentido usar el valor que se encontró en el presente trabajo.

En conclusión, el modelo lineal que propone Devic et al. 2012 [6] a pesar de funcionar y linealizar casi cualquier curva sensitométrica en los canales verde y azul no tiene un significado

físico-químico y solo es una función matemática que carece de significado. En cambio las formas lineales γ y φ correspondientes al modelo de Percolación y función Universal, respectivamente, cuentan con ϑ y a_1 parámetros con un significado físico característico del sistema de película radiocrómica, resultando así una mejor propuesta lineal.

Apéndice.

A. Normalización Gamma.

A partir de la ecuación 3.4.13 se calculó la integral con ayuda de la función gamma obteniéndose:

Función Gamma	
$\Gamma(t) = \int_0^{\infty} x^{t-1} e^{-x} dx$	
$\Rightarrow \int_0^{\infty} f(\sigma) d\sigma = \int_0^{\infty} k' \left(\frac{\sigma}{\epsilon}\right)^{-\tau} e^{-c(\sigma/\epsilon)} d\sigma$	(6.0.1)

A partir de un cambio de variable encontremos el valor de t y x para usar la función gamma.

$\Rightarrow t - 1 = -\tau \Rightarrow t = 1 - \tau$
$x = \frac{c\sigma}{\epsilon}, \quad \sigma = \frac{x\epsilon}{c} \Rightarrow dx = \frac{d\sigma c}{\epsilon} \Rightarrow d\sigma = dx \frac{\epsilon}{c}$

Sustituyendo x, y t en la ecuación 6.0.1 obtenemos:

$$\Rightarrow \int_0^{\infty} f(\sigma) d\sigma = k' \int_0^{\infty} \left(\frac{\sigma}{\epsilon}\right)^{-\tau} e^{-x} d\left(\frac{c\sigma}{\epsilon}\right) \frac{\epsilon}{c} \quad (6.0.2)$$

Reagrupando términos se tiene que:

$$\int_0^{\infty} f(\sigma) d\sigma = k' \frac{\epsilon}{c^{1-\tau}} \int_0^{\infty} x^{-\tau} e^{-x} dx \quad (6.0.3)$$
$$\Rightarrow \int_0^{\infty} x^{-\tau} e^{-x} dx = \Gamma(1 - \tau)$$

$$\Rightarrow \int_0^{\infty} f(\sigma) d\sigma = k' \frac{\epsilon}{c^{1-\tau}} \Gamma(1-\tau) \quad (6.0.4)$$

Así la constante de normalización k' queda como:

$$k' = \frac{c^{1-\tau}}{\epsilon \Gamma(1-\tau)}$$

Bibliografía

- [1] Podgorsak E. Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students, IAEA, Viena. 2005.
- [2] Arráns R, Miras, et al. Dosimetría con películas radiocrómicas Radiochromic film dosimetry, Rev Fis Med 2009; 10(2):8
- [3] <http://teaching.shu.ac.uk/hwb/chemistry/tutorials/molspec/beers1.htm>
- [4] Zhu, X. R. Yoo, et al. Characteristics of sensitometric curves of radiographic films, Medical Physics, 2003;30(5), 912.
- [5] Borca V, Pasquino M, Russo G, et al. Dosimetric characterization and use of GAFCHROMIC EBT3 film for IMRT dose verification, 2013, 14(2):158-171.
- [6] Devic S, Tomic N, et al. Linealization of dose curve of the radiochromic film dosimetry system, Medical Physics 2012;39(8), 4850.
- [7] del Moral F, Vázquez J, et al. From the limits of the classical model of sensitometric curves to a realistic model based on the percolation theory for GafChromic™ EBT films, Medical Physics, 2009, 36(9):4015.
- [8] Cember Herman, Introduction to Health Physics, 3° ed. McGraw-Hill, USA, 1996
- [9] Attix, Frank Herbert. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. WILEY-VCH, USA, 2004. pp 20-32.
- [10] Khan Faiz M. The Physics of Radiation Therapy, 3°ed. LIPPINCOTT WILLIAMS & WILKINS, USA, 2003.
- [11] Krumeich, F. Properties of Electrons, their Interactions with Matter and Applications in Electron Microscopy, Laboratory of Inorganic Chemistry, ETH Zurich, Vladimir-Prelog-Weg 1,8093 Zurich, Switzerland.

- [12] ICRU (2011). ICRU Report No. 85. Fundamental quantities and units for ionizing radiation. Reino Unido: Oxford University Press.
- [13] Leroy C y Rancoita PG. Principles of Radiation Interaction in matter and detection, 2° ed. World Scientific, EUA, 2009, pp 85-118.
- [14] Stabin, Michael G. Radiation protection and dosimetry. An Introduction to Health Physics. Springer, USA, NY, 2007. pp 49-68.
- [15] Bushberg JT, Seibert JA, Leidholdt EM, Boone JM. The Essential Physics of Medical Imaging, 2° ed. LIPPINCOTT WILLIAMS & WILKINS, USA, 2002.
- [16] Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement, 3° ed. Wiley, New York, 1989.
- [17] Martin, James E. Physics for Radiation Protection A Handbook, WILEY-VC, USA, 2006.
- [18] Haus A.G. Advances in Film Processing Systems Technology and Quality Control in Medical Imaging Medical Physics, Madison, WI, 2001.
- [19] Cheng C. W. y Das I.J. Dosimetry of high energy photon and electron beams with CEA films, Medical Physics, 1996, 23, 1225-1231.
- [20] Pai S, Das I, Dempsey J, et al. TG-69: Radiographic film for megavoltage beam dosimetry, Medical Physics, 2007, 34(6):2228-2258.
- [21] Blakwell C, Coursey B, Gall K, et al. Radiochromic film dosimetry: Recommendations of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group 55, Medical Physics, 1998, 25(63):2093-2115.
- [22] Devic S, Seuntjens J, Sham E, et al. Precise radiochromic film dosimetry using a flat-bed document scanner, Medical Physics, 2005, 32(7):2245-2253.
- [23] Lewis D, (20 de Octubre de 2010). Recuperado el 2 de Junio de 2015, de <http://www.ashland.com/Ashland/Static/Documents/ASI/Advanced%20Materials/lewis-radiochromic-film.pdf>
- [24] Devic SI, Tomic N, Soares C, et al. Optimizing the dynamic range extension of a radiochromic film dosimetry system, Medical Physics, 2009, 36(2): 426.
- [25] Andrés C, del Castillo A, et al. A comprehensive study of the Gafchromic EBT 2 radiochromic film. A comparison with EBT, Medical Physics, 2010, 37(12):6271.

- [26] Almond P. R., Biggs P. J, et al. AAPM's TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams. *Medical Physics*, 26(9):1847–1870, 1999.
- [27] Bouchard H, Lacroix F, Beaudoin et al. On the characterization and uncertainty analysis of radiochromic film dosimetry, *Medical Physics* 2009;36(6):1931
- [28] Fiandra C, Ricardi U, et al. Clinical use of EBT model Gafchromic™ film in radiotherapy. *Medical Physics*. 2006; 33(11): 4314-4319.
- [29] García Hernández D. Desempeño de dosímetros de película para la caracterización de haces de fotones de alta energía usados en radiocirugía estereotáctica. (Tesis de Maestría: Física Médica) Universidad Nacional Autónoma de México, Instituto de Física.
- [30] Devic S, Weng YZ, et al. Sensitivity of lineal CCD array based film scanners used for film dosimetry. *Medical Physics*, 2006; 33: 3993
- [31] Rasband, W.S., ImageJ, U. S. National Institutes of Health, Bethesda, Maryland, EUA, <http://imagej.nih.gov/ij/>, 1997-2015.
- [32] Zhu, X. R. Yoo, et al. Characteristics of sensitometric curves of radiographic films, *Medical Physics*, 2003;30(5), 912.
- [33] Martín-Viera Cueto J. A, Parra Osorio V, et al. A universal dose-response curve for radiochromic films, *Medical Physics* , 2015,42,1,221-31.
- [34] Bevington P. R. y Robinson D. K. *Data reduction and error analysis for the physical science*. McGraw-Hill, Boston, Ma, 3rd edition, 2003.
- [35] Rene Brun, Fons Rademakers. ROOT- An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Septiembre de 1996, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A* 389 (1997) 81-86. Disponible en :<http://root.cern.ch/>
- [36] Sorriaux J, Kacperek S, et al. Evaluation of Gafchromic EBT3 films characteristics in therapy photon, electron and proton beams. *Physica Medica*. 2013; 29(6): 599-606.
- [37] Andrés C, del Castillo A, et al. A comprehensive study of the Grachromic EBT2 radiochromic film. A comparison with EBT. *Medical Physics*. 2010; 37(12): 6271-6278.
- [38] Lewis D. *Process multicolor imaging*. Report No.WO/1987/001825 (WIPO, Geneva, 1987). pp-9.
- [39] Martišíková M, Ackermann B y Oliver J. Analysis of uncertainties in Gafchromic EBT film dosimetry of photon beams. *Medical Physics Biology*. 2008; 53: 7013–7027.

- [40] Butson M, Cheung, T, et al. Absorption spectra variations of EBT radiochromic film from radiation exposure. *Medical Physics Biology*, 2005; 50: N135–N140.
- [41] Todorovic M, Fischer M, et al. Evaluation of GafChromic EBT prototype B for external beam dose verification. *Medical Physics*, 2006; 33(5):1321-8
- [42] Micke A, Lewis D, et al. Multichannel film dosimetry with nonuniformity correction. *Medical Physics*. 2011; 38(5): 2523-2534.
- [43] Rickards Jorge. *Las Radiaciones II, La ciencia para todos No.92*, FCE, 2000.
- [44] Ortega Xavier, Jaume Jorba. *Radiaciones ionizantes. Utilizaciones y riesgos I*, Ediciones UPC, 2000.
- [45] Soares, C. 2009 AAPM Summer School. Clinical dosimetry measurements in radiotherapy. Recuperado el 24 de Mayo de 2015, de Radiochromic film: <http://www.aapm.org/meetingd/09SS/documents/23Soares-RadiochromicFilm.pdf>.
- [46] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>