

Desarrollo de un programa de lectura y
análisis de películas radiocrómicas para control
de calidad dosimétrico en radioterapia

Universidad de los Andes



Carlos Daniel Contreras Quiroz

Director: Carlos Ávila

Coodirectora: Juliana Sandoval

Coodirector: Jaider Vasquez

24 de noviembre de 2020

Resumen

Abstract

Agradecimientos

Índice general

1. Introducción	1
2. Marco Teórico	2
2.1. Medidas de radiación ionizante	4
2.2. Interacción radiación y partículas cargadas con materia	6
2.2.1. Interacción radiación materia	6
2.2.2. Interacción de partículas cargadas	13
2.3. Aceleradores lineales y radioterapia	15
2.3.1. Linalc	15
2.3.2. Procedimientos en radioterapia	17
2.4. Principios de dosimetría	17
2.4.1. Cámaras de ionización	17
2.4.2. Dosimetría con películas	17
2.5. Películas radiocrómicas(Estado del arte)	17
3. Procedimiento de calibración	30
3.1. Procedimiento de Irradiación	30
3.2. Particularidades de escaneo y tratamiento	32
3.3. Calibraciones	37
4. Mapas de dosis y comparaciones	40
4.1. Mapas de dosis	40
4.2. Análisis Γ	42
5. Conclusiones	47

Índice de figuras

2.1. Dispersión elástica	8
2.2. Dispersión no elástica- Efecto Compton	9
2.3. Efecto fotoeléctrico	11
2.4. Producción de pares	12
2.5. Acelerador lineal típico usado en radioterapia [1]	16
2.6. Estructuras de películas radiocrómicas de diferentes modelos. Tomada de [2]	19
2.7. Polimerización de diacetilenos	20
2.8. Espectro de absorción de película EBT3. Tomada de [2]	21
2.9. Esquema de funcionamiento de escáner. Tomada de [2]	22
2.10. Película EBT2 antes y después de irradiación	24
2.11. Curva de respuesta de película EBT2	25
2.12. Curvas de calibración y respuesta	26
2.13. Ilustración del efecto de escaneo lateral para el canal rojo . . .	28
3.1. Alineación de la película con isocentro	31
3.2. Montaje para determinación de dosis	32
3.3. Comparación de ruido entre uso de 8 y 16 bits por canal de color	33
3.4. Píxeles dañados del escáner	34
3.5. Dependencia de la posición	35
3.6. Separación de parte dependiente de dosis	35
3.7. Efecto de diversos filtros	36
3.8. Efecto de la orientación de la película respecto al escáner . . .	37
3.9. Efecto de la posición de escaneo en las curvas	38
3.10. Curva de calibración sin sesgo	38
4.1. Película EBT3 irradiada con plan de pirámide	41
4.2. Mapa de dosis calculado experimental y computacionalmente	41

4.3.	Perfiles de dosis en diferentes planos	41
4.4.	Histogramas de dosis para plan piramide	42
4.5.	Curvas de isodosi para plan piramide	42
4.6.	Plan de tratamiento de mama escaneado	43
4.7.	Mapa de dosis para plan de mama	43
4.8.	Curvas de isodosi para plan piramide	43
4.9.	Curvas de isodosi para plan piramide	44
4.10.	Sigificado geométrico del test gamma	45
4.11.	Análisis Γ para plan piramide	46
4.12.	Análisis Γ para plan de tratamiento de mama	46

Capítulo 1

Introducción

Aquí va una motivación del trabajo. Necesidad de verificación dosimétrica
<https://www.nytimes.com/2010/01/24/health/24radiation.html>

Capítulo 2

Marco Teórico

La radiación ionizante es una herramienta moderna fundamental en el diagnóstico y tratamiento de varias patologías. Su uso en medicina data desde la década de 1890, época en la que Roentgen reportó el descubrimiento de los rayos X y su capacidad de generar una imagen de los tejidos humanos internos de una forma efectiva, pero insegura por el desconocimiento parcial de los fenómenos involucrados. Gracias al desarrollo de la física detrás de estos fenómenos radiativos y al estudio de sus efectos sobre tejidos biológicos, se han logrado refinar estas herramientas para aplicaciones más sofisticadas como la radioterapia.

La eficiencia de estas herramientas en el diagnóstico y tratamiento de enfermedades puede verse opacada por los grandes riesgos que se presentan cuando esta radiación no se aplica de manera segura. Por lo tanto, se hace necesario garantizar la seguridad en el uso de estos procedimientos, para lo cual es imprescindible la comprensión de los fenómenos físicos involucrados. Con este entendimiento es posible establecer protocolos de entrega de radiación y verificación de la misma que aseguren la máxima protección para todos los seres vivos que interactúan con ella. A continuación se expondrá un resumen de la teoría involucrada en estos procesos, así como algunos de los métodos que se usan en la actualidad para los propósitos antes mencionados.

La radiación ionizante se refiere a aquellos haces de partículas con la capacidad de excitar o ionizar los átomos de la materia con la que interactúa. Para lograr este efecto se requieren energías de por lo menos 25 eV, que es la energía promedio con la cual están ligados al átomo los electrones en la capa

de valencia. Por lo tanto, para que cierto haz de radiación electromagnética sea ionizante, este debe tener una longitud de onda no mayor a 320 nm, aproximadamente.

Los principales tipos de radiaciones ionizantes son los *rayos X*, *rayos γ* , haces de electrones libres, haces de neutrones y haces de partículas pesadas. Estos se pueden caracterizar por el tipo de partículas que son las portadoras de la energía y tienen propiedades particulares en cuanto a su poder de penetración.

Los rayos X y rayos γ son radiación cuya energía es transportada por fotones. Los rayos X son radiación electromagnética emitida por partículas cargadas en transiciones atómicas, en cuyo caso se denominan rayos X característicos, o en procesos de Bremsstrahlung, en donde una partícula cargada es desacelerada por un campo columbiano de otra partícula cargada, por lo general tienen energías de entre 0.1 KeV hasta varios MeV dependiendo del proceso de generación. Los rayos γ son radiación electromagnética producida por núcleos atómicos en un proceso de decaimiento radiactivo o procesos de aniquilación materia anti-materia, su magnitud de energía generalmente está en el rango de MeV.

En los tipos restantes de radiación ionizante, la energía es transportada por partículas con masa. En el caso de electrones, estos pueden ser producidos en un proceso nuclear, en cuyo caso se denominan rayos β o en colisiones de partículas cargadas, en cuyo caso se denominan rayos δ . Este tipo de haces pueden ser generados en aceleradores lineales (*linacs*) para múltiples propósitos. Los haces de partículas pesadas son por lo general obtenidos en procesos de aceleración en campos columbianos o como decaimiento radiactivo, en tal caso la energía es transportada por núcleos atómicos pesados, como los rayos α . Finalmente, los haces de neutrones son haces en los que la energía es transportada por estas partículas sin carga emitidas en procesos nucleares.

Todos estos tipos de radiación interactúan con la materia ionizándola, sin embargo, lo hacen de diferentes maneras. Se dice que un haz de radiación es de ionización directa si la energía que se imprime a la materia se transmite directamente mediante interacciones columbianas en la trayectoria de la partícula, como en el caso de los haces de partículas cargadas. Por otro lado, se dice que un haz de radiación es indirectamente ionizante si la energía se

transmite a las partículas cargadas del medio mediante otro tipo de procesos que serán discutidos posteriormente, como es el caso de los rayos X y rayos γ , que transmiten su energía mediante tres procesos principales, el efecto fotoeléctrico, el efecto compton y la producción de pares.

2.1. Medidas de radiación ionizante

Teniendo en cuenta que la radiación ionizante es particularmente peligrosa en tejidos biológicos cuando no se tiene suficiente control sobre ella, es necesario desarrollar un sistema de medida que permita describir cuantitativamente los efectos en la que un haz con cierta energía interactúa con la materia que atraviesa.

En primer lugar, es posible caracterizar un haz con su *fluencia de partículas*, denotada por Φ , que se define como la cantidad diferencial dada por el cociente dN por da , donde dN es la cantidad esperada de partículas del haz que atraviesan una esfera imaginaria de sección transversal da .

$$\Phi = \frac{dN}{da}. \quad (2.1)$$

Con esta cantidad se puede definir la *densidad de flujo*, denotada por ϕ como la fluencia de partículas Φ por unidad de tiempo

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2.2)$$

Además, se define la *fluencia de energía*, denotada por Ψ , como el valor esperado de energía de todas las partículas del haz que atraviesan una esfera imaginaria de sección transversal da .

$$\Psi = \frac{dE}{da}, \quad (2.3)$$

y con esta se define la densidad de flujo de energía, denotada como ψ , como la fluencia de energía por unidad de tiempo

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt}. \quad (2.4)$$

Por otro lado, es posible establecer unidades de medida para cuantificar la interacción de un haz con la materia. Las principales unidades de medida se presentan a continuación

Kerma(K)

Se define como la cantidad de energía cinética inicial de las partículas cargadas (electrones o positrones) que son liberadas por partículas sin carga (fotones) por unidad de masa

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}, \quad (2.5)$$

el kerma tiene unidades de J/Kg , denominada también Gray (Gy), ($1J/Kg = 1Gy$). En el caso de un haz de fotones, es posible relacionar el kerma con la fluencia de energía mediante el *coeficiente másico de transferencia de energía*, denotado por $(\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$, que es característico para cada material y la energía del haz, así

$$K = \Psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z}, \quad (2.6)$$

donde μ_{tr} es el *coeficiente lineal de transferencia de energía*, con unidades m^{-1} y ρ es la densidad del material.

Dosis Absorbida(D)

La *dosis absorbida*(D) se define como el valor esperado de energía impartida en cierto material por unidad de masa

$$D = \frac{d\epsilon}{dm}, \quad (2.7)$$

la cual también tiene unidades de Gray(Gy).

Dosis equivalente(H)

La *dosis equivalente*(H) se usa para incluir en la mediada los efectos que tiene la radiación sobre cierto tipo específico de tejido, mediante la inclusión de un factor de calidad Q

$$H = Q \cdot D \quad (2.8)$$

, esta tiene unidades de Sievert(Sv), que tiene la misma unidades dimensionales que el Gray.

Exposición(X)

La *exposición*(X) se define como el valor absoluto de la carga de un signo producida cuando todos los electrones liberados por fotones en procesos de ionización son detenidos completamente en aire por unidad de masa

$$Q = \frac{dX}{dm}, \quad (2.9)$$

y tiene unidades de C/Kg .

2.2. Interacción radiación y partículas cargadas con materia

2.2.1. Interacción radiación materia

Ahora, una vez determinadas las unidades con las que se medirá la radiación absorbida, es necesario establecer los mecanismos mediante los cuales esta interactúa con la materia y deposita energía en ella. Por lo tanto, a continuación se expondrán los procesos en los cuales los fotones depositan energía en los átomos y se presentará una manera de cuantificar este proceso numéricamente.

Una partícula de un haz de radiación sin carga tiene alta probabilidad de pasar por una lámina delgada de algún materia sin perder energía, mientras que un haz de partículas cargadas probablemente pierda parte o la totalidad de su energía. Ambos procesos hacen parte importante del proceso de transmisión de energía a la materia por parte de un haz de radiación. En esta sección estudiaremos los procesos directos en los que los fotones depositan energía.

Atenuación exponencial(X)

Consideremos un haz mono-energético de partículas sin carga que incide perpendicularmente en la superficie de un material de espesor L . Si inicialmente

existen N_0 partículas en el haz, después de atravesar el material alguna proporción de estos habrá sido absorbida en alguna de las diversas interacciones que pueden ocurrir con las partículas cargadas en el medio. En una primera aproximación, consideramos el caso ideal en que ninguna radiación secundaria es producida, es decir, las partículas del haz o bien son absorbidas completamente, o bien pasan a través sin perder nada de su energía.

Para dar cuenta de este efecto de absorción general mediante diferentes mecanismos, se propone el modelo de atenuación exponencial, en el que se modela el cambio en el número de partículas en el haz dN mediante la relación

$$dN = -\mu N dl, \quad (2.10)$$

donde μ es denominado el *coeficiente de atenuación lineal* y está asociado a la probabilidad de que una partícula del haz sea absorbida en su trayecto por una distancia dl . Además, si esta cantidad se divide por la densidad ρ del medio de atenuación, se obtiene el coeficiente másico de atenuación μ/ρ .

Integrando esta relación entre 0 y el espesor L del material, obtenemos la relación

$$N = N_0 e^{-\mu L}, \quad (2.11)$$

que es denominada la ley de atenuación exponencial, que da cuenta del número de partículas que no fueron absorbidas por el medio en su recorrido por el material de espesor L .

Para determinar este coeficiente asociado a la probabilidad de absorción, es necesario estudiar los mecanismos principales en los que se transfiere o deposita energía de un haz de partículas sin carga. En el contexto de radioterapia, existen tres principales mecanismos de transmisión de energía de fotones a partículas con masa. A continuación se relacionan estos y una descripción de cómo modifican este coeficiente de atenuación.

Dispersión elástica e inelástica

Los procesos de dispersión se dan cuando un fotón incidente con cierta energía interactúa directamente con el átomo y no es absorbido por este. Existen dos tipos de dispersión, la primera es la dispersión elástica o de Rayleigh, en la

cual el fotón es dispersado elásticamente, es decir, con un traspaso esencialmente nulo de energía al átomo, solo es redireccionado un ángulo pequeño respecto a la dirección de incidencia. Una representación de este proceso se puede ver en la figura 2.1.

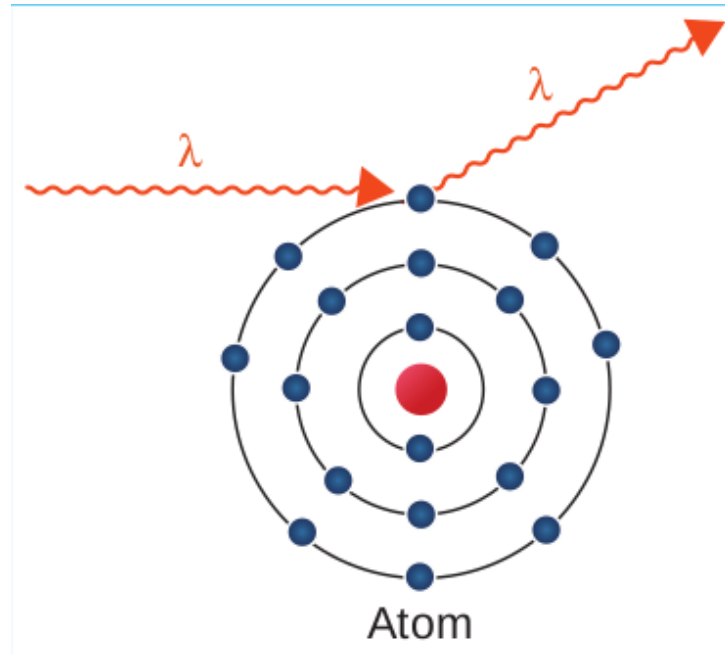


Figura 2.1: Dispersión elástica

En este caso, el átomo se mueve solo lo suficiente para conservar el momento lineal. Por lo tanto, la contribución a la energía depositada por este proceso es despreciable. La contribución de este proceso al coeficiente másico de atenuación es despreciable a energías superiores a $10keV$, que es mucho menor al rango de energía usado en radioterapia, por lo que no será tenido en cuenta.

Por otro lado, el segundo tipo de dispersión es el denominado *efecto Compton*. En este, un fotón incidente en un átomo interactúa de forma no elástica con un electrón, que se asume libre y estacionario, impartiendo cierta energía en él. Para que este proceso suceda, la energía de ligadura del electrón al átomo debe ser mucho menor a la energía del fotón incidente. Este proceso se ve ilustrado en la figura 2.2.

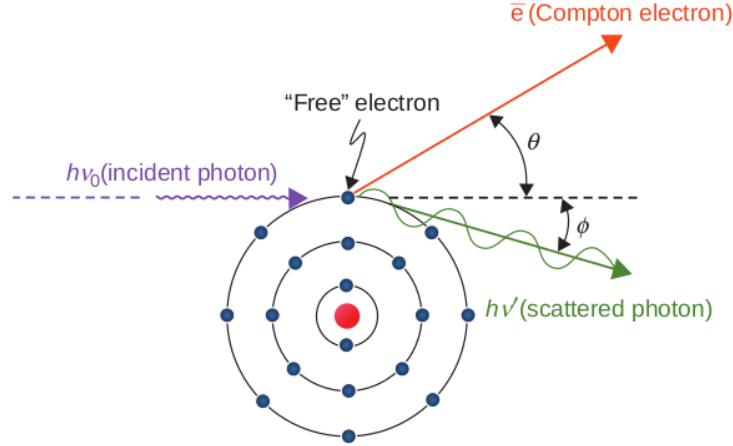


Figura 2.2: Dispersión no elástica- Efecto Compton

En este proceso, el electrón es desligado del átomo y obtiene cierto momento en dirección θ con respecto a la dirección del fotón incidente. De la misma manera, el fotón es dispersado un ángulo ϕ .

Este mecanismo puede ser estudiado desde la cinemática de la colisión de dos partículas relativistas. A partir de la conservación de energía y momento, es posible deducir las condiciones

$$E = h\nu_0 \frac{\alpha(1 - \cos \phi)}{1 + \alpha(1 - \cos \phi)}, \quad (2.12)$$

$$h\nu' = h\nu_0 = \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \phi)}, \quad (2.13)$$

$$\cot \theta = (1 + \alpha) \tan \phi/2, \quad (2.14)$$

donde $h\nu_0$ es la energía del fotón incidente, $h\nu'$ es la energía del fotón dispersado, E es la energía del electrón liberado y $\alpha = h\nu_0/m_0c^2$ con m_0 la masa en reposo del electrón.

Ahora, la probabilidad de que suceda un evento de este tipo puede calcularse mediante la sección eficaz del proceso. Esta viene dada por la fórmula de

Klein-Nishina, que expresa que la sección eficaz diferencial para este proceso viene dada por

$$\frac{d_e\sigma}{d\Omega_p} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \phi \right), \quad (2.15)$$

donde $r_0 = e^2/m_0c^2$ es el radio clásico del electrón.

La sección eficaz total por electrón bajo el modelo de Klein-Nishina se puede obtener integrando la ecuación (2.15) sobre los posibles ángulos de dispersión del fotón, así

$$\begin{aligned} {}_e\sigma &= 2\pi \int_{\phi=0}^{\pi} \frac{d_e\sigma}{d\Omega_\phi} \sin \phi d\phi \\ &= 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

donde $\alpha = h\nu/m_0c^2$.

Esta sección eficaz total por electrón es independiente del número atómico(Z) del material con el que la radiación está interactuando,

$${}_e\sigma \propto Z^0, \quad (2.17)$$

dado que no se está considerando que el electrón esté ligado al núcleo. De esta manera, la sección eficaz total por átomo con número atómico Z , viene dada por

$${}_a\sigma = Z \cdot {}_e\sigma, \quad (2.18)$$

y en consecuencia, el coeficiente de atenuación másico asociado al efecto Compton viene dado por

$$\frac{\sigma_c}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} {}_e\sigma, \quad (2.19)$$

donde N_A es el número de Avogadro, A es el peso molecular de los átomos del material y ρ su densidad.

Efecto Fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es el fenómeno en el cual un fotón incidente de radiación es absorbido por un átomo, y en consecuencia un electrón es liberado de este. En este proceso, toda la energía del fotón incidente $h\nu$ es transferida al electrón, que al final del proceso habrá adquirido una energía cinética de $T = h\nu - E_b$, donde E_b es la energía de enlace del electrón al átomo. En este fenómeno es necesaria la presencia del núcleo atómico para lograr una conservación de momentos en el proceso.

Además del electrón liberado de la ligadura con el átomo, otros efectos secundarios pueden surgir a partir de esta interacción. Cuando el electrón es expulsado del átomo, éste deja un espacio libre que puede ocupar un electrón de una capa superior, y en este proceso de transición se producen rayos X característicos. También, esta energía liberada por la transición atómica puede ser absorbida por otro electrón en un nivel energético superior, lo que provoca que éste también sea liberado, en cuyo caso se denomina un *electrón Auger*. Este proceso se ilustra en la figura 2.3

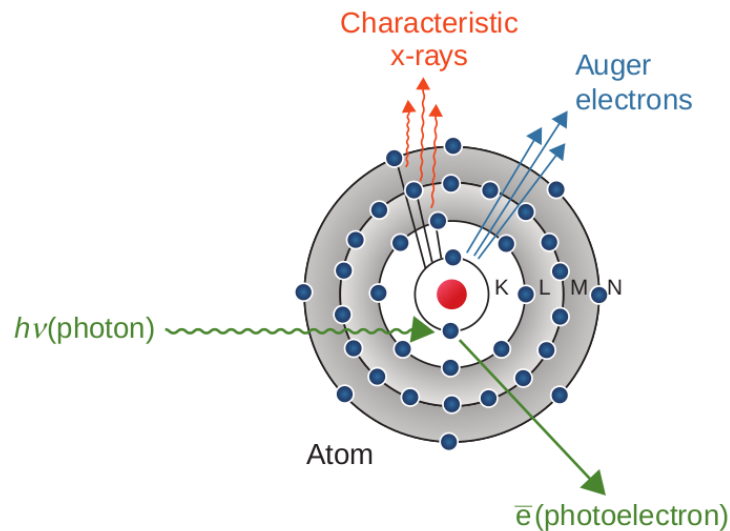


Figura 2.3: Efecto fotoeléctrico

La probabilidad de que la interacción de efecto fotoeléctrico ocurra depende del número atómico del material y de la energía del fotón incidente. Es posible describir aproximadamente su efecto sobre el coeficiente de atenuación

mediante la sección eficaz por interacción

$$\frac{\tau}{\rho} \propto \frac{Z^n}{E^m}, \quad (2.20)$$

donde Z es el número atómico del material, E es la energía del fotón incidente, y n y m son números dependientes de la energía. Particularmente, $n \approx 4$ a 0.1MeV aumentando gradualmente a $n \approx 4.6$ a 3MeV y $m \approx 3$ a 0.1MeV decreciendo a $m \approx 1$ a 5MeV .

Producción de pares

Finalmente, si la energía de los fotones es superior a 1.02MeV se puede producir interacción por producción de pares. En este proceso el fotón incidente interactúa con el campo electromagnético producido por el núcleo, produciéndose un par electrón-positrón. Para que este proceso suceda es necesario que el electrón tenga como mínimo la energía en reposo de dos electrones, que es de 0.51MeV . En este caso tenemos como ecuación de conservación de energía

$$E = 2m_0c^2 + T^+ + T^-, \quad (2.21)$$

donde T^+ es la energía del positrón y T^- es la energía del electrón.

Este proceso se ilustra en la figura 2.4.

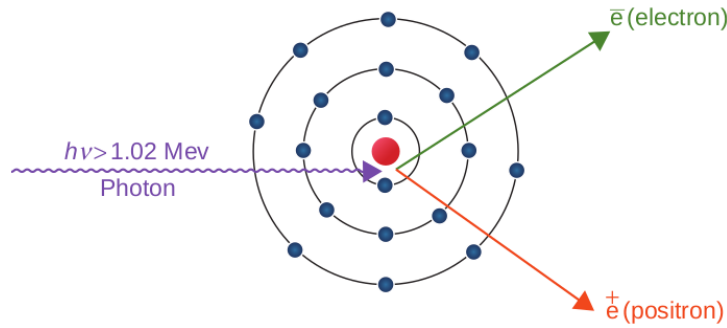


Figura 2.4: Producción de pares

La probabilidad de que este suceso ocurra puede cuantificarse mediante la

sección eficaz diferencial de Bethe y Heitler, que predice

$$d_p\kappa = \frac{\sigma_0 Z^2 P}{h\nu - 2m_0c^2} dT^+, \quad (2.22)$$

denotando por $\sigma_0 = r_0^2/137$ y P una función de E y Z , con lo cual la sección eficaz por átomo se calcula como

$$_p\kappa = \sigma_0 Z^2 \overline{P}, \quad (2.23)$$

donde \overline{P} es el promedio de la función P sobre el intervalo de energía estudiado.

De esta manera, este proceso contribuye en el coeficiente de atenuación másico como

$$\frac{\kappa}{\rho} = {}_p\kappa \frac{N_A}{A}. \quad (2.24)$$

Juntando todas las contribuciones por los diferentes procesos de interacción se obtiene un coeficiente de atenuación másico total μ/ρ

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho}, \quad (2.25)$$

que describe la capacidad de atenuación de determinado material ante la radiación. Las interacciones más importantes de la radiación con agua en el régimen de energías de la radioterapia son las dispersiones Compton, seguidas de las contribuciones por producción de pares y finalmente, con un aporte bajo, las interacciones por efecto fotoeléctrico.

2.2.2. Interacción de partículas cargadas

Las partículas cargadas, como los electrones o protones, interactúan con la materia de manera diferente a las partículas sin carga, como el fotón o neutrón. Una partícula sin carga podría pasar por la materia sin interactuar con ningún átomo y conservar toda su energía, o bien interactuar una o más veces, perdiendo su energía en el proceso. Por el contrario, una partícula cargada, al estar completamente rodeada de su campo columbiano, interactúa con cada átomo cercano a su trayectoria. Cada interacción individual

transfiere una pequeña energía cinética de la partícula cargada, por lo que se puede considerar que ésta pierde energía de forma continua, en lo que es denominado la *aproximación de frenado continuo*.

Para describir cuantitativamente el fenómeno de pérdida energética continua por parte de una partícula cargada se usa la cantidad denominada *poder de frenado*, $(dT/dx)_{T,Z}$, que se define como la energía promedio depositada por unidad de longitud por una partícula con energía cinética T mientras se desplaza en un medio con número atómico Z . Si esta cantidad se divide por la densidad ρ del material, se denomina el *poder de frenado másico*.

Este poder de frenado puede separarse en dos componentes,

$$\frac{dT}{\rho dx} = \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c + \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_r, \quad (2.26)$$

en donde el primer término representa pérdidas de energía de la partícula por colisiones en interacciones directas de los campos de coulomb y el segundo representa pérdida de energía por procesos radiativos, como el *bremsstrahlung*.

El primer termino puede ser aproximado mediante la fórmula de Bethe-Bloch, que para partículas pesadas como los protones expresa

$$\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c = 2k \left[\ln \left(\frac{2m_0 c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2) I} \right) - \beta^2 - \frac{C}{Z} \right], \quad (2.27)$$

donde $\beta = v/c$ es el parámetro relativista de la velocidad, I es el potencial de excitación medio del átomo, y k, C son constantes. Y para partículas ligeras como electrones

$$\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c = k \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 (I/m_0 c^2)^2} \right) + F^-(\tau) - \delta - \frac{2C}{Z} \right], \quad (2.28)$$

donde $\tau = T/m_0 c^2$ y

$$F^-(\tau) \equiv 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2}. \quad (2.29)$$

Y finalmente, en el caso de partículas ligeras el término radiativo del poder de frenado puede ser aproximado por

$$\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_r = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A} (T + m_0 c^2) \bar{B}, \quad (2.30)$$

donde $\sigma_0 = \frac{1}{137}(e^2/m_0 c^2)^2$ y \bar{B} es una función que varía lentamente con Z y T .

2.3. Aceleradores lineales y radioterapia

Existen múltiples usos para la radiación ionizante anteriormente caracterizada, entre ellos muchas aplicaciones médicas de diversa índole. A continuación se presenta un resumen de la producción y caracterización de radiación ionizante en aceleradores lineales y su uso en radioterapia.

2.3.1. Linac

Existen diversos tipos de aceleradores creados para investigación en física nuclear y de altas energías, la mayoría de los cuales ha encontrado algún uso en aplicaciones médicas. Sin duda el tipo de acelerador más usado en esta área es el acelerador lineal (linac), en donde a través de campos eléctricos se aceleran partículas cargadas en movimiento rectilíneo.

Existen múltiples tecnologías que usan este tipo de dispositivos, como aquellas usadas en imágenes diagnosticas mediante rayos X, cristalografía o espectroscopia. Pero de entre ellas, la que más destaca y en donde se concentran los mayores esfuerzos de investigación en física médica es la aplicación de radiación ionizante producida en linacs con propósitos de radioterapia.

A diferencia de los aceleradores lineales usados en investigación de altas energías, los aceleradores que se usan para el tratamiento de cáncer son compactos y están diseñados para emitir un haz de radiación desde varias direcciones que llegan a un paciente, a quien se quiere irradiar con dosis concentrada en masas anormales, conservando la mayor cantidad de tejido sano

posible.

Los aceleradores lineales convencionales usados en radioterapia aceleran electrones a energías entre 4 y 25 MeV, teniendo la opción de generar rayos X con estos electrones acelerados en este mismo intervalo de energía. Para lograr esta producción de radiación ionizante se tienen varias etapas en la maquina que se describen a continuación. En la figura 2.5 se presenta un esquema de las múltiples secciones físicas en donde se desarrollan estas etapas.

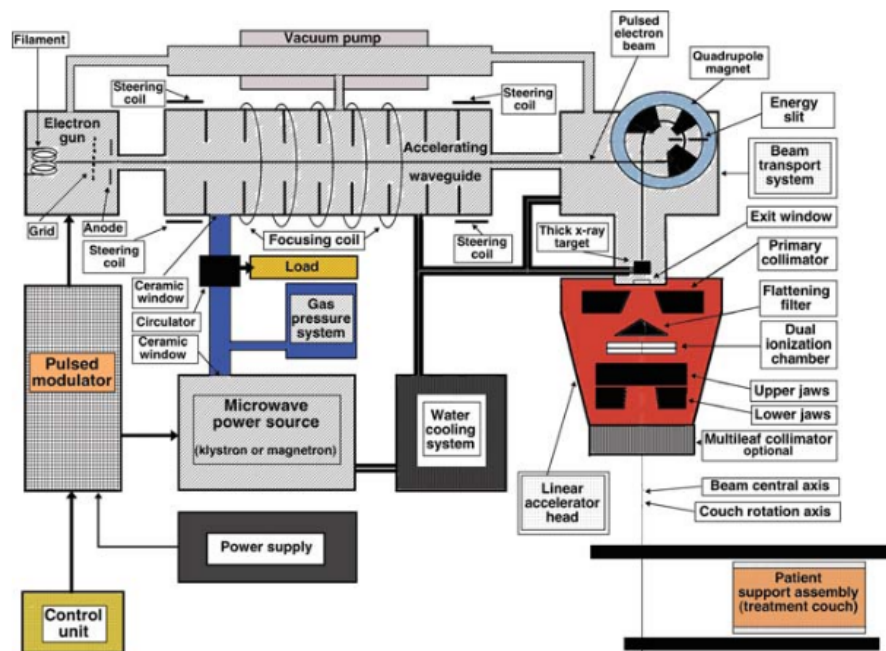


Figura 2.5: Acelerador lineal típico usado en radioterapia [1]

Etapas de producción de electrones

La primera etapa en la generación del haz de electrones es su producción. El proceso de obtener electrones libres lo realiza

Etapas de generación de microondas

Etapas de aceleración en guía de onda

Etapas de direccionamiento de haz

Etapas de producción de rayos X

Etapas de colimación y filtrado

Mecanismos de soporte al funcionamiento

2.3.2. Procedimientos en radioterapia

2.4. Principios de dosimetría

2.4.1. Cámaras de ionización

2.4.2. Dosimetría con películas

2.5. Películas radiocrómicas(Estado del arte)

Como fue mencionado anteriormente, la verificación de calidad de los tratamientos de radioterapia es de gran importancia para asegurar su efectividad. Es necesario comprobar que las distribuciones de dosis que se planean correspondan suficientemente con las distribuciones que recibe el paciente. Uno de los métodos más usados actualmente para realizar esta verificación sobre mapas de dosis en dos dimensiones es el uso de películas radiocrómicas.

Cuando las películas radiocrómicas son sometidas a radiación ionizante, estas sufren un cambio de color debido a un proceso químico de polimerización, adquiriendo una tonalidad diferente a la que tenían sin irradiar. El cambio de color que se produce es dependiente directamente de la dosis que se absorbe en cada punto.

Es posible medir este cambio de tonalidad de color de diferentes maneras, por ejemplo, midiendo con un escáner la intensidad de la luz que puede atravesarla. Con esta información de cambio de tonalidad y conociendo las dosis a las que fue sometida la película, es posible establecer una correlación que permita determinar la dosis absorbida en agua en otras circunstancias mi-

diendo únicamente el cambio de coloración.

Uno de los primeros procesos radiocrómicos observados fue en 1826, cuando Joseph Niepce logró capturar la imagen de una ventana luego de dejar un papel cubierto con una solución fotosensible por un periodo de 8 horas, que dejó impregnada una imagen por medio de una polimerización de carbonos insaturados producidas por la absorción de energía del haz de luz.

El uso y desarrollo de estas sustancias fotosensibles fue evolucionando gradualmente. Por ejemplo, en 1965 McLaughlin et al [3] reportaron el desarrollo de una solución de derivados de trifenilmetano que producía tintes por un proceso de radiosíntesis. Avances posteriores en materiales radiocrómicos estuvieron liderados por el NIST (National Institute of Standards and Technology), y en sus versiones más tempranas eran útiles en rangos de dosis entre 10^3 y 10^6 Gy, por lo que su espectro de aplicación se limitaba a procesos industriales[4].

La transición al uso de sustancias radiocrómicas en aplicaciones no industriales se dio con la aparición de las primeras películas GAFchromic producidas por ISP Technology en 1986. Estas nuevas películas tenían una composición nueva que permitía tener transformaciones cromáticas al exponerse a dosis de apenas 5 Gy[4].

Desde entonces, a partir de la variación en la composición de la sustancia radiocrómica y su empaquetado, se han venido refinando los modelos de películas disponibles. En la actualidad existen diversos tipos de películas radiocrómicas que son útiles en dosimetría en varios rangos de dosis y para diferentes propósitos. Se usan comúnmente para dosimetría relativa, teniendo un patrón de dosimetría absoluta obtenido por otro método, como medidas con cámaras de ionización. En el cuadro 2.1 se muestran diferentes modelos de películas y los rangos de dosis en los que se pueden usar.

En general, los diferentes modelos difieren en la estructura y composición de la película, lo que permite mejores propiedades de sensibilidad a la radiación en cierto rango o estabilidad y uniformidad en el proceso de lectura. Por lo general, las películas consisten de una capa activa que contiene la sustancia radiocrómica y sus respectivos aditivos, encapsulada en capas de poliéster que las soportan y protegen del exterior. La estructura de diversos modelos

Modelo	Rango de dosis
HD-V2	10-100Gy
MD-V3	1-100Gy
EBT-XD	0.04-40Gy
EBT2	0.01-30Gy
EBT3	0.01-30Gy
XR-QA2	0.1-20 mGy

Cuadro 2.1: Modelos de películas radiocrómicas

se presenta en la figura 2.6. Las placas más usadas en el contexto de verificación de radioterapia son las de la línea EBT.

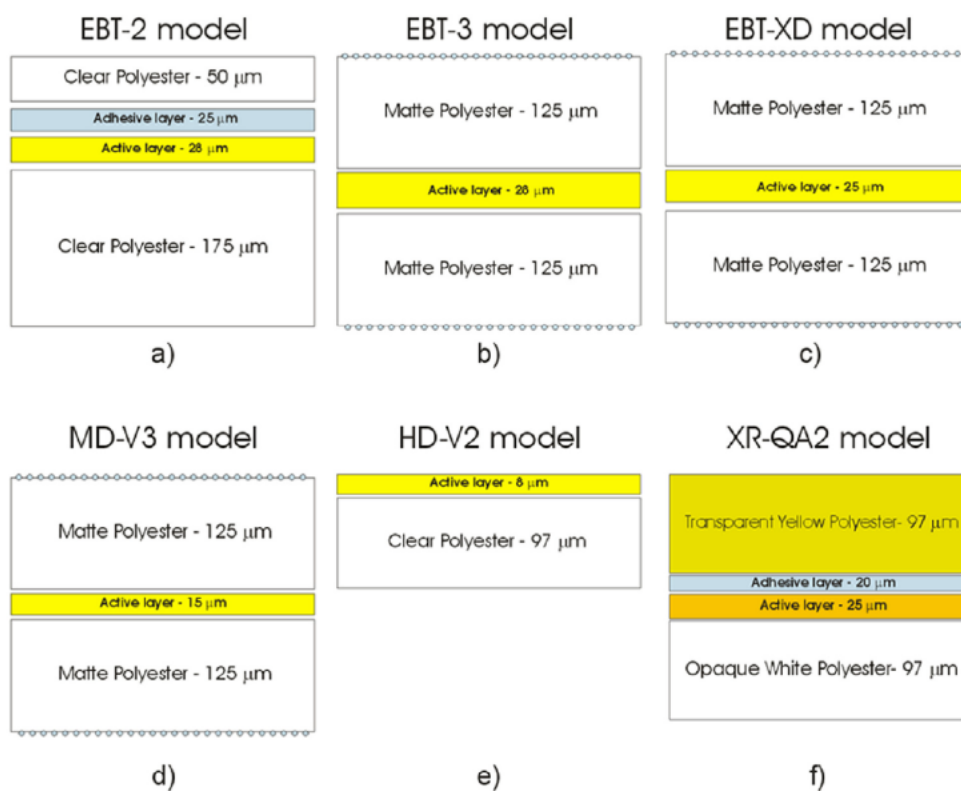


Figura 2.6: Estructuras de películas radiocrómicas de diferentes modelos. Tomada de [2]

La capa activa está compuesta generalmente de cristales de poliacetilenos[4], particularmente de diacetelinos(C_4H_2), que tras la exposición a la radiación o altas temperaturas sufren un proceso de polimerización que, junto con los aditivos, le proporciona un color diferente a la película. Específicamente, el componente activo de las películas EBT es la sal de litio del ácido pentacosa-10,12-diyonic, que sufre una 1,4-polimerización de estado solido de primer orden como se evidencia en la figura 2.7b.

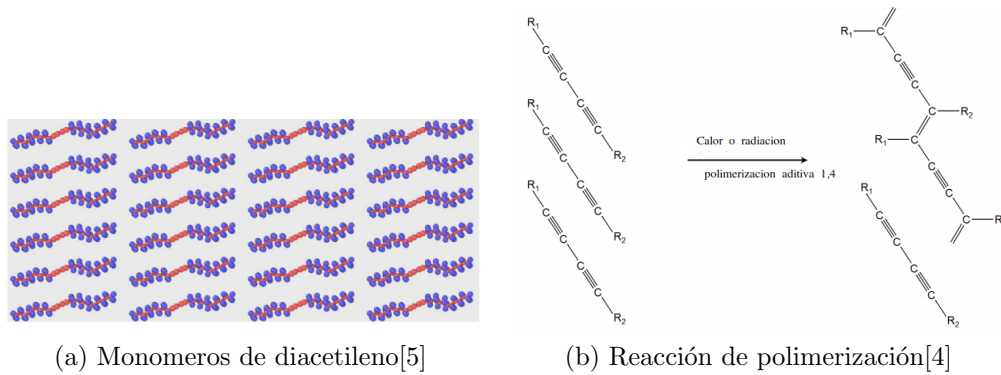


Figura 2.7: Polimerización de diacetilenos

El mayor cambio en coloración se produce casi instantáneamente después de la irradiación, sin embargo, la reacción puede tomar mucho más tiempo en completarse, estableciendo un tiempo de aproximadamente 24 horas para culminar este proceso [4]. La velocidad de la reacción también depende de las condiciones de humedad[6], temperatura [7] y exposición previa a las que está sometida la película[8]. Por otro lado, estos cambios en la absorbancia de la película han sido mitigados en gran medida mediante aditivos en el componente activo, por lo que hoy en día con las modernas películas EBT3 las variaciones por estos factores resultan controlables siguiendo un protocolo sencillo de reproducibilidad.

También se han realizado estudios sobre la dependencia de la energía del haz en el proceso de coloración, encontrando que actualmente para las películas EBT3 la dependencia energética para energías mayores a 400keV es mínima en un amplio rango de dosis absorbida[9] . Además, para este tipo de placas se reporta un número atómico efectivo de $Z_{eff} = 6.73$, que es muy cercano

al número atómico efectivo del agua de $Z_{eff} = 7.42$, por lo que la radiación interactúa de manera muy similar con ambos materiales. Lo anterior hace posible que las películas puedan ser usadas para medir dosis absorbida en agua sin factores de conversión adicionales.

Los cambios de absorbancia de una película cuando es sometida a la radiación pueden evidenciarse en una figura como la 2.8, donde se muestra el espectro de absorción en el rango visible de una película EBT3 antes y después de ser irradiada con 5 Gy.

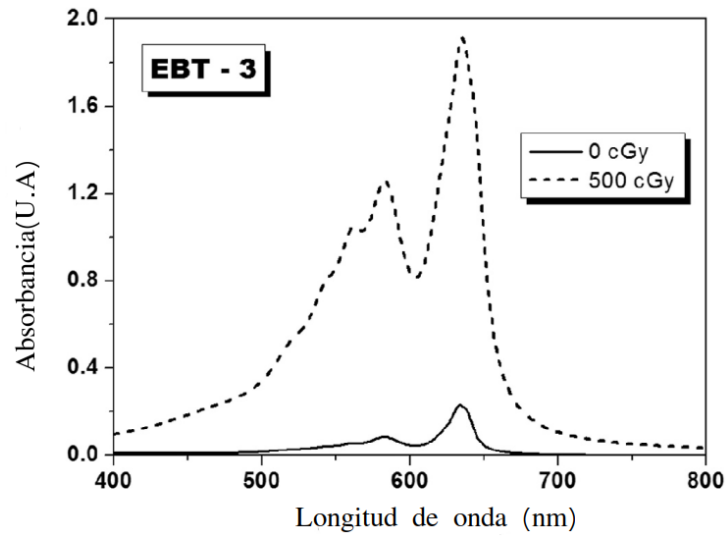


Figura 2.8: Espectro de absorción de película EBT3. Tomada de [2]

En esta se evidencia que la región del espectro donde se produce el mayor cambio de absorbancia es a rededor de 633 nm, en la región roja del espectro.

Para medir de manera práctica la absorbancia de una película irradiada existen diversos métodos. El más común es usar un escáner óptico, que proporciona una medida de la intensidad de la luz que la atraviesa. Un esquema de funcionamiento de un escáner común se muestra en la figura 2.9.

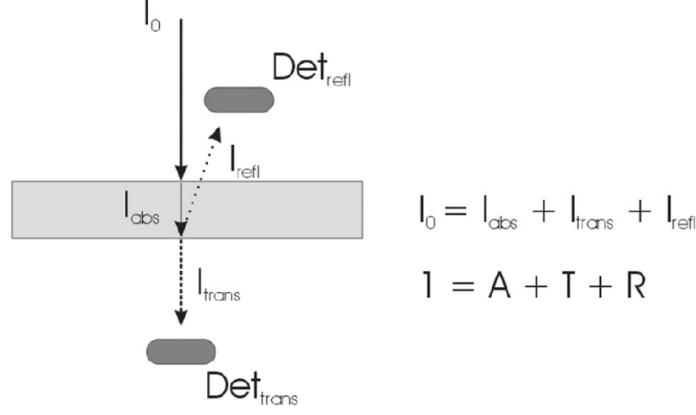


Figura 2.9: Esquema de funcionamiento de escáner. Tomada de [2]

El escáner proporciona una medida de cuanta luz deja pasar la película en cierto intervalo del espectro. Por ejemplo, en un escáner de transmitancia común se proporciona información de cuanta intensidad transmitida I_{tr} atravesó la película una intensidad inicial I_0 . La forma más común en la que se almacena esta información en las aplicaciones consideradas es mediante una matriz RGB(red, green, blue) de 16 bits por canal.

Es decir, se almacena como 3 capas, cada una con información de una región del espectro analizado, el verde, el rojo o el azul, y cada pixel en cada capa adquiere un valor entre 0 y $2^{16} - 1$, que representa que tanta intensidad de luz en el espectro fue medida en la posición del pixel. Concretamente, la información que proporciona la película resulta en tres matrices, una por cada color, que en cada entrada tiene un valor numérico que representa la cantidad de luz que se midió en la posición del pixel.

Con esta información es posible construir la *transmitancia*(T) en cada color de cada pixel, que se define como

$$T = \frac{I_{tr}}{I_0} = \frac{VP}{2^{16} - 1}, \quad (2.31)$$

donde VP es el valor del pixel medido por el escáner. Y con esta se define la *densidad óptica* DO como

$$DO = -\log_{10}(T) = \log \frac{2^{16} - 1}{VP}. \quad (2.32)$$

Estos valores caracterizan los cambios de color de la película ante radiación medidos por un escáner, y serán útiles para establecer calibraciones que permitirán determinar planos de dosis.

En el proceso de escaneo existen varias variables que pueden modificar la transmitancia medida en cada pixel. Por ejemplo, se han reportado diferencias en las medidas de transmitancia dependiendo de la orientación de la película en el escáner[10]. Este efecto es debido a que la luz del escáner es polarizada en una dirección y la película irradiada actúa como un polarizador que modifica la intensidad transmitida dependiendo de la orientación con respecto a la dirección de polarización.

Otra circunstancia que afecta la medida es la posición de la película en el escáner. Existe un efecto óptico en el sistema que provoca un aumento de la sensibilidad en el escáner cerca a los bordes laterales de este, que puede provocar una medida de más coloración, sobreestimando la dosis que recibió la película en esa región.

También se reportan cambios en la medida cuando la película se somete a cierto estrés mecánico[11], por ejemplo en el área de corte, dado que se altera la estructura y dimensiones de las capas que conforman la película. En tal caso, el efecto sobre la transmitancia medida es irregular, por lo que no se puede determinar precisamente cómo cambio la coloración cerca al corte.

Finalmente, también pueden existir defectos en la superficie de escaneo, como partículas de polvo o rayaduras, así como pixeles específicos del sensor del escáner que estén dañados. Todas estos factores influyen de alguna manera en la correlación final que se hace para obtener mapas de dosis. En caso de que su influencia sea importante, se deben aplicar ciertas correcciones en el procedimiento para obtener resultados adecuados.

Para obtener información de dosis a partir de la transmitancia medida en una película es necesario realizar un procedimiento de calibración. Este consiste en asociar las medidas de transmitancia en determinado canal de la película escaneada con las dosis que iniciaron el proceso de coloración que fueron medidas con otro mecanismo, por ejemplo, una cámara de ionización. La figura

2.10a muestra una película EBT2 sin irradiar y la figura 2.10b muestra la de película irradiada con 11.1, 19.8, 22.9, 27.6, 37.1, 74.9, 102.4, 129.6, 151.9 y 222.6 cGy.

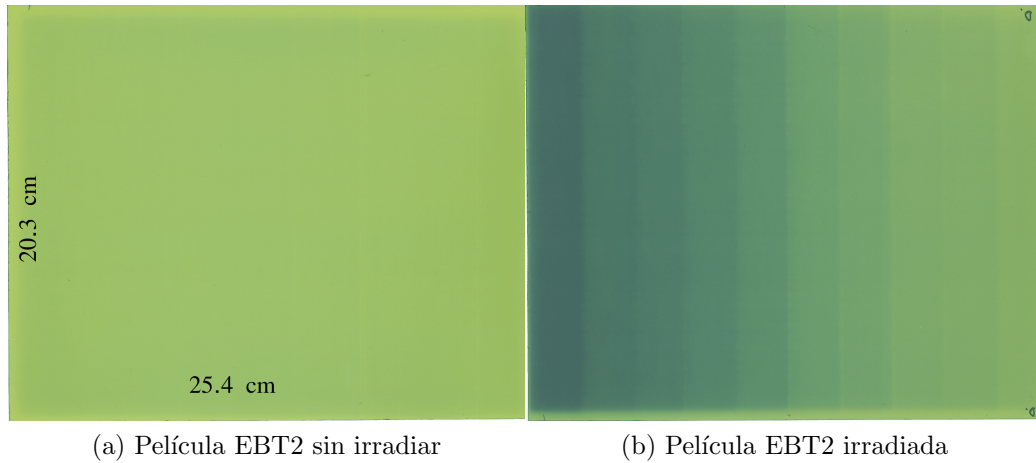


Figura 2.10: Película EBT2 antes y después de irradiación

Promediando el valor de las transmitancias en cada canal de color en un región de interes(ROI) en cada una de las franjas, es posible obtener una función de respuesta de la película como la que se muestra en la figura 2.11. En esta imagen se evidencia que los canales de color en donde se presentan los mayores cambios son el rojo y el verde, por lo que son los más usados para obtener calibraciones.

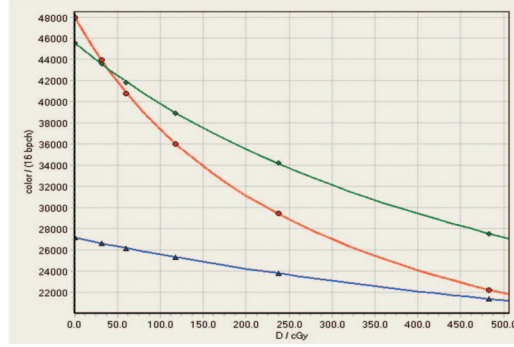


Figura 2.11: Curva de respuesta de película EBT2

Para determinar el cambio de coloración neto de la película se definen las cantidades de transmitancia neta ($netT$) en cada ROI como

$$netT = T_{irr} - T_{bckg}, \quad (2.33)$$

donde T_{irr} es el promedio de transmitancias en la ROI después de la irradiación y T_{bckg} es el promedio de transmitancias en la ROI en la misma película antes de irradiar. Similarmente, se define la densidad óptica neta como

$$netOD = OD_{irr} - OD_{bckg}, \quad (2.34)$$

donde $OD_{irr} = -\log_{10} T_{irr}$ y $OD_{bckg} = -\log_{10} T_{bckg}$.

De esta manera, se construye una relación entre las transmitancias netas o las densidades ópticas netas con las dosis que produjeron la coloración y se ajusta una curva de calibración que permitirá interpolar valores para determinar mapas de dosis a partir de medir densidades ópticas. Un ejemplo de curva de respuesta y curva de calibración para un solo canal se muestra en la figura 2.12.

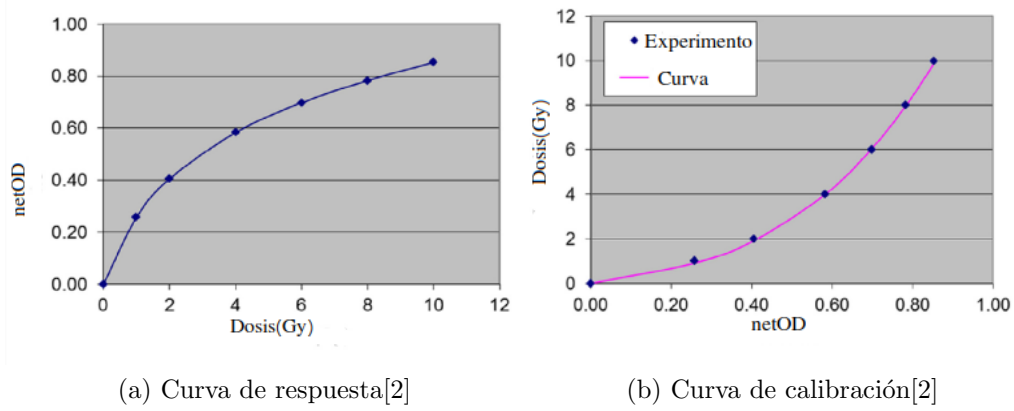


Figura 2.12: Curvas de calibración y respuesta

En la literatura se han propuesto diversos tipo de curva de ajuste para modelar la relación de dependencia observada. Cada una es útil para cierto tipo de película y cierto rango de dosis, por lo que la elección de una en particular depende de la aplicación que se requiera. A continuación se muestran los tipos de funciones más usados

- **Función racional**

$$D = \frac{A + B \cdot netT}{netT + D} \quad (2.35)$$

- **Función racional cuadrática**

$$D = \frac{A + B \cdot netT + C \cdot netT^2}{netT + D} \quad (2.36)$$

- **Función cuadrática**

$$D = A \cdot netOD^2 + B \cdot netOD + C \quad (2.37)$$

- **Función cúbica**

$$D = A \cdot netOD^3 + B \cdot netOD^2 + C \cdot netOD + D \quad (2.38)$$

- **Función inversa**

$$D = A + \frac{B}{netT - C} \quad (2.39)$$

- **Función exponencial**

$$D = A \cdot netOD + B \cdot netOD^n \quad (2.40)$$

También se han propuesto diversas modificaciones y metodologías para aumentar la precisión de la dosis determinada por la calibración. Cada una de estas tiene en cuenta algún aspecto en particular que altere la medición y lo corrija de cierta manera. A continuación se presentan los principales métodos de corrección.

Filtrado de las imágenes escaneadas

Para corregir inhomogeneidades de la película, así como irregularidades en la superficie del escáner y píxeles defectuosos se pueden implementar varias correcciones. La más sencilla de ellas es la aplicación de un filtro que elimine outliers de las imágenes, reemplazando su valor por un promedio de los píxeles más cercanos. También se puede escanear varias veces la misma imagen, para luego realizar un promedio ponderado entre ellas, eliminando así ciertas irregularidades y reduciendo la incertidumbre teórica que se alcanza.

Por otro lado, es común usar un filtro adaptativo de Wiener para reducir el ruido de varias fuentes que puedan tener las imágenes. Este permite eliminar ruido interno producido en la imagen por el escáner, como el ruido que se produce en los sensores CCD cuando se están midiendo transmitancias bajas.

Corrección de efecto lateral

En el caso de usar solo un canal de color para la calibración, en [12] se sugiere usar una modificación en la función usada para que tenga en cuenta el efecto de cambio de dosis cerca a los bordes laterales. En la figura 2.13 se evidencia un ejemplo de este efecto. Esta muestra el perfil de dosis obtenido de una película irradiada uniformemente con una dosis particular, sin embargo en los extremos de la película, los que están cercanos a la parte lateral de escáner, se evidencia una sobre-estimación en la dosis predicha. El efecto

sobre la dosis calculada es mayor conforme la dosis aumenta.

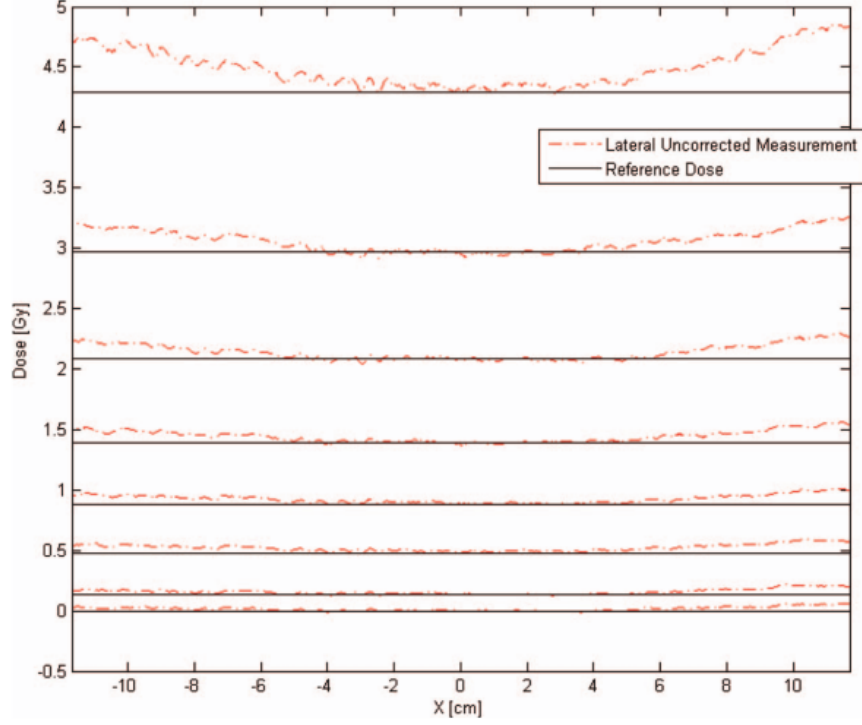


Figura 2.13: Ilustración del efecto de escaneo lateral para el canal rojo

Una manera de corregir este efecto es modificar la función de calibración modelando este comportamiento de sobre-estimación. Por ejemplo, si se usa una función racional como las mencionadas anteriormente, una posible modificación modelando el comportamiento del efecto mediante una función cuadrática que tenga como parámetro la variable de posición del escáner, quedando como nueva función

$$T = T_{\infty} + \frac{T_0 - T_{\infty}}{1 + \frac{D}{\beta_3}} + \beta_4 D + \beta_5 X^2, \quad (2.41)$$

donde $T_0, T_{\infty}, \beta_3, \beta_4, \beta_5$ son ahora los nuevos parámetros de ajuste.

Calibración multicanal

Una manera ingeniosa de mejorar la precisión de las medidas, así como corregir cambios de color no debidos a la dosis absorbida, es usando la información de los tres canales de color como es propuesto en [13] y expuesto más claramente en [14].

Este método asume que la densidad óptica (OD) en cualquier punto de la película es proporcional al grosor de la capa de material activo

$$OD_k = u_k \cdot t \quad k = R, G, B \quad (2.42)$$

donde u_k es el coeficiente de absorción de la capa activa, que varía con la dosis absorbida, y t es una medida adimensional asociada al espesor de la capa activa. Si f_k es la curva de calibración que se está usando para modelar el comportamiento en cada canal, entonces

$$D_k = f^{-1}(OD_k \cdot t). \quad (2.43)$$

Como la dosis no puede depender del canal de color usado, es posible plantear un problema de optimización en el que variando t se minimizen las diferencias de dosis obtenidas con cada canal, es decir resolver el problema

$$\min_t \sum_{i,j=R,G,B} (D_i - D_j)^2. \quad (2.44)$$

Usando la solución optima a este problema t_{opt} , podemos usar (2.43) para calcular la dosis en cada canal, y al final tomar el promedio de los resultados en los los tres canales.

$$D = \frac{D_R + D_G + D_B}{3} \quad (2.45)$$

Capítulo 3

Procedimiento de calibración

En esta sección se describe el procedimiento para obtener la curva de calibración que se usó, así como detalles técnicos del montaje experimental y los implementos que se requirieron.

3.1. Procedimiento de Irradiación

Los procedimientos de irradiación se realizaron con un acelerador True Varian (Poner la referencia completa), operado a 6 MeV con filtro aplanador.

Para obtener la curva se irradiaron fragmentos de películas EBT3 del mismo lote de aproximadamente 5 cm x 5 cm, cortados manualmente con un bisturí. El proceso de corte despega la lamina protectora de la película, por lo que se debe tener en cuenta no usar las regiones cercanas al corte en la obtención de medidas para la calibración, puesto que cambian las propiedades ópticas con respecto a la región lejana al corte.

Por otro lado, toda manipulación de las películas se realizó con guantes de nitrilo para no dejar residuos que podrían tener cierto efecto en la medida de la transmitancia.

Para la irradiación se alineó, con la ayuda de luz de campo, cada trozo de película con el isocentro del acelerador. Cada película fue irradiada en el centro de un campo de 20 x 20 cm a 100 cm de la fuente para lograr uniformidad de campo en la región donde se encuentra la película. Además,

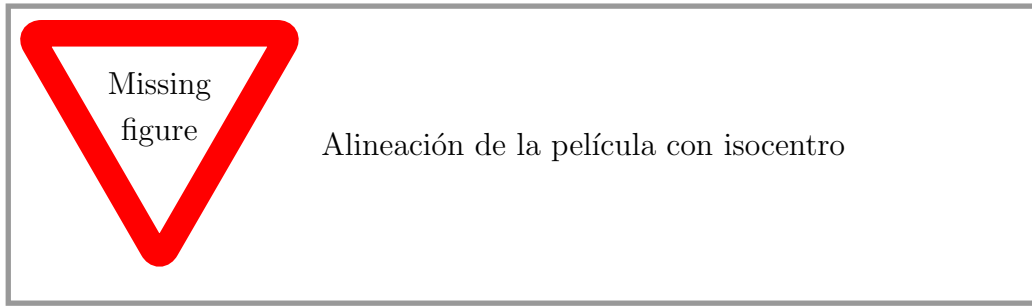


Figura 3.1: Alineación de la película con isocentro

UM	Dosis(Gy)	Incertidumbre(10^{-5})
21.6	0.201472	3.8
54	0.504137	5.23
108	1.00825	35
216	2.01783	22
432	4.037486	31
648	6.0583	48
864	8.08168	142
1080	10.1056	140
1296	12.132	0
1620	15.168	0
2160	20.229	0

Cuadro 3.1: Dosis irradiadas

se usaron 5 cm de agua sólida (Hay calidades de agua solida?) encima de la película y 5 cm debajo de ella para regular efectos de la retro dispersión de la radiación. En la figura 3.1 se muestra el montaje usado para la irradiación.

Con el objetivo de medir los cambios de coloración que se dan debido a la radiación, se irradiaron películas con dosis como se registran junto con su incertidumbre en la tabla 3.1. Con el objetivo de comprobar que el cambio de color fuera unívocamente correspondiente a la dosis depositada, por cada dosis en la tabla se irradiaron tres películas, para luego comparar su cambio de coloración y determinar si se reproduce el mismo cambio en las tres.

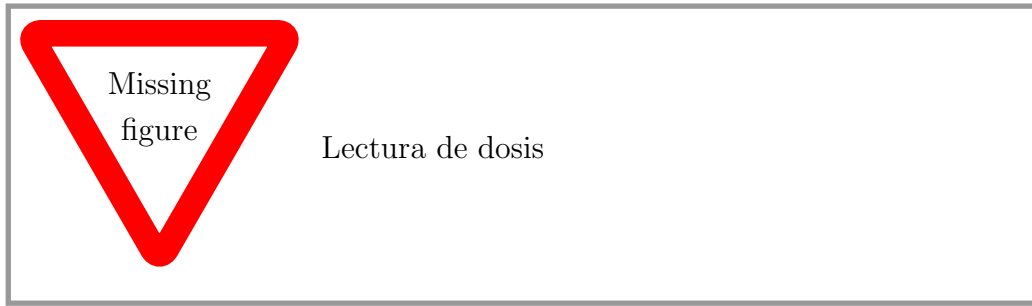


Figura 3.2: Montaje para determinación de dosis

Para determinar las dosis que se irradiaron se usó un montaje con una cámara de ionización Farmer(poner la referencia completa) junto con un electrometro(poner referencia completa), siguiendo el protocolo TRS398 descrito anteriormente. Así, por cada cantidad fija de unidades monitor que se programaron con la maquina, se realizó la medición de la dosis efectiva depositada a la misma profundidad de agua solida y distancia a la fuente que se usó en la irradiación de las películas. Esta medición se realizo diez veces para las primeras cuatro dosis, siete veces para la quinta dosis, cinco veces para las siguientes tres y finalmente tres veces para las últimas tres dosis. El montaje de lectura con el electrómetro se muestra en la figura 3.2

3.2. Particularidades de escaneo y tratamiento

Para la fase de digitalización se usó un escáner ScanMaker 1000XL en modo de transmisión que tiene un área operativa de cm x cm, eligiendo el modo RGB con 16 bits por canal, desactivando los filtros y correcciones automáticas y usando una resolución de 100 ppi siguiendo las recomendaciones propuestas en [2]. Con esta configuración, se obtienen imágenes a color en formato TIFF de alrededor de 10 MB de tamaño, dependiendo del tamaño del área escaneada. Esta imagen sin ningún tipo de compresión se puede traducir a una matriz de pixeles con valores entre 0 y $2^{16} - 1$ por cada canal de color que puede ser leída mediante diferentes paquetes de programación. En este caso se usa la librería de python tiffread para la lectura.

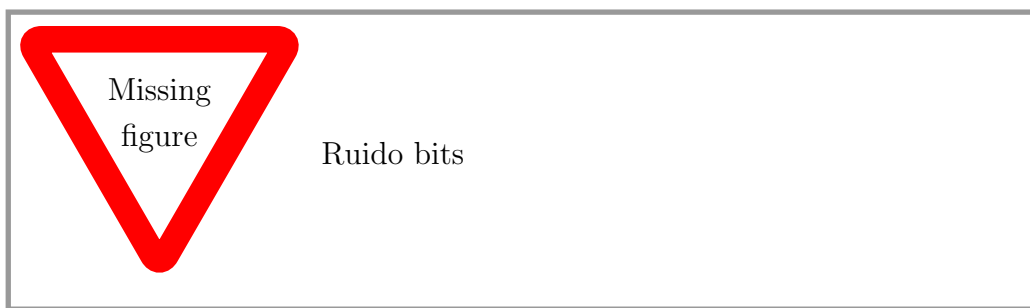


Figura 3.3: Comparación de ruido entre uso de 8 y 16 bits por canal de color

Dependiendo de la aplicación buscada, podría ser necesaria una mayor resolución para identificar gradientes de dosis que ocurren en pequeñas escalas, como aquellos que se utilizan en procedimientos de radiocirugía. En este caso, se podría usar una resolución mayor, por ejemplo de 150 ppi, teniendo en cuenta que se debe realizar nuevamente una calibración, puesto que aumentar la resolución cambia significativamente los valores de transmitancia promedio en determinada área escaneada de una película. Esto se debe a que conforme aumenta la resolución, se hacen visibles más detalles en las películas, como partículas de polvo, rayones o anillos de newton, si la resolución es suficientemente alta, que terminan afectando el color de la imagen en ciertas regiones. En general, no se recomienda usar resoluciones superiores a 200 ppi.

Por otro lado, la elección de un menor número de bits por canal, por ejemplo de 8, si bien reduce la cantidad de ruido en la señal de cada canal, como se ejemplifica en un perfil de transmitancias en la figura 3.3, también reduce la capacidad de diferenciar dos colores diferentes debidos a la absorción de dosis diferentes. Esto es poco deseable para aplicaciones donde se requiera medir la dosis con una incertidumbre menor, o los gradientes no sean tan pronunciados. Dado esto, y las herramientas existentes para corregir el posible ruido, es común ahora usar siempre 16 bits por canal de color.

Un aspecto importante a tener en cuenta al digitalizar una película es el efecto que tienen los defectos del escáner sobre los colores medidos en él. Existen, diferentes características que deben ser tenidas en cuenta y corregidas al momento de realizar una medición de densidad óptica. La primera de ellas es la cantidad de pixeles dañados que tiene el escáner, o áreas donde su eficiencia de recolección esté proporcionando medidas no acordes a la cantidad de luz

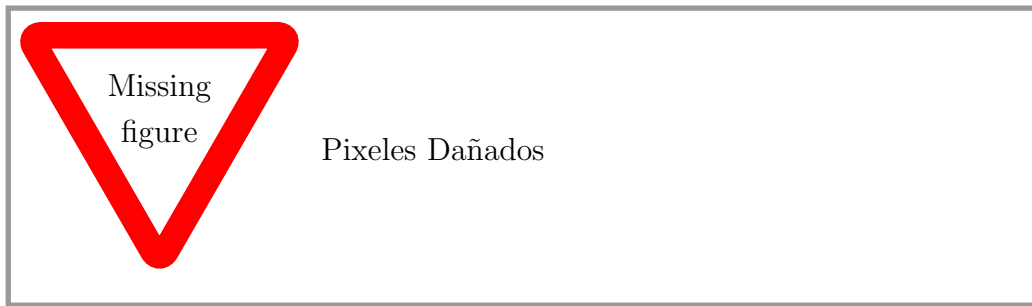


Figura 3.4: Píxeles dañados del escáner

que se recolecta. Estos píxeles se pueden identificar tomando una imagen cuando la lámpara del escáner está completamente opacada, en cuyo caso no se debería obtener medida alguna.

En la figura 3.4 se muestra una imagen del escáner cuando la lámpara fue opacada con abundante cartulina negra. Aquellos píxeles con una medida de color diferente de cero son los que poseen problemas de medida y deben ser tratados de alguna manera. En este caso, el programa desarrollado proporciona dos maneras de corregir este efecto, la primera es identificando estos píxeles y para cada imagen tomada en la misma área, reemplazar el valor de transmitancia medido en la posición del píxel dañado por el promedio de los valores que lo rodean. La segunda forma es mediante la aplicación de algún filtro a las imágenes escaneadas, sin la necesidad de identificar uno a uno los píxeles dañados. Particularmente, el filtro de la mediana usado comúnmente en procesamiento de imágenes es útil para remover este tipo de píxeles dañados.

Otra característica del escáner que afecta de gran manera las medidas es la posición donde se ubica la película en el momento de la lectura. En general, se esperaría que la transmitancia de la misma película medida en diferentes posiciones del escáner fuera similar, sin embargo, efectos ópticos de diversas clases modifican esta medida dependiendo de la posición, sobre todo en escáneres e cierta antigüedad como el que se está usando. Así, para ejemplificar este comportamiento, en la figura 3.5 se evidencia un perfil de transmitancias a lo largo y ancho de una película EBT3 sin irradiar, mostrando que la medida es sesgada dependiendo de la posición de cada píxel aún cuando toda la película debería tener una transmitancia uniforme.

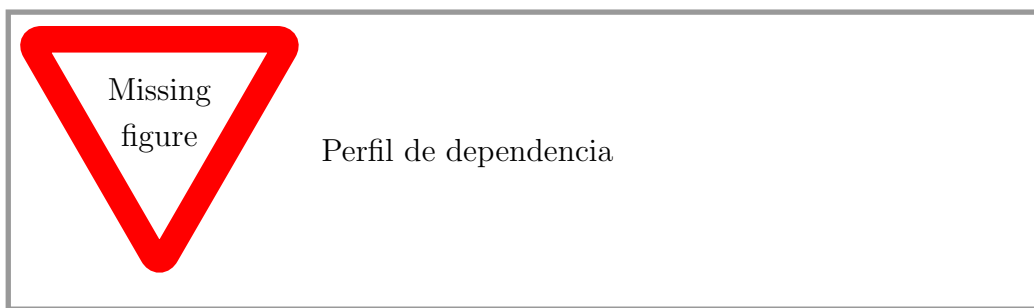


Figura 3.5: Dependencia de la posición

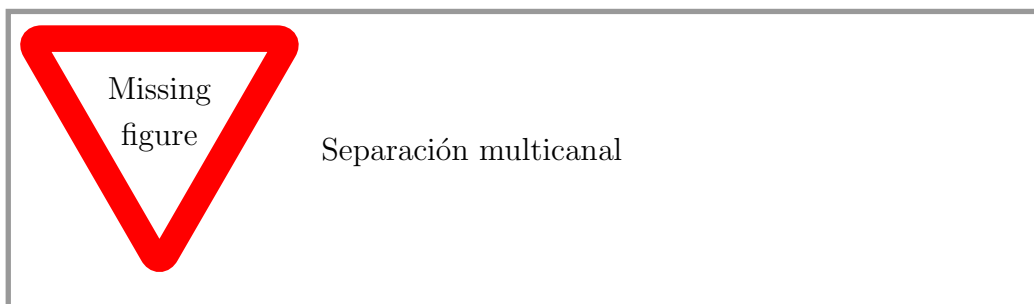


Figura 3.6: Separación de parte dependiente de dosis

Los escáneres más modernos poseen un sesgo menos pronunciado, proporcionando una medida uniforme independiente de la posición del pixel escaneado. Sin embargo, para corregir de cierta manera este efecto, el programa también incluye la opción de restar el sesgo a cada medida a partir de una medida de una película sin irradiar. De esta manera, el cambio de coloración es ajustado con respecto a como varía la respuesta en función de la ubicación escaneada.

Otra manera de corregir esta falta de uniformidad es mediante el método de calibración multicanal expuesto anteriormente. En [13] se reporta que este método para predecir dosis aporta en la separación de cambios de color debidos a defectos del escáner y cambios de color debidos a la irradiación propiamente. En la figura 3.6 se evidencia como el uso de este método puede usarse para separar la parte dependiente de la dosis del color de la parte que es dependiente de las heterogeneidades del escáner.

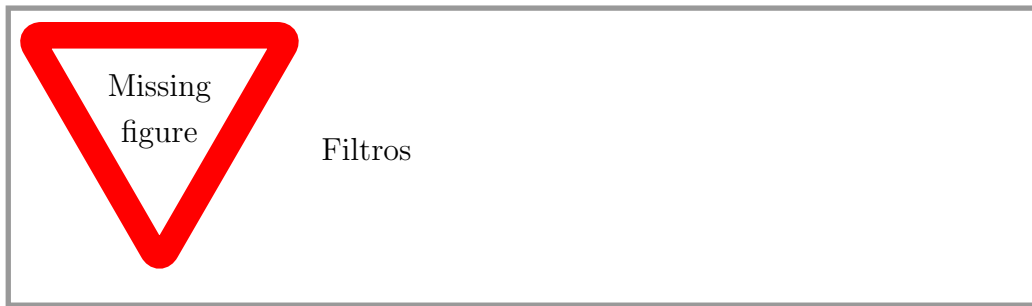


Figura 3.7: Efecto de diversos filtros

Finalmente, para corregir el ruido existente propio del escáner, así como minimizar el efecto de diferentes imperfecciones como rayones en el vidrio del escáner o la película misma, es posible usar otro tipo de filtros sobre la imagen digitalizada. El filtro recomendado en la literatura para estas circunstancias es el filtro de Wiener [2], el cual se implementó en el programa.

También es posible usar el filtro en el cual el valor de transmitancia en cada pixel se reemplaza con el promedio de los valores que lo rodean, eliminando parcialmente ciertas inhomogeneidades que podrían presentarse. En la figura 3.7 se evidencia el efecto suavizador de diversos filtros en una imagen de prueba.

Una vez corregidas las heterogeneidades referentes al escáner, también se han de tener en cuenta las propiedades de la película que modifican el color de la luz medido. En primer lugar, se debe tener en cuenta que las películas no son completamente uniformes dado su proceso de fabricación y almacenado.

En este caso el fabricante del lote de películas EBT3 usado reporta que en el último control de calidad realizado las películas presentaban una homogeneidad superior al 95 % sobre su superficie, es decir, la estructura física de la película podía variar 5 % en sus dimensiones en algunas secciones. Esto no implica directamente una desviación de más de 5 % en el color medido por esta inhomogeneidad, puesto que la capa activa permanece generalmente uniforme, pero si afecta de cierta manera relativamente sutil la medida.

Aunque la aplicación de filtros ayuda de cierta manera a reducir los efectos de las heterogeneidades de fabricación, estos no lo solucionan por completo,

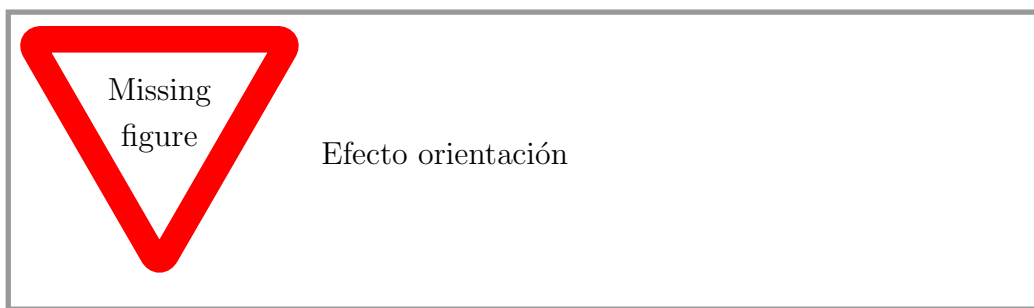


Figura 3.8: Efecto de la orientación de la película respecto al escáner

puesto que estas son de carácter no local. La mejor manera de incrementar la seguridad con respecto a este tipo de incertidumbre es realizando varias irradiaciones en diferentes películas y comparando sus resultados.

Por otro lado, también se debe considerar el efecto de la orientación de la película con respecto a la lámpara de escáner. Como fue mencionado en la introducción, los polímeros generados por la reacción producida por la radiación tienen un efecto polarizador de la luz. Así, la intensidad leída varía según la orientación de estas cadenas de polímeros, viéndose reflejada en un cambio en la transmitancia obtenida en la imagen final.

En la figura 3.8 se evidencia la incidencia de este efecto en la medición de algunas dosis cuando la película está orientada de forma paralela y perpendicular a la lámpara del escáner.

3.3. Calibraciones

Para relacionar determinados niveles de transmitancias medidas en una película con la dosis que produjo la coloración es necesario establecer una curva de calibración. En este caso se correlacionaron los promedios de transmitancia en regiones de interés de las tres películas irradiadas con la misma dosis con la dosis medida con la cámara de ionización que produjo dicha coloración.

El efecto que más altera estas mediciones en este caso es la posición de la película en el escáner. Así, por ejemplo, en la figura 3.9 se evidencia como

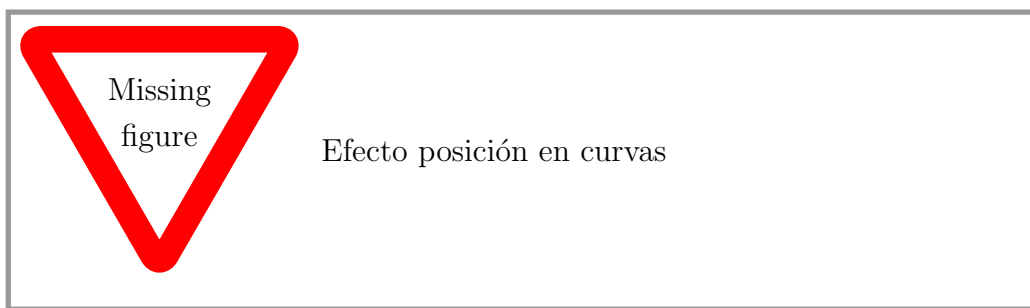


Figura 3.9: Efecto de la posición de escaneo en las curvas

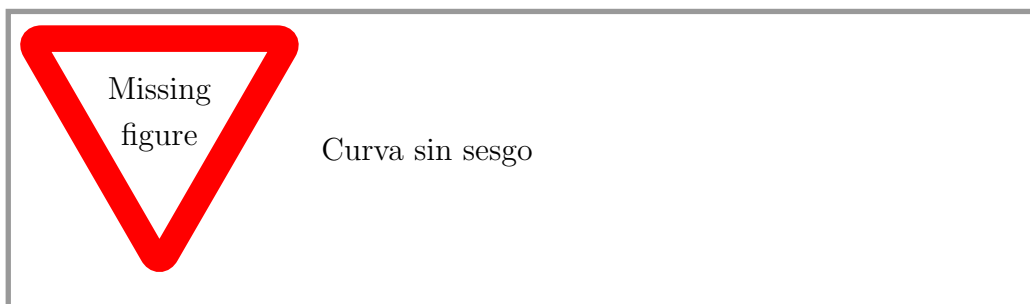


Figura 3.10: Curva de calibración sin sesgo

cambia la curva cuando se mide las mismas películas en diferentes posiciones.

Aplicando la corrección de background, un filtro de mediana y eliminando el sesgo que el escáner tiene dependiendo de la posición, se obtiene la curva presentada en la figura 3.10.

Según el manual del fabricante, las películas EBT3 son aptas para un rango inferior a 10 Gy, por lo que se prefieren omitir los últimos dos puntos de dosis, puesto que la película está en la región de saturación en esta región. Además, estos puntos no aportan información adicional a los propósitos del trabajo, puesto que los planes que serán examinados no conllevan dosis tan altas.

En el caso donde se usan dosis inferiores a 10 Gy se realizó un ajuste de

mínimos cuadrados con una curva de la forma

$$D = \frac{AT + D}{T - C}, \quad (3.1)$$

la cual se ajusta bien a los datos puesto que un test χ^2 muestra que $p = 0.02$.

El programa también permite realizar ajustes con otro tipo de curvas dependiendo del rango de dosis trabajado.

Capítulo 4

Mapas de dosis y comparaciones

En esta sección se exhibirán mapas de dosis calculados con la curva anteriormente propuesta para un plan de tratamiento piramidal de prueba y para un plan de tratamiento de mama, haciendo una comparación cualitativa y cuantitativa con respecto al mapa de dosis calculado por el sistema de planeación eclipse.

4.1. Mapas de dosis

Como primer plan de tratamiento y a modo de prueba se irradió un plan de tratamiento piramidal, que produjo un patrón en la película que se observa en la figura 4.1.

En la figura 4.2 se muestra el mapa de dosis calculado con la digitalización anterior, junto al mapa de dosis que calculó el sistema de planeación en el mismo plano. Para alinear estos planes se usaron cuatro puntos fiduciales y un proceso de registro usando la librería SimpleITK de python.

Se pueden obtener diversas estadísticas para comparar estos planes, por ejemplo, en la figura 4.3 se muestran perfiles de dosis a diferentes niveles que muestran una concordancia relativa entre las dosis calculadas de ambas maneras.

Igualmente, en la figura 4.4 se muestran comparaciones de los histogramas

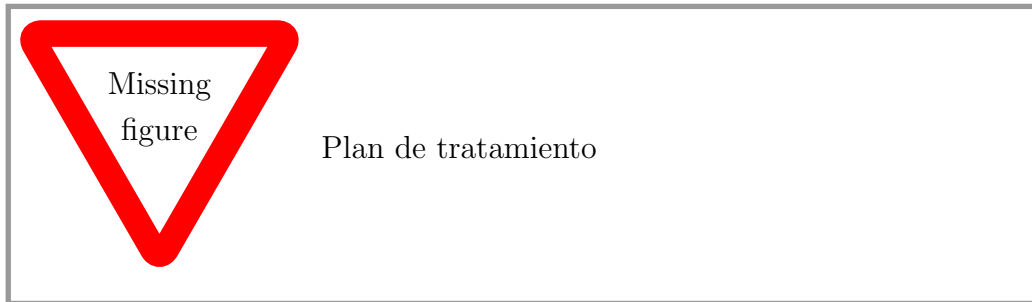


Figura 4.1: Pelicula EBT3 irradiada con plan de piramide

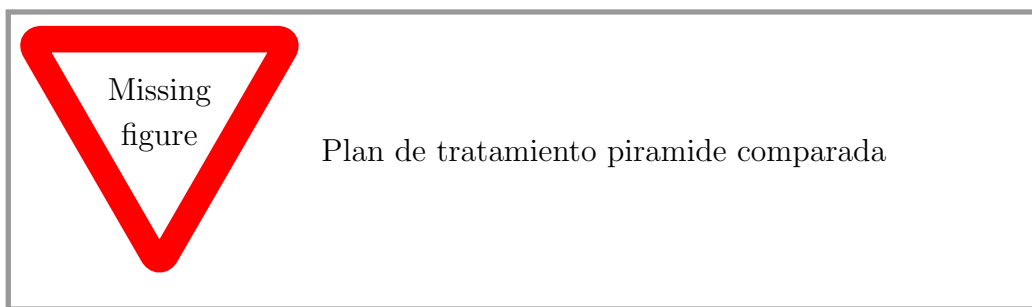


Figura 4.2: Mapa de dosis calculado experimental y computacionalmente

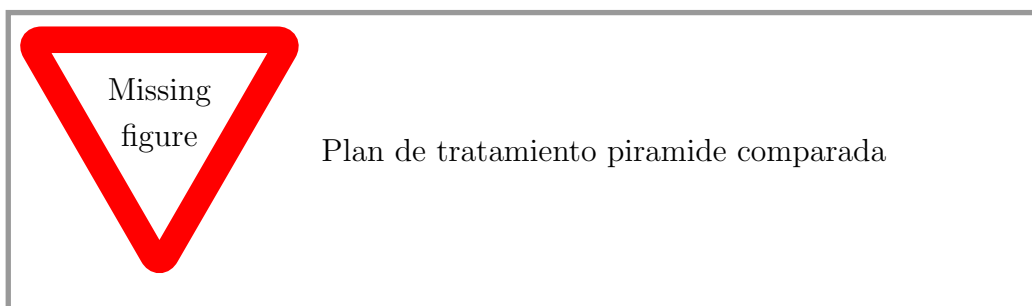


Figura 4.3: Perfiles de dosis en diferentes planos

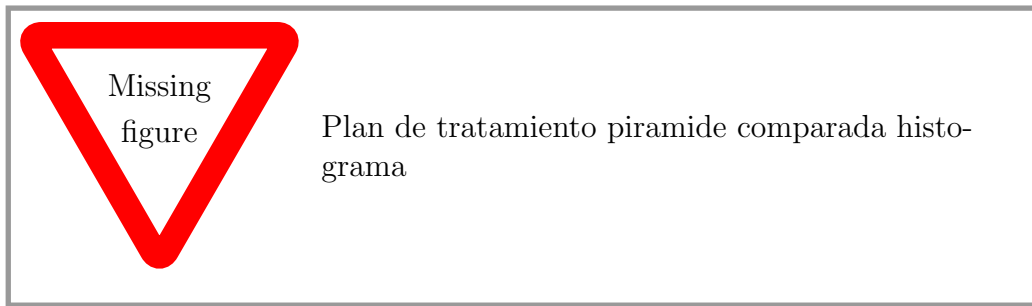


Figura 4.4: Histogramas de dosis para plan piramide

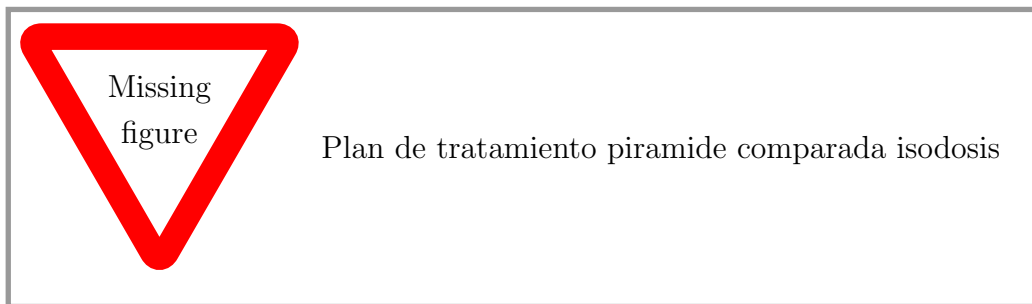


Figura 4.5: Curvas de isodosis para plan piramide

de dosis obtenidos.

Finalmente, en la figura 4.5 se presentan curvas de isodosis de estos mapas.

Similarmente, se realiza un análisis comparativo del plan de tratamiento de mama

4.2. Análisis Γ

Dada la complejidad que suponen ciertos tratamientos y la necesidad de asegurar que las dosis prescritas correspondan con gran precisión con las dosis entregadas en estos, se deben proponer formas cuantitativas para evaluar que tanto corresponden entre sí dos mapas de dosis asociados a los planes. Esto se requiere, por ejemplo, cuando por diversas razones es necesario cambiar el algoritmo de calculo de dosis que usa el sistema de planeación para calcular los planes. En tal caso, es necesario validar el reajuste con los planes previamen-

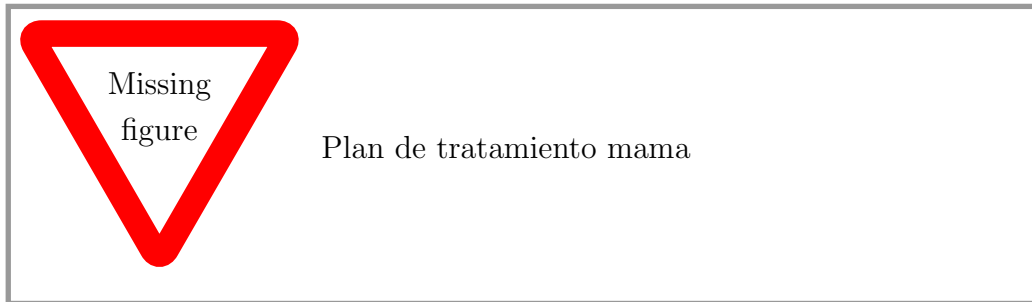


Figura 4.6: Plan de tratamiento de mama escaneado

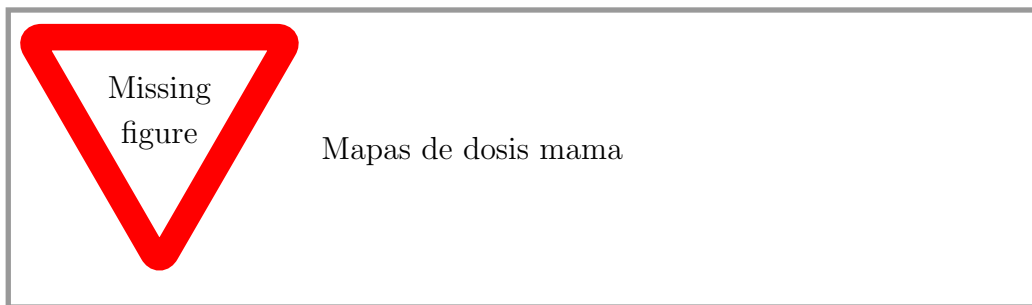


Figura 4.7: Mapa de dosis para plan de mama

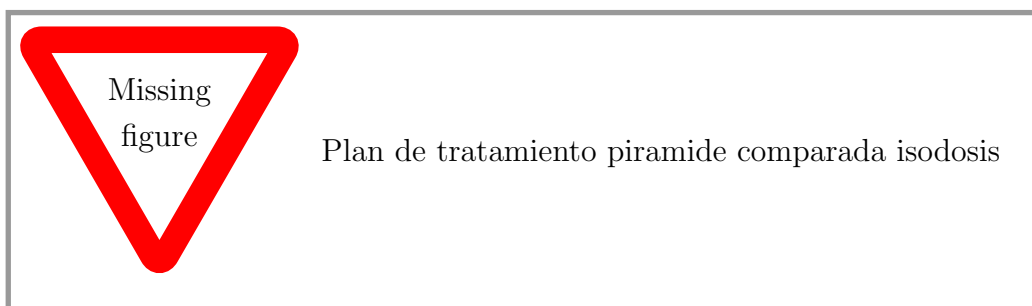


Figura 4.8: Curvas de isodosis para plan piramide

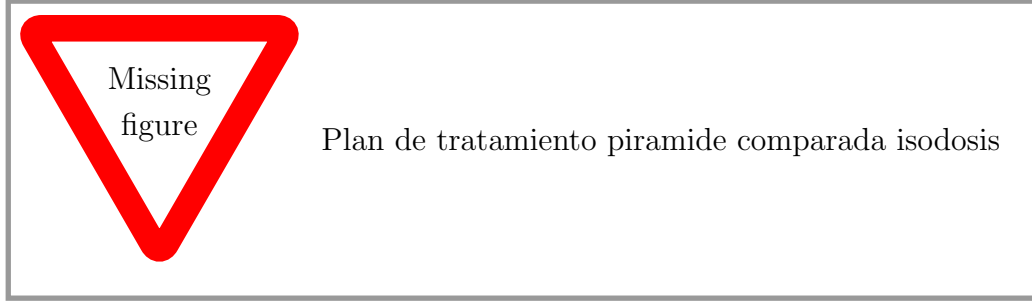


Figura 4.9: Curvas de isodosis para plan piramide

te calculados, para asegurar que correspondan con las dosis prescritas.[15][16]

En este caso, se quiere validar que los planes calculados con el sistema de planeación correspondan con los que se ejecutan en tiempo real en la maquina. Esto dado que, en algunos casos, para planes complejos, las limitaciones de la maquina que no tiene en cuenta el sistema podrían generar distribuciones inciertas que afectan la efectividad del tratamiento.

En consecuencia, para propósitos de comparación de planes, se ha desarrollado una nueva cantidad denominada Γ . Si se desea comparar una distribución de dosis de referencia $D(\vec{r}_c)$ con una distribución de dosis medida $D(\vec{r}_m)$ entonces se define $\Gamma(\vec{r}_c, \vec{r}_m)$ para cada punto de referencia con respecto a cada punto de medida como

$$\Gamma(\vec{r}_c, \vec{r}_m) = \sqrt{\frac{|\vec{r}_c - \vec{r}_m|^2}{DTA^2} + \frac{|D(\vec{r}_c) - D(\vec{r}_m)|^2}{DD^2 \cdot D(\vec{r}_c)^2}}, \quad (4.1)$$

donde $|\vec{r}_c - \vec{r}_m|$ es la distancia entre los puntos analizados en milímetros, $|D(\vec{r}_c) - D(\vec{r}_m)|$ es la diferencia de dosis entre los puntos y DTA (Distance to Agreement) y DD (Dose difference) son parámetros para ajustar la calidad de la comparación. Teniendo estos valores, se define el valor de Γ en cada punto de la distribución de referencia como el mínimo de estas cantidades evaluadas sobre los puntos en la distribución de mediada, es decir $\Gamma(\vec{r}_c) = \min_m \Gamma(\vec{r}_c, \vec{r}_m)$.

De esta manera, para DTA y DD fijos, se está buscando en la distribución medida el punto que está más cercano en una distancia de hasta DTA y

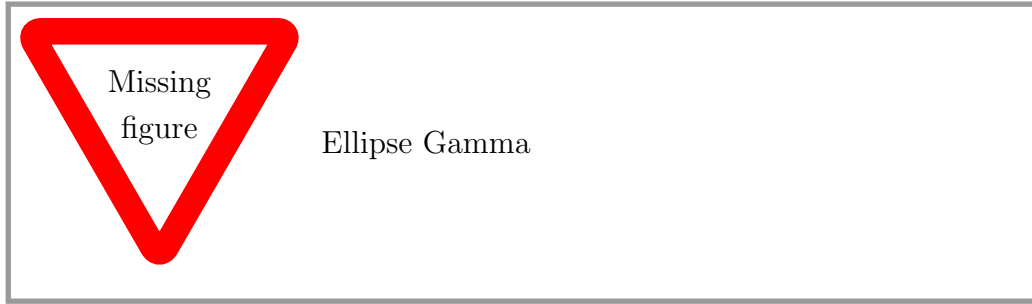


Figura 4.10: Significado geométrico del test gamma

difiere en dosis hasta DD con respecto a algún punto en la distribución de referencia. Parámetros usuales para realizar este análisis son $DTA = 3mm$ y $DD = 3.3\%$, aunque para planes más complejos, con gradientes de dosis altos, se pueden usar parámetros menores, como $DTA = 1mm$ y $DD = 1\%$.

Cada punto en la distribución de referencia pasa el test de comparación con la distribución medida si su $\Gamma(\vec{r}_c) < 1$, lo que quiere decir que, bajo la definición de comparación de distribuciones, éstas coinciden en un valor aceptable. Gráficamente, el significado de este test de ajuste entre distribuciones es representado en la figura 4.10, donde un punto en la distribución de referencia pasa el test si reside en la elipse definida por la ecuación (4.1).

Con estas definición de Γ , realizamos las comparaciones correspondientes entre los planes calculados por el sistema de planeación y los obtenidos mediante la película para el plan piramide y el plan de tratamiento de mama.

En el caso del plan pirámide, se obtiene la matriz Γ mostrada en la figura 4.11, así como el histograma de Γ que evalúa la correspondencia general de los pixeles en ambas distribuciones.

Finalmente, en el caso del plan de tratamiento se mama, se muestra el mismo análisis en la figura 4.12

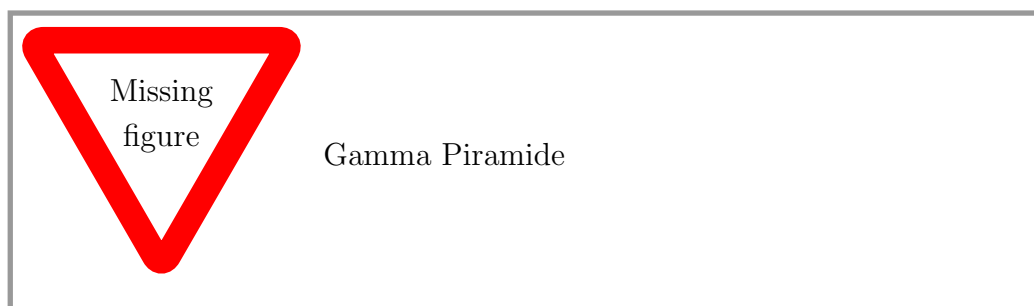


Figura 4.11: Análisis Γ para plan piramide

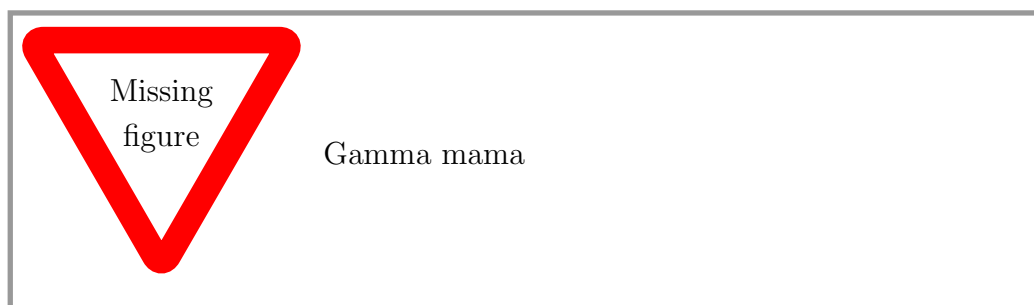


Figura 4.12: Análisis Γ para plan de tratamiento de mama

Capítulo 5

Conclusiones

Bibliografía

- [1] E. B. Podgorsak, *Radiation physics for medical physicists*. Heidelberg New York: Springer, 2010.
- [2] S. Devic, N. Tomic, and D. Lewis, “Reference radiochromic film dosimetry: Review of technical aspects,” *Physica Medica*, vol. 32, no. 4, pp. 541–556, Apr. 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2016.02.008>
- [3] W. L. McLaughlin and L. Chalkley, “Measurement of radiation dose distributions with photochromic materials,” *Radiology*, vol. 84, no. 1, pp. 124–125, Jan. 1965. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1148/84.1.124>
- [4] M. Williams, P. Metcalfe, A. Rosenfeld, T. Kron, F. d’Errico, and M. Moscovitch, “Radiochromic film dosimetry and its applications in radiotherapy.” AIP, 2011. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.3576160>
- [5] M. S. Beni, D. Krstic, D. Nikezic, and K. Yu, “Modeling coloration of a radiochromic film with molecular dynamics-coupled finite element method,” *Applied Sciences*, vol. 7, no. 10, p. 1031, Oct. 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/app7101031>
- [6] E. Y. León-Marroquín, J. M. Lárraga-Gutiérrez, J. A. Herrera-González, M. A. Camacho-López, J. E. V. Barajas, and O. A. García-Garduño, “Investigation of EBT3 radiochromic film's response to humidity,” *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, vol. 19, no. 3, pp. 283–290, Apr. 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1002/acm2.12337>
- [7] A. Rink, D. F. Lewis, S. Varma, I. A. Vitkin, and D. A. Jaffray, “Temperature and hydration effects on absorbance spectra and

- radiation sensitivity of a radiochromic medium,” *Medical Physics*, vol. 35, no. 10, pp. 4545–4555, Sep. 2008. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.2975483>
- [8] A. Niroomand-Rad, C. R. Blackwell, B. M. Coursey, K. P. Gall, J. M. Galvin, W. L. McLaughlin, A. S. Meigooni, R. Nath, J. E. Rodgers, and C. G. Soares, “Radiochromic film dosimetry: Recommendations of AAPM radiation therapy committee task group 55,” *Medical Physics*, vol. 25, no. 11, pp. 2093–2115, Oct. 1998. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.598407>
- [9] K. Chełmiński, W. Bulski, D. Georg, D. Bodzak, Z. Maniakowski, D. Oborska, J. Rostkowska, and M. Kania, “Energy dependence of radiochromic dosimetry films for use in radiotherapy verification,” *Reports of Practical Oncology & Radiotherapy*, vol. 15, no. 2, pp. 40–46, Mar. 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.rpor.2010.02.003>
- [10] S. Mayers, “Characterisation of gafchromic ebt2 film for use in radiation therapy dosimetry,” 2011.
- [11] P. Yu, M. Butson, and T. Cheung, “Does mechanical pressure on radiochromic film affect optical absorption and dosimetry?” *Australasian Physics & Engineering Sciences in Medicine*, vol. 29, no. 3, pp. 285–287, Sep. 2006. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/bf03178580>
- [12] W. Crijs, F. Maes, U. A. van der Heide, and F. V. den Heuvel, “Calibrating page sized gafchromic EBT3 films,” *Medical Physics*, vol. 40, no. 1, p. 012102, Jan. 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.4771960>
- [13] A. Micke, D. F. Lewis, and X. Yu, “Multichannel film dosimetry with nonuniformity correction,” *Medical Physics*, vol. 38, no. 5, pp. 2523–2534, May 2011. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.3576105>
- [14] Y. Li, L. Chen, J. Zhu, and X. Liu, “The combination of the error correction methods of GAFCHROMIC EBT3 film,” *PLOS ONE*, vol. 12, no. 7, p. e0181958, Jul. 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0181958>

- [15] J. Winiecki, T. Morgaś, K. Majewska, and B. Drzewiecka, “The gamma evaluation method as a routine QA procedure of IMRT,” *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy*, vol. 14, no. 5, pp. 162–168, 2009.
- [16] H. Li, L. Dong, L. Zhang, J. N. Yang, M. T. Gillin, and X. R. Zhu, “Toward a better understanding of the gamma index: Investigation of parameters with a surface-based distance method,” *Medical Physics*, vol. 38, no. 12, pp. 6730–6741, 2011.
- [17] S. Devic, J. Seuntjens, E. Sham, E. B. Podgorsak, C. R. Schmidtlein, A. S. Kirov, and C. G. Soares, “Precise radiochromic film dosimetry using a flat-bed document scanner,” *Medical Physics*, vol. 32, no. 7Part1, pp. 2245–2253, Jun. 2005. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.1929253>
- [18] M. E. Howard, M. G. Herman, and M. P. Grams, “Methodology for radiochromic film analysis using FilmQA pro and ImageJ,” *PLOS ONE*, vol. 15, no. 5, p. e0233562, May 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0233562>
- [19] Y. Shimohigashi, F. Araki, M. Maruyama, Y. Nakaguchi, S. Kuwahara, N. Nagasue, and Y. Kai, “Evaluation of a single-scan protocol for radiochromic film dosimetry,” *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, vol. 16, no. 2, pp. 412–424, Mar. 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1120/jacmp.v16i2.5226>
- [20] L. Maya, “Caracterización de películas gafchromic ebt2 para uso en dosimetría del cyberknife,” 2014.
- [21] F. H. Attix, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley, Nov. 1986. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1002/9783527617135>
- [22] F. Khan, *The physics of radiation therapy*. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 2014.
- [23] S. Yoo, G.-Y. Kim, R. Hammoud, E. Elder, T. Pawlicki, H. Guan, T. Fox, G. Luxton, F.-F. Yin, and P. Munro, “A quality assurance program for the on-board imager®,” *Medical Physics*, vol. 33, no. 11, pp. 4431–4447, Oct. 2006. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.2362872>

- [24] P. Casolaro, L. Campajola, and F. D. Capua, “The physics of radiochromic process: one calibration equation for all film types,” *Journal of Instrumentation*, vol. 14, no. 08, pp. P08 006–P08 006, Aug. 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/08/p08006>
- [25] F. Girard, H. Bouchard, and F. Lacroix, “Reference dosimetry using radiochromic film,” *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, vol. 13, no. 6, pp. 339–353, Nov. 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1120/jacmp.v13i6.3994>
- [26] J. Desroches, H. Bouchard, and F. Lacroix, “Technical note: Potential errors in optical density measurements due to scanning side in EBT and EBT2 gafchromic film dosimetry,” *Medical Physics*, vol. 37, no. 4, pp. 1565–1570, Mar. 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.3355895>
- [27] Gafchromic, *Gafchromic dosimetry media, type EBT3*.
- [28] D. Lewis and M. F. Chan, “Correcting lateral response artifacts from flatbed scanners for radiochromic film dosimetry,” *Medical Physics*, vol. 42, no. 1, pp. 416–429, Dec. 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.4903758>
- [29] D. Poppinga, A. A. Schoenfeld, K. J. Doerner, O. Blanck, D. Harder, and B. Poppe, “A new correction method serving to eliminate the parabola effect of flatbed scanners used in radiochromic film dosimetry,” *Medical Physics*, vol. 41, no. 2, p. 021707, Jan. 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.4861098>
- [30] M. Bucciolini, F. B. Buonamici, and M. Casati, “Verification of IMRT fields by film dosimetry,” *Medical Physics*, vol. 31, no. 1, pp. 161–168, Dec. 2003. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1118/1.1631093>