



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO**

**MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA MÉDICA)**

**EVALUACIÓN DE LA DOSIS IMPARTIDA EN TRATAMIENTOS DE  
RADIOCIRUGÍA QUE UTILIZAN CAMPOS NO CONVENCIONALES DE  
RADIACIÓN**

**TESIS**

**QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA MÉDICA)**

**PRESENTA:**

**YOSHIO OMAR VILLAFAÑE BAUTISTA**

**TUTORES PRINCIPALES**

**DRA. MARÍA ISABEL GAMBOA DE BUEN  
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES**

**DR. JOSÉ MANUEL LÁRRAGA GUTIÉRREZ  
INSTITUTO NACIONAL DE NEUROLOGIA Y NEUROCIRUGIA MANUEL  
VELASCO SUÁREZ**

**MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR**

**DRA. OLIVIA AMANDA GARCÍA GARDUÑO  
INSTITUTO NACIONAL DE NEUROLOGIA Y NEUROCIRUGIA MANUEL  
VELASCO SUÁREZ**

**DRA. MERCEDES RODRÍGUEZ VILLAFUERTE  
INSTITUTO DE FÍSICA**

**CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MEXICO, MAYO 2022**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

## **Dedicatoria**

Trabajaste duro por la familia, gracia por tus enseñanzas, tus reglas y tus libertades, siempre formarás parte de mi persona y siempre seguirás guiándome.

Las palabras nunca alcanzan cuando lo que hay que decir desborda el alma, nunca te fuiste siempre te llevo en el corazón.

A la memoria de Enrique Vargas López, un amigo y un padre, gracias.

## **Agradecimientos**

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por el apoyo económico otorgado durante este posgrado.

Al Instituto de Ciencias Nucleares por permitirme un espacio en la realización de mis estudios de posgrado.

Al proyecto apoyado por el fondo sectorial de investigación en salud y seguridad social A3-S-37057 aprobado por el CONACYT.

Agradezco a la Dra. Olivia Amanda García Garduño responsable del proyecto “Impacto de los factores de corrección detector específicos en campos no convencionales de radiación para el cálculo de distribuciones de dosis en radiocirugía y radioterapia” que se lleva a cabo en el Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía Manuel Velasco Suárez” del que forma parte este trabajo de tesis.

A la Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte por sus observaciones y sugerencias.

Al Dr. José Manuel Lárraga Gutiérrez por su ayuda y asesoría en las simulaciones Monte Carlo, así como sus sugerencias y observaciones.

Agradezco infinitamente a mi asesora, la Dra. María Isabel Gamboa de Buen por toda su paciencia, guía, tiempo y su gran apoyo en cada uno de los pasos para la realización de esta tesis.

A mis sinodales: el Dr. Arnulfo Martínez Dávalos, Dra. Olga Leticia Ávila Aguirre, Dra. Olga Olinca Galván de la Cruz y a la Dra. Mariana Hernández Bojórquez por sus sugerencias y correcciones en este trabajo de tesis.

Al Posgrado en Ciencias Físicas de la UNAM y a todos y cada uno de mis profesores en este posgrado por contribuir a mi formación profesional.

Finalmente, mi más profundo agradecimiento a toda mi familia por apoyarme, alentarme e inspirarme a continuar mis sueños profesionales.

## INDICE

<b>1</b>	<b><u>INTRODUCCIÓN</u></b>	<b>1</b>
1.1	JUSTIFICACIÓN	1
1.2	OBJETIVO	2
1.3	METAS	2
<b>2</b>	<b><u>CONCEPTOS BÁSICOS</u></b>	<b>3</b>
2.1	RADIACIÓN	3
2.1.1	RADIACIÓN IONIZANTE	3
2.2	RAYOS X	3
2.2.1	DESCUBRIMIENTO DE LOS RAYOS X	3
2.3	INTERACCIÓN DE LOS RAYOS X CON LA MATERIA	5
2.3.1	ATENUACIÓN EXPONENCIAL	5
2.3.2	PROCESOS DE INTERACCIÓN	6
2.3.3	EFFECTO COMPTON	7
2.3.4	EFFECTO FOTOELÉCTRICO	9
2.3.5	PRODUCCIÓN DE PARES	9
2.4	INTERACCIÓN DE LOS ELECTRONES CON LA MATERIA	10
2.4.1	TIPOS DE INTERACCIÓN	10
2.4.2	PODER DE FRENADO	12
2.4.3	ALCANCE	13
2.5	MAGNITUDES Y UNIDADES QUE DESCRIBEN EL CAMPO DE RADIACIÓN.	14
2.5.1	FLUENCIA DE PARTÍCULAS	14
2.5.2	FLUENCIA DE ENERGÍA	14
2.5.3	TASA DE FLUENCIA DE PARTÍCULAS	15
2.5.4	TASA DE FLUENCIA DE ENERGÍA	15
2.6	MAGNITUDES Y UNIDADES DOSIMÉTRICAS	15
2.6.1	KERMA	15
2.6.2	KERMA DE COLISIÓN	16
2.6.3	KERMA DE RADIACIÓN.	17
2.6.4	TASA DE KERMA	17
2.6.5	DOSIS	17
2.6.6	TASA DE DOSIS	17
2.7	EQUILIBRIO DE PARTÍCULA CARGADA (EPC)	17
<b>3</b>	<b><u>DOSIMETRÍA DE CAMPOS PEQUEÑOS</u></b>	<b>19</b>
3.1	FALTA DE EQUILIBRIO LATERAL EN CAMPOS PEQUEÑOS	19
3.2	TAMAÑO DE LA FUENTE Y OCLUSIÓN PARCIAL DEL HAZ	21
3.3	ENDURECIMIENTO DEL ESPECTRO DE ENERGÍA PARA HACES PEQUEÑOS	23

<b>3.4</b>	<b>RESPUESTA DEL DETECTOR Y MEDICIONES DE LA DOSIS</b>	<b>24</b>
<b>3.5</b>	<b>CAMPO PEQUEÑO</b>	<b>27</b>
<b>4</b>	<b><u>PROCEDIMIENTO, MÉTODOS Y MATERIALES</u></b>	<b><u>28</u></b>
<b>4.1</b>	<b>MATERIALES</b>	<b>28</b>
4.1.1	EGSNRC	28
4.1.2	PLAN DE TRATAMIENTO	32
<b>4.2</b>	<b>PROCEDIMIENTOS</b>	<b>32</b>
4.2.1	FACTORES DE CORRECCIÓN POR DENSIDAD Y VOLUMEN	32
4.2.2	DOSIS EN AGUA Y EN LiF PARA UN HAZ DE 6 MV	34
4.2.3	DOSIS EN AGUA PARA UN PLAN DE TRATAMIENTO	36
4.2.4	DOSIS EN LiF:Mg,Ti PARA UN PLAN DE TRATAMIENTO	48
<b>5</b>	<b><u>RESULTADOS Y DISCUSIÓN</u></b>	<b><u>49</u></b>
<b>5.1</b>	<b>FACTORES DE CORRECCIÓN POR DENSIDAD Y POR VOLUMEN</b>	<b>49</b>
<b>5.2</b>	<b>DOSIS EN AGUA Y EN LiF PARA UN HAZ DE 6 MV</b>	<b>50</b>
<b>5.3</b>	<b>DOSIS EN AGUA PARA UN PLAN DE TRATAMIENTO</b>	<b>53</b>
5.3.1	PERFIL DE DOSIS Y TAMAÑO DE CAMPO	53
5.3.2	DOSIS EN AGUA PARA UN PLAN DE RADIOCIRUGÍA.	54
5.3.3	COMPARACIÓN DE LAS DOSIS EN AGUA Y EN LiF PARA EL PLAN DE RADIOCIRUGÍA.	59
<b>6</b>	<b><u>CONCLUSIONES</u></b>	<b><u>62</u></b>
<b>7</b>	<b><u>BIBLIOGRAFÍA</u></b>	<b><u>63</u></b>

# 1 INTRODUCCIÓN

## 1.1 Justificación

Los avances tecnológicos han permitido mejorar significativamente la administración de la dosis en los centros de radioterapia debido al uso de campos pequeños en diferentes técnicas de radiocirugía como la radioterapia de intensidad modulada (IMRT por sus siglas en ingles ) y la radiocirugía estereotáctica (SRS por sus siglas en ingles), que son técnicas avanzadas y especializadas para tratar tumores, malformaciones arteriovenosas cerebrales inoperables y otras lesiones intracraneales y fuera de la región craneal (radiocirugía estereotáctica SBRT por sus siglas en ingles) (Das IJ 2008, Heydarian M 1996). Los campos pequeños permiten impartir una alta dosis al volumen blanco y limitan el daño al tejido normal u órganos de riesgo, lo cual es sumamente ventajoso pues se logra un mejor control local favoreciendo la tolerancia a la radioterapia (Laub WU 2003).

La entrega de dosis con haces pequeños requiere la distribución exacta, precisa y óptima, además de garantizar que la posición y las dimensiones del campo coincidan con el volumen blanco, por lo cual se propone realizar dosimetrías absoluta y relativa de alta resolución (Laub WU 2003, Heydarian M 1996). Sin embargo, el uso de campos pequeños y gradientes localizados genera incertidumbres adicionales que no estaban presentes o que no eran de gran importancia en campos convencionales (Stasi M 2004).

Los campos pequeños presentan nuevos desafíos dosimétricos como lo son la pérdida lateral de equilibrio de partículas cargadas (LCPE) y la oclusión parcial de la fuente generando penumbras pronunciadas y superpuestas. Además, se deben aplicar correcciones por perturbación y sensibilidad debido a que el volumen del detector es comparable con las dimensiones del campo y por la composición atómica del detector por el efecto de la variación del espectro electrónico que induce variaciones en la relación de poderes de frenado en agua y aire (Stasi M 2004).

En particular, los equipos de radioterapia de alta precisión en ocasiones no pueden proporcionar configuraciones en condiciones de referencia como las definidas por el código de prácticas del Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) TRS 398 (Andreo P 2000). Si la salida del haz o los diferentes factores son extrapolados o medidos incorrectamente se pueden generar grandes errores dosimétricos o incertidumbres sistemáticas al implementar los valores medidos en los sistemas de planificación, dando lugar a tratamientos erróneos y, en consecuencia, conduciendo a incidentes o accidentes radiológicos (Azangwe G 2014, Francescon P 2012).

Como respuesta a los nuevos desafíos que los campos pequeños generan el OIEA, junto con la Asociación de Estados Unidos de Físicos en Medicina (AAPM, por sus siglas en inglés) propone el reporte técnico TRS 483 “Dosimetría de campos pequeños estáticos usados en radioterapia externa” (Palman H 2017) el cual es un código de prácticas para haces de campos pequeños.

Debido a las nuevas dificultades que los campos pequeños presentan y a la exigencia de sus aplicaciones, es importante observar el efecto en la determinación de la dosis del nuevo protocolo en comparación con el antiguo protocolo.

## **1.2 Objetivo**

Realizar cálculos con un código Monte Carlo (MC) para obtener la dosis impartida en un tratamiento de radiocirugía que utiliza campos no convencionales de radiación.

## **1.3 Metas**

- Obtener los factores de corrección por volumen y por densidad para dosímetros de LiF: Mg,Ti de  $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$  (microcubos).
- Determinar la dosis impartida a los microcubos en campos de  $10 \times 10$ ,  $3 \times 3$ ,  $1 \times 1$
- Validar los cálculos realizados con el código MC usando los resultados experimentales de la dosis impartida a microcubos (Peña Jiménez 2015).
- Determinar la dosis impartida a los microcubos y a agua en un plan de radiocirugía que se va a modelar con el maniquí, el acelerador y el microcubo.
- Comparar los resultados para LiF y agua.



## 2 CONCEPTOS BÁSICOS

### 2.1 Radiación

Se define la radiación como la propagación de energía a través de un medio material o vacío, esta energía es transportada por partículas o por radiación electromagnética. Dependiendo de la energía, la radiación se clasifica como: radiación ionizante y no ionizante (Podgorsak 2005).

#### 2.1.1 Radiación ionizante

Es un tipo de radiación que genera ionización en los átomos de la materia con la que interacciona. Ya que la energía para arrancar un electrón de valencia del átomo se encuentra entre los 4 y 25 eV, es necesario que la radiación transporte esta energía (ya sea como energía cinética o como energía cuántica) para ser llamada radiación ionizante (Attix 2008).

Los principales tipos de radiación ionizante son:

- Rayos  $\gamma$
- Rayos X
- Electrones y positrones rápidos y partículas  $\beta^-$  y  $\beta^+$
- Partículas pesadas cargadas
- Neutrones

### 2.2 Rayos X

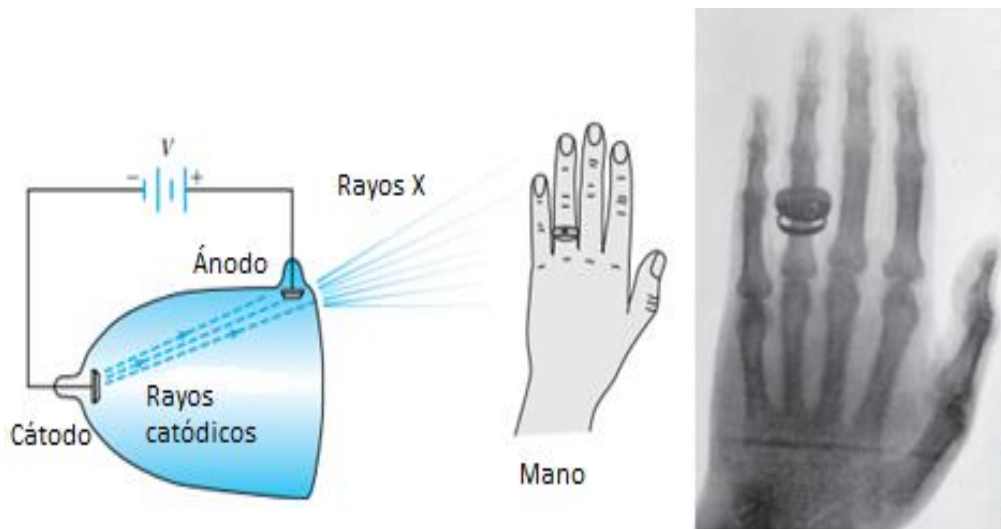
#### 2.2.1 Descubrimiento de los rayos X

En la década de 1890 se tenía un gran interés en el estudio de los rayos catódicos pues se suponía que estos tenían una íntima relación con los átomos. En un intento de estudiarlos, en 1895 Wilhelm Roentgen (figura 2.1) notó una pantalla fosforescente brillando vívidamente en la habitación oscura, Roentgen se dio cuenta de que se trataba de un tipo de radiación distinta de los rayos catódicos, además no se afectaba por los campos electromagnéticos y era mucho más penetrante que los rayos catódicos, aparentemente estos rayos fueron producidos debido a que los rayos catódicos bombardeaban las paredes del tubo de vacío (Thornton ST 2012).



*Figura 2.1. Wilhelm Roentgen (1845-1923).*

Roentgen estudió su transmisión y atenuación a través de distintos materiales y, debido a su naturaleza desconocida, los llamó rayos X, además mostró que podía obtener una imagen de los huesos al dejar pasar los rayos X sobre la mano, como se muestra en la figura 2.2, lo que llevó a un grande y rápido desarrollo de la utilización de los rayos X en aplicaciones médicas (imagenología, intervencionismo, tratamiento, etc.). Por este descubrimiento Roentgen recibió el premio Nobel de Física en 1901 (Thornton ST 2012).



*Figura 2.2. Radiografía de la una mano.*

## 2.3 Interacción de los rayos X con la materia

### 2.3.1 Atenuación exponencial

Cuando un fotón interactúa con la materia puede ser absorbido o dispersado, si el fotón es absorbido desaparece y parte o toda su energía es transferida a la materia; si el fotón es dispersado, se desvía de su trayectoria original y en este proceso puede o no transferir energía al medio. Si el fotón no interactúa con la materia la atravesará siguiendo su trayectoria original.

Si un haz angosto y monoenergético con un gran número  $N_0$  de fotones atraviesa un material de espesor  $x$  en cm, es atenuado (debido a la absorción o dispersión) y el número de fotones  $N(x)$  que atraviesa el medio sin interactuar está dado por (Attix 2008):

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad 2.1$$

Donde  $\mu$  es el coeficiente lineal de atenuación y depende la energía del fotón y del número atómico del medio, su unidad es  $\text{cm}^{-1}$ .

El coeficiente lineal de atenuación depende del estado físico del medio, al dividirlo entre la densidad del medio se obtiene el coeficiente másico de atenuación  $\mu/\rho$  que es independiente del estado físico y su unidad es  $\text{cm}^2/\text{g}$ .

En dosimetría son relevantes los coeficientes másicos de transferencia de energía y de absorción de energía los cuales se definen en las ecuaciones **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.** y **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**, respectivamente.

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right) = \left(\frac{\mu}{\rho}\right) \frac{\bar{E}_{tr}}{h\nu} \quad 2.2$$

$$\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right) = \left(\frac{\mu}{\rho}\right) \frac{\bar{E}_{ab}}{h\nu} \quad 2.3$$

Donde  $\bar{E}_{tr}$  es la energía promedio transferida a partículas cargadas (electrones y positrones) por los rayos X y  $\bar{E}_{ab}$  es la energía promedio depositada por las partículas cargadas en el medio (Attix 2008).

En la figura 2.3 se presentan los coeficientes másicos de absorción de energía para agua y para LiF.

### Coeficiente másico de absorción de energía como función de la energía

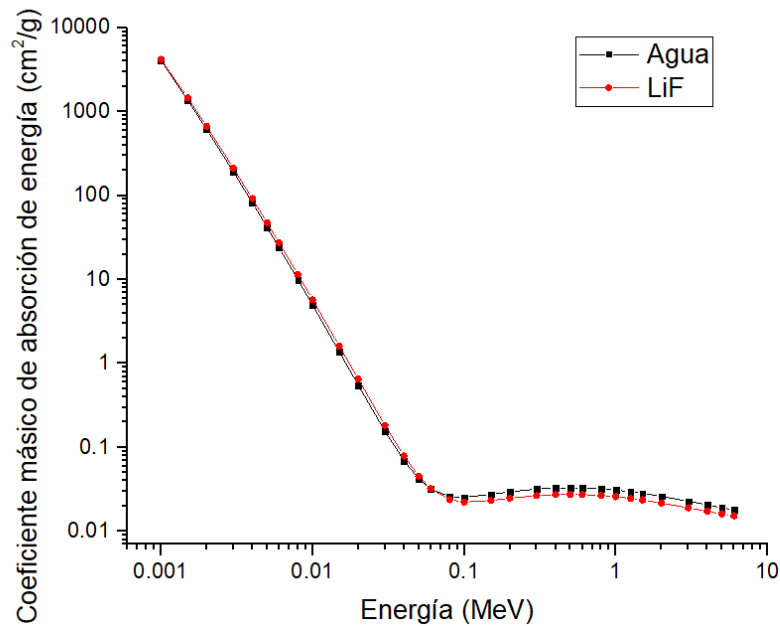


Figura 2.3. Coeficiente másico de absorción de energía como función de la energía, para agua y para LiF (NIST 2022).

### 2.3.2 Procesos de interacción

Existen seis tipos de interacciones de los rayos X con la materia, los cuales se dan a continuación:

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

De estos, los más importantes son el efecto Compton, el efecto fotoeléctrico y la producción de pares ya que en estos transfiere energía a partículas cargadas, por otro lado la dispersión de Rayleigh es elástica y en este caso el fotón solamente se redirige sin pérdida de energía, para el caso de la dispersión Thomson también habrá solo una redirección en su trayectoria, finalmente las interacciones fotonucleares son significativas para fotones con energía mayor o igual a 10 MeV (Attix 2008).

La importancia de los tres primeros efectos depende de la energía del fotón incidente ( $E = h\nu$ ) y del número atómico  $Z$  del medio con el que interacciona (Attix 2008).

### 2.3.3 Efecto Compton

El efecto Compton es una colisión elástica entre un fotón y un electrón libre (se entiende por libre que el electrón tiene una energía de enlace mucho menor que la energía del fotón incidente) (Cember H 1969).

Si en una colisión entre un fotón y un electrón libre se conservan el momento y la energía es imposible que toda la energía del fotón sea transferida al electrón, en consecuencia, se tendrá un nuevo fotón, llamado fotón disperso, el cual tendrá menor energía que el fotón original, este proceso se muestra en la figura 2.4 (Cember H 1969).

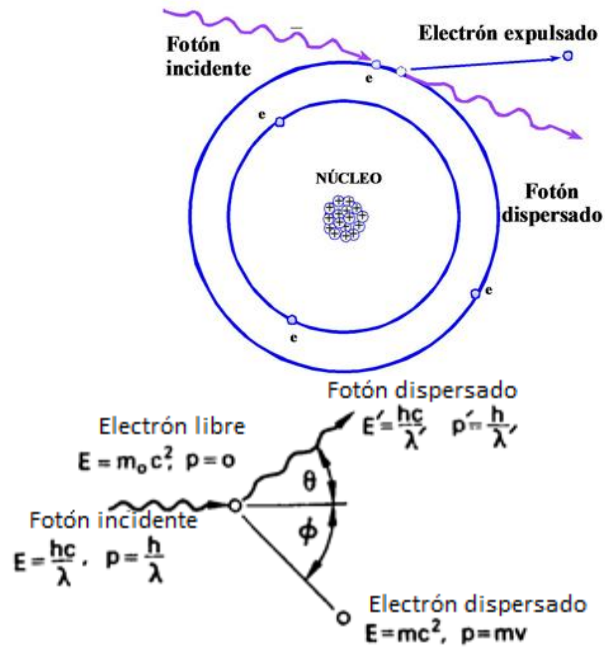


Figura 2.4. Dispersión Compton

De acuerdo con la figura 2.4 y a que hay conservación de energía y de momento, se tienen las relaciones **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**, **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.** y **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**:

$$m_0c^2 + \frac{hc}{\lambda} = mc^2 + \frac{hc}{\lambda'} \quad 2.4$$

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda'} \cos \theta + mv \cos \varphi \quad 2.5$$

$$0 = \frac{h}{\lambda} \sin \theta - mv \sin \varphi \quad 2.6$$

donde  $m_0$  es la masa en reposo del electrón,  $h$  la constante de Planck,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío,  $\lambda$  la longitud de onda del fotón incidente,  $\lambda'$  la longitud de onda del fotón dispersado,  $\theta$  el ángulo del fotón dispersado,  $\varphi$  el ángulo del electrón dispersado,  $v$  la velocidad del electrón,  $T$  la energía cinética del electrón una vez dispersado y  $m$  la masa del electrón (Cember H 1969).

Resolviendo el sistema de ecuaciones anterior, resulta que el cambio o corrimiento en la longitud de onda es:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = 0.0242(1 - \cos\theta) \text{ \AA} \quad 2.7$$

De la ecuación 2.7 se puede ver que el cambio de la longitud de onda no depende de la energía del fotón incidente ni del material con el que interacciona, solo depende del ángulo de dispersión (Cember H 1969).

Y la relación de los ángulos de dispersión del electrón y el fotón está dada por:

$$\cot\left(\frac{\theta}{2}\right) = \left\{1 - \frac{hv}{m_0c^2}\right\} \tan\varphi \quad 2.8$$

Además, de la conservación de la energía, se tiene que la energía cinética del electrón es:

$$T = \frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda'} = hv - hv' \quad 2.9$$

La dispersión Compton también cobra relevancia en la física de la salud, porque un fotón de alta energía transfiere una fracción mayor de esta a un electrón que un fotón de baja energía (Cember H 1969).

El coeficiente de atenuación para el efecto Compton es la probabilidad de una interacción de Compton con un electrón por unidad de longitud, esta disminuye al aumentar la energía cuántica y es casi independiente del número atómico  $Z$  del medio, en la figura 2.5 se muestra el coeficiente másico de atenuación para el proceso Compton  $\sigma/\rho$  (Attix 2008).

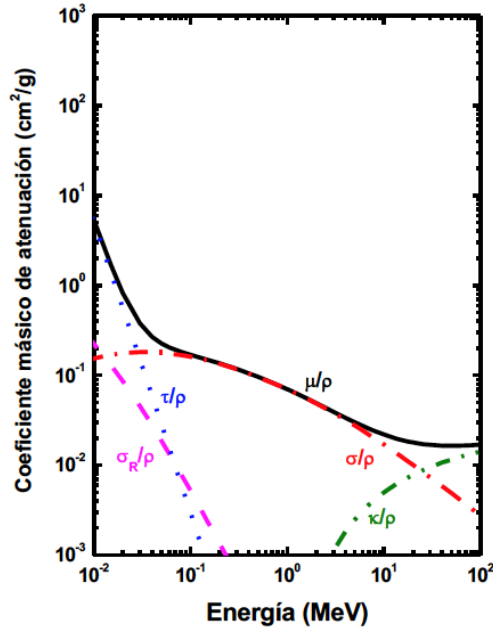


Figura 2.5. Coeficientes másicos de atenuación para los procesos de dispersión de Rayleigh  $\sigma_R/\rho$  y de Compton  $\sigma/\rho$ , fotoeléctrico  $\tau/\rho$  y de producción de pares  $\kappa/\rho$  en carbono.

### 2.3.4 Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es una interacción entre un fotón de baja energía y un electrón fuertemente ligado, donde la energía de ligadura es igual o menor que la energía del fotón, básicamente se tiene una ionización en la cual el electrón liberado conocido como fotoelectrón tiene una energía cinética dada por la ecuación 2.10:

$$T_{pe} = h\nu - E_b \quad 2.10$$

Donde  $T_{pe}$  es la energía cinética del fotoelectrón,  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la frecuencia del fotón y  $E_b$  la energía de ligadura del electrón (Attix 2008).

El efecto fotoeléctrico es más probable que ocurra para fotones de baja energía y los materiales de alto número atómico (figura 2.5). El coeficiente másico de atenuación para este efecto  $\tau/\rho$  es proporcional a  $Z^3/h\nu^3$ , es decir depende fuertemente del número atómico  $Z$  del medio (Cember H 1969).

### 2.3.5 Producción de pares

Este proceso se da cuando un fotón interacciona y da lugar a un electrón y un positrón en un campo de fuerzas de Coulomb, más frecuentemente cerca de un núcleo atómico como se observa en la figura 2.6, o en el campo de un electrón teniéndose que en este proceso, debido a que el electrón con cuyo campo interacciona el fotón también adquiere energía cinética, se tiene la expulsión de dos electrones y un positrón, por esta razón se llama producción de tripletes. Para que se tenga producción de pares cerca de un

núcleo, se requiere una energía mínima del fotón igual a  $2m_0c^2$  y cerca de un electrón una de  $4m_0c^2$  (Attix 2008).

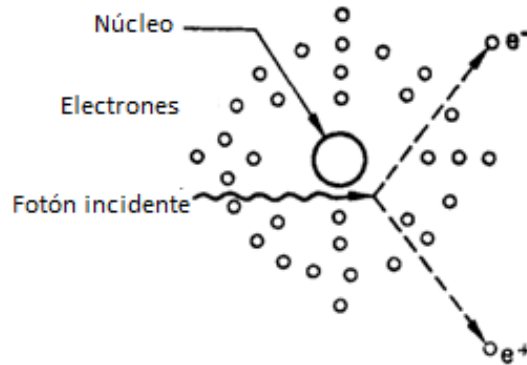


Figura 2.6. Producción de pares.

El coeficiente másico de atenuación para la producción de pares  $\kappa/\rho$  (figura 2.5) es aproximadamente proporcional a  $Z$ , por lo tanto, es cada vez más importante a medida que aumenta el número atómico del material absorbente (Cember H 1969).

Después de la producción del par, estos se proyectan en la dirección hacia adelante, posteriormente el positrón interactuará con un electrón aniquilándose y generando dos fotones de aniquilación (Cember H 1969).

## 2.4 Interacción de los electrones con la materia

Las partículas cargadas interactúan con más de un electrón y con los núcleos de los átomos presentes en la materia, en estas interacciones se tienen pequeñas transferencias de energía. Por ejemplo, los electrones incidentes al atravesar interactúan con el núcleo y los electrones orbitales de los átomos a través de interacciones de Coulomb, en estas interacciones se tienen colisiones entre el electrón incidente y un electrón orbital o un núcleo de un átomo, estas pueden ser elásticas o inelásticas. Si la colisión es inelástica, el electrón incidente se desvía de su trayectoria original y parte de su energía es transferida a un electrón orbital o se emite como radiación de frenado; si la colisión es elástica el electrón incidente se desvía de su trayectoria original, pero conserva su energía (Attix 2008).

### 2.4.1 Tipos de interacción

El tipo de interacción que experimente el electrón incidente con un átomo se caracteriza en términos del radio atómico  $a$  y el parámetro de impacto  $b$  (ver figura 2.7) que se define como la distancia perpendicular entre la dirección de la trayectoria del electrón antes de la interacción y el núcleo atómico (Attix 2008).



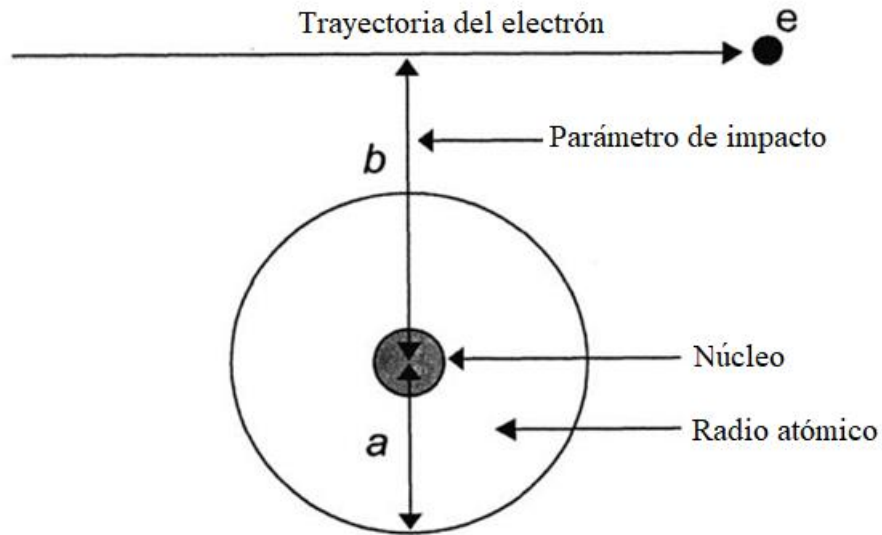


Figura 2.7. Interacción de los electrones con la materia

- **Colisión suave ( $b \gg a$ )**

El electrón interactúa con todo el átomo excitándolo a un nivel de energía mayor o ionizándolo, sacando un electrón de valencia, el efecto neto resulta en una pequeña transferencia de energía (del orden de eV), como estas colisiones son más probables y numerosas, entonces aproximadamente la mitad de la energía total transferida a los electrones se debe a este tipo de interacciones (Attix 2008).

En medios condensados como líquidos y sólidos estas colisiones dan lugar a efectos de polarización y, si la velocidad de los electrones en el medio es mayor que la de la luz en ese medio, la energía gastada por los electrones puede ser emitida como luz coherente blanca-azul, a este efecto se le conoce como efecto Cerenkov, el cual es irrelevante en física radiológica (Attix 2008).

- **Colisión fuerte ( $b \sim a$ )**

El electrón colisiona con un electrón orbital y le transfiere una fracción apreciable de su energía cinética sacándolo del átomo con una energía cinética considerable, a este electrón se le conoce como rayo  $\delta$ , estos rayos tienen energía suficiente para sufrir interacciones coulombianas y pierden su energía a lo largo de una trayectoria diferente del electrón primario (Attix 2008).

Las colisiones fuertes son pocas en comparación con las colisiones suaves, pero la fracción de energía que pierden los electrones incidentes son comparables.

Cuando los electrones son expulsados de las capas se emiten rayos X y/o electrones Auger, por lo que parte de la energía transferida al medio puede ser transportada lejos de la trayectoria original del electrón incidente por los rayos X o los rayos  $\gamma$  (Attix 2008).

- **Interacción coulombiana con el campo externo del núcleo ( $b \ll a$ )**

En la mayoría de estas interacciones los electrones son dispersados elásticamente y no emiten rayos X ni excitan al núcleo perdiendo únicamente la energía necesaria

para que haya conservación de momento, por lo que no es un mecanismo importante de transferencia de energía, pero sí de desviación de la trayectoria de los electrones (Attix 2008).

Si el electrón incidente sufre una colisión inelástica con el núcleo atómico entonces se emite un rayo X el cual puede tener energía desde cero hasta la energía cinética del electrón incidente dando origen a lo que se conoce como radiación de frenado o bremsstrahlung, esta energía depende del parámetro de impacto  $b$ , entre más pequeño sea el parámetro de impacto, el fotón emitido será más energético. La sección eficaz diferencial atómica del bremsstrahlung es proporcional a  $z^2$  e inversamente proporcional a  $M^2$  donde  $z$  y  $M$  son el número atómico y la masa de la partícula cargada, respectivamente, teniéndose que los electrones presentan un efecto significativo en la emisión de la radiación de frenado (Attix 2008).

La radiación de frenado es un efecto importante en la disipación de energía para materiales de  $Z$  grande, pero es relativamente insignificante en materiales de  $Z$  pequeño para electrones con energías menores que  $10 \text{ MeV}$  (Attix 2008).

#### 2.4.2 Poder de frenado

Es el valor esperado de la rapidez de pérdida de energía por unidad de longitud de trayectoria  $x$  por una partícula cargada de tipo  $Y$  y de energía cinética  $T$ , en un medio de número atómico  $Z$ , el poder másico de frenado es el poder de frenado dividido por la densidad del material (Attix 2008). El poder de frenado se divide en:

- **Poder de frenado de colisión:** es la rapidez de pérdida de energía por unidad de longitud de trayectoria debida a la suma de las colisiones suaves y fuertes, se produce ionización y excitación de los átomos del medio contribuyendo a la dosis cerca de la trayectoria de la partícula cargada (Attix 2008).
- **Poder de frenado radiativo:** Es la rapidez de pérdida de energía por unidad de longitud de trayectoria debida a interacciones radiativas, originando radiación de frenado, la energía gastada es llevada lejos de la traza por los fotones (Attix 2008).

En general el tratamiento teórico de los poderes de frenado es complejo, sin embargo, existen tablas donde se tabulan estos valores para diferentes energías.

Los poderes másicos de frenado de colisión para agua y TLD-100 se presentan en la figura 2.8Figura 2.8.

Poder másico de frenado de colisión como función de la energía

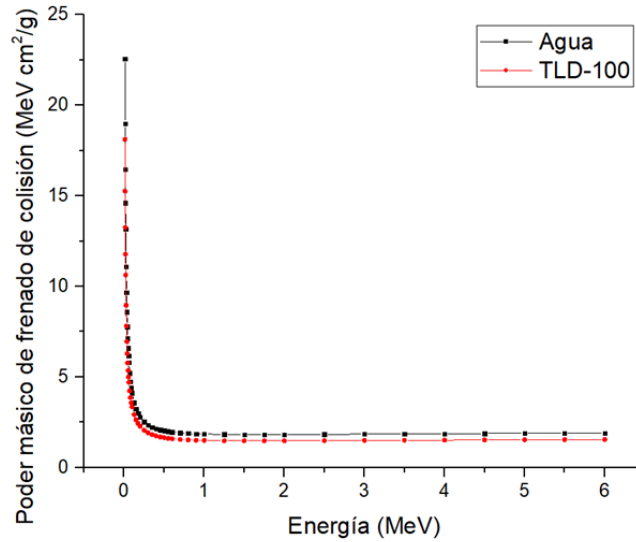


Figura 2.8. Poder másico de frenado de colisión como función de la energía para agua y para TLD-100 (Attix 2008).

### 2.4.3 Alcance

El **alcance**  $R$  de una partícula cargada de un tipo y energía dados en un medio es el valor esperado de la longitud de trayectoria  $p$  que sigue hasta que llega al reposo (ver la figura 2.9) (Attix 2008).

El **alcance proyectado**  $\langle t \rangle$  de una partícula cargada de un tipo y energía dados en un medio dado es el valor esperado de la mayor profundidad de penetración  $t_f$  de la partícula en su dirección inicial (Attix 2008).

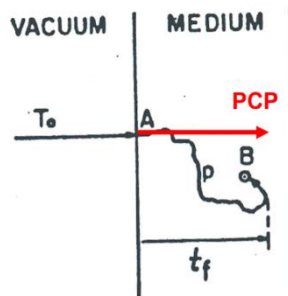


Figura 2.9. Alcance y alcance proyectado (modificada de (Attix 2008)).

## 2.5 Magnitudes y unidades que describen el campo de radiación.

### 2.5.1 Fluencia de partículas

Se define como el número de partículas  $dN_e$  que inciden sobre una esfera de volumen  $dv$  y que cruzan perpendicularmente la máxima área  $da$  circunscrita en la esfera, en un intervalo de tiempo  $t$  (figura 2.10) (Attix 2008).

$$\Phi = \frac{dN_e}{da} \quad 2.11$$

Las unidades de  $\Phi$  son:  $m^{-2}$  o  $cm^{-2}$ .

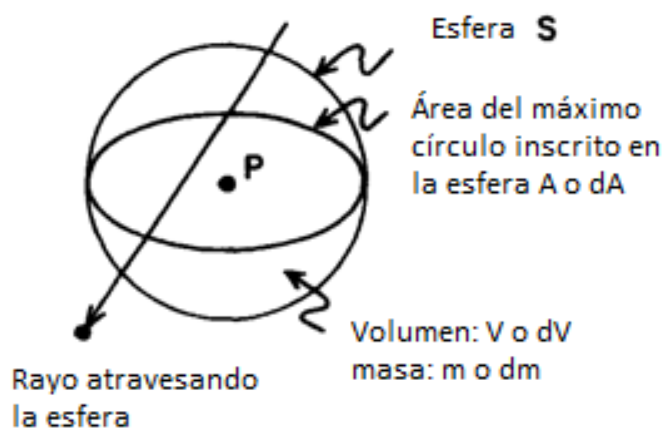


Figura 2.10. Caracterización del campo de radiación en un punto P (Attix 2008).

### 2.5.2 Fluencia de energía

Es el valor esperado de la energía radiante  $dR$  (excluyendo la energía de las masas en reposo) que llevan las  $N_e$  partículas que entran e inciden sobre la superficie de una esfera infinitesimal de sección transversal máxima  $da$  (Attix 2008).

$$\psi = \frac{dR}{da} \quad 2.12$$

Para el caso de un haz monoenergético:

$$R = EN \quad 2.13$$

Y entonces se tiene que:

$$\psi = E\Phi \quad 2.14$$

Su unidad es:  $J/m^2, J/cm^2$ .

### 2.5.3 Tasa de fluencia de partículas

Es el cambio de la fluencia  $d\Phi$  durante un intervalo de tiempo  $dt$ , dado por:

$$\dot{\Phi} = \frac{d\Phi}{dt} \quad 2.15$$

Su unidad es  $m^{-2}s^{-1}$  o  $cm^{-2}s^{-1}$ .

### 2.5.4 Tasa de fluencia de energía

Es el cociente  $d\psi$  por  $dt$ , donde  $d\psi$  es el incremento de la fluencia de energía en un intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{\psi} = \frac{d\psi}{dt} \quad 2.16$$

Para el caso de un haz monoenergético la ecuación 2.16 se simplifica de la siguiente manera. se tiene que

$$\dot{\psi} = E\dot{\Phi} \quad 2.17$$

Su unidad es:  $J/m^2 s, J/cm^2 s$ .

## 2.6 Magnitudes y unidades dosimétricas

### 2.6.1 Kerma

La palabra kerma es un acrónimo en inglés de energía cinética liberada por unidad de masa (kinetic energy released per unit mass), el kerma está definido para radiación indirectamente ionizante como campos de fotones y neutrones (Attix 2008).

Se define como el valor esperado de la energía transferida a partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés, incluyendo pérdidas de energía radiativas, pero excluyendo energía pasada de una partícula a otra, el kerma se denota por  $K$ , se divide en kerma de colisión ( $K_c$ ) y kerma de radiación ( $K_r$ ), y se define de la siguiente manera (Attix 2008).

$$K = K_c + K_r = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} \quad 2.18$$

Donde  $d\bar{E}_{tr}$  es el valor esperado de la energía transferida en un volumen  $dV$  en un punto  $P$  durante un intervalo de tiempo y  $dm$  es la masa en el volumen  $dV$ .

Para un espectro de fotones el kerma está relacionado con la fluencia de energía mediante la ecuación 2.19.

$$K = \int_{E=0}^{E_{max}} \psi(E) \cdot \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \cdot dE \quad 2.19$$

donde  $\psi(E)$  es la distribución diferencial de la fluencia de energía de fotones,  $\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z}$  es el coeficiente másico de transferencia de energía para una energía  $E$  y algún material  $Z$ .

Su unidad es: Gy donde  $1Gy = 1 \frac{J}{kg}$ .

### 2.6.2 Kerma de colisión

El kerma de colisión es aquella energía que la partícula cargada liberada por la no cargada gasta posteriormente en interacciones de Coulomb con electrones atómicos del medio absorbente, es decir es la energía gastada en la producción de excitaciones e ionizaciones por unidad de masa (Attix 2008).

Se define como el valor esperado de la energía transferida neta a partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés, excluyendo las pérdidas de energía radiativas y la energía pasada de una partícula a otra (Attix 2008).

$$K_c = \frac{d\bar{E}_{tr}^n}{dm} \quad 2.20$$

Donde  $d\bar{E}_{tr}^n$  es el valor esperado de la energía transferida neta en el volumen finito  $dV$  durante un intervalo de tiempo en un punto  $P$  y  $dm$  es el diferencial de masa asociada al volumen  $dV$ .

El kerma de colisión está relacionado con la fluencia de energía mediante el coeficiente másico de absorción de energía.

$$K_c = \int_{E=0}^{E_{max}} \psi(E) \cdot \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z} \cdot dE \quad 2.21$$

donde  $\psi(E)$  es a la distribución diferencial de la fluencia de energía de fotones,  $\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z}$  es el coeficiente masico de transferencia de energía para una energía  $E$  y algún material  $Z$ .

Su unidad es: Gy donde  $1 Gy = 1 \frac{J}{kg}$ .

### 2.6.3 Kerma de radiación.

El kerma de radiación es la energía utilizada en interacciones radiativas con el campo de fuerzas de Coulomb del núcleo atómico, produciendo emisión de rayos X, esta energía es transportada lejos por los fotones (Attix 2008).

### 2.6.4 Tasa de kerma

Es el cambio en el kerma  $K$  en un intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad 2.22$$

Su unidad es: Gy/s.

### 2.6.5 Dosis

Se define como el valor esperado de la energía impartida a la materia por unidad de masa en un punto de interés. Para el caso de partículas no cargadas (radiación indirectamente ionizante) como los fotones, estos transfieren su energía a partículas secundarias cargadas, las cuales transfieren parte de su energía cinética al medio y otra parte de su energía se pierde en forma de radiación (bremsstrahlung, aniquilación de partículas) (Podgorsak 2005). La dosis absorbida está dada por la ecuación 2.23:

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad 2.23$$

donde  $d\varepsilon$  es el valor esperado de la energía impartida en el volumen finito  $dV$  durante un intervalo de tiempo en un punto P y  $dm$  es la masa asociada al volumen  $dV$ .

Su unidad es: Gy.

### 2.6.6 Tasa de dosis

Es el cambio en la dosis  $D$  en un intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad 2.24$$

Su unidad es: Gy/s.

## 2.7 Equilibrio de partícula cargada (EPC)

El equilibrio de partícula cargada es una condición que permite relacionar la dosis con el kerma de colisión.

Para una fuente externa de radiación indirectamente ionizante que incide de manera uniforme sobre un medio homogéneo y despreciando la atenuación, se tendrá una

producción uniforme de partículas cargadas secundarias que no es necesariamente isótropa, pero si tiene la misma distribución direccional y energética. Para estas partículas se dice que existe equilibrio de partícula cargada (EPC), en un volumen  $v$  dentro del volumen irradiado, si cada partícula cargada de un tipo y energía dados que sale de  $v$ , es remplazada por una partícula idéntica y de la misma energía que entra, en términos de los valores esperados. Bajo condiciones de EPC se cumple la ecuación 2.25 (Attix 2008)

$$\bar{D} = \bar{K}_c \quad 2.25$$

Donde  $\bar{D}$  es el valor esperado de la dosis absorbida, es decir la energía impartida a la materia por unidad de masa y  $\bar{K}_c$  es el valor esperado del kerma de colisión, que representa la energía transferida neta por radiación indirectamente ionizante a las partículas cargadas por unidad de masa y que posteriormente será utilizada en la producción de ionizaciones y excitaciones en la materia.

Por otro lado, si las condiciones de equilibrio de partícula cargada no se cumplen como es el caso en el que el volumen  $v$  se encuentra en la proximidad de una frontera de inhomogeneidad dentro del medio o en el caso de la proximidad de la fuente de radiación (en este caso la fluencia de energía no es uniforme) entonces no se tiene equilibrio de partícula cargada y la ecuación 2.25 no es válida (Attix 2008).



### **3 Dosimetría de campos pequeños**

Para poder realizar una dosimetría precisa, es necesario señalar y entender ciertas problemáticas relacionadas con el haz y con el detector que los haces y campos pequeños presentan, las cuales han sido estudiadas por diversos grupos de trabajo. Estas problemáticas se presentan a continuación y harán evidente el hecho de que la dosimetría de campos pequeños necesariamente debe tomar en cuenta nuevos factores que generarán nuevos procedimientos y datos que antes no se tenían en cuenta.

#### **3.1 Falta de equilibrio lateral de partícula cargada en campos pequeños**

Para un haz de fotones grande, comparado con el alcance de las partículas cargadas secundarias, que incide en un maniquí de agua, el kerma de colisión disminuye con la profundidad debido a la disminución de la fluencia de fotones y tiene su máximo en la superficie del maniquí. Por otro lado, la dosis en la superficie del maniquí es diferente de cero y crece con la profundidad (debido al aumento de la fluencia de electrones que son expulsados en las capas más superficiales del maniquí) hasta llegar a un valor máximo, luego disminuye a medida que el kerma de colisión disminuye (debido a la disminución de la fluencia de fotones y, por ende, de electrones) como se observa en la figura 3.1. A la profundidad de dosis máxima, la dosis y el kerma de colisión son iguales pues se alcanza un EPC; a profundidades mayores que esta, la dosis es mayor que el kerma de colisión, a esta condición se le conoce como equilibrio transitorio de partícula cargada (ETPC) (Attix 2008, Khan FM 2014). Además, se tendrá equilibrio lateral de partícula cargada (ELPC), es decir, EPC en la dirección lateral, que se debe a los electrones que se dispersan fuera de la región central del haz y que serán remplazados por los electrones de la región fuera del eje central que se dispersan y entran a la región central (Andreo P 2017).

Para el caso de haces pequeños de fotones de MV, los electrones producidos tienen un rango lateral mayor o igual que el tamaño campo, lo que no permite un equilibrio entre los electrones que entran y los que salen de la región central del campo de radiación y, por lo tanto, no existe ELPC; por esta razón el rango electrónico es un parámetro crítico en haces pequeños. Para un pequeño volumen de interés dado, dentro de la región central del campo de radiación, la dosis impartida dentro del pequeño volumen se debe solo a una fracción de la energía transferida a las partículas cargadas dentro del mismo volumen, por lo que en todo punto dentro de la región central del campo de radiación se tendrá que la dosis es menor que el kerma de colisión; este efecto se muestra en la figura 3.1 (Das II 2008, Andreo P 2017).

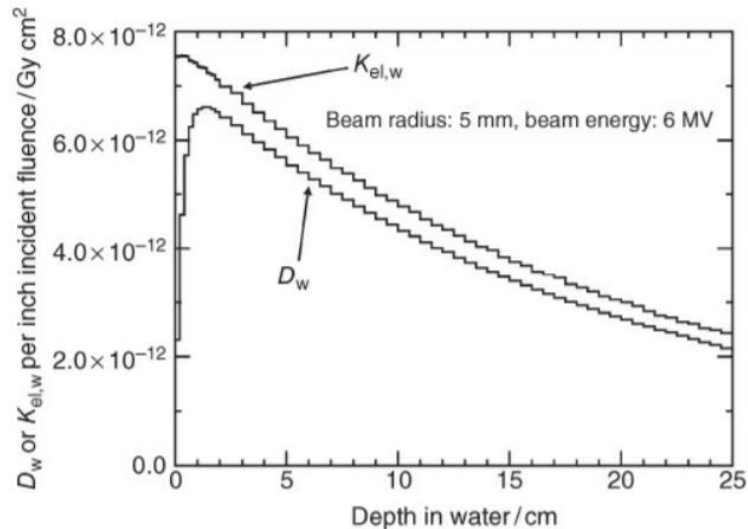


Figura 3.1. Cálculo de la dosis absorbida y el kerma de colisión en agua por método Monte Carlo para un haz de 5 mm de radio y un acelerador clínico de 6 MV (Andreo P 2017)

El rango lateral de los electrones secundarios producidos por el haz de fotones está en función de la energía, para cada energía dada se tiene un tamaño de campo mínimo para el cual se tiene ELPC. El rango lateral de equilibrio de partícula cargada  $r_{LCPE}$ , se define como el radio mínimo en el eje central de un campo circular de fotones para el cual la dosis absorbida en agua es igual al kerma de colisión en agua, el  $r_{LCPE}$  es también el radio mínimo para el que se considera un haz grande. La figura 3.2 muestra los cocientes de  $D_w/K_c$  en función del radio de un campo circular de fotones para diferentes energías, el cociente aumenta y tiende a 1 al aumentar el tamaño de campo y vale 1 a partir de un radio igual al  $r_{LCPE}$ ; se puede observar que entre mayor es la energía del haz el  $r_{LCPE}$  es mayor, de esta manera se obtuvo experimentalmente la ecuación 3.1 (Palmans H 2017, Andreo P 2017).

$$r_{LCPE} = 8.369 \cdot TPR_{20,10}(10) - 4.382 \quad 3.1$$

El  $TPR_{20,10}(10)$ , que es el índice de calidad del haz de fotones, es el cociente del cociente tejido-maniquí medido a 20 cm de profundidad en agua entre el medido a 10 cm de profundidad para un campo de 10 x10 cm<sup>2</sup> en el isocentro.

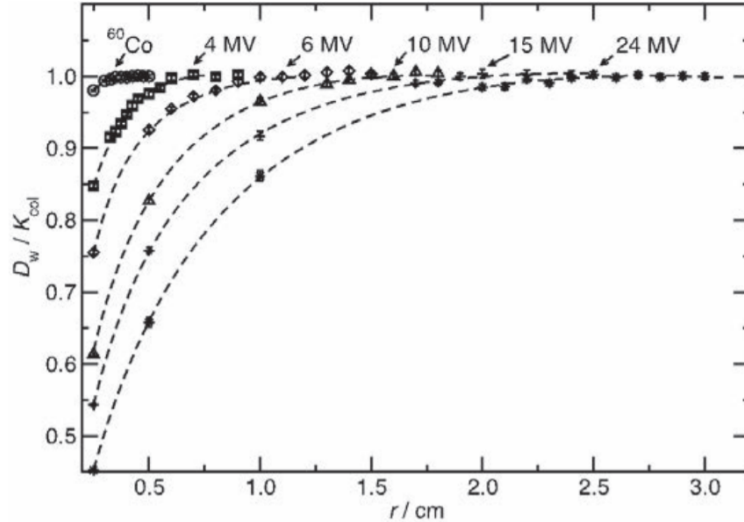
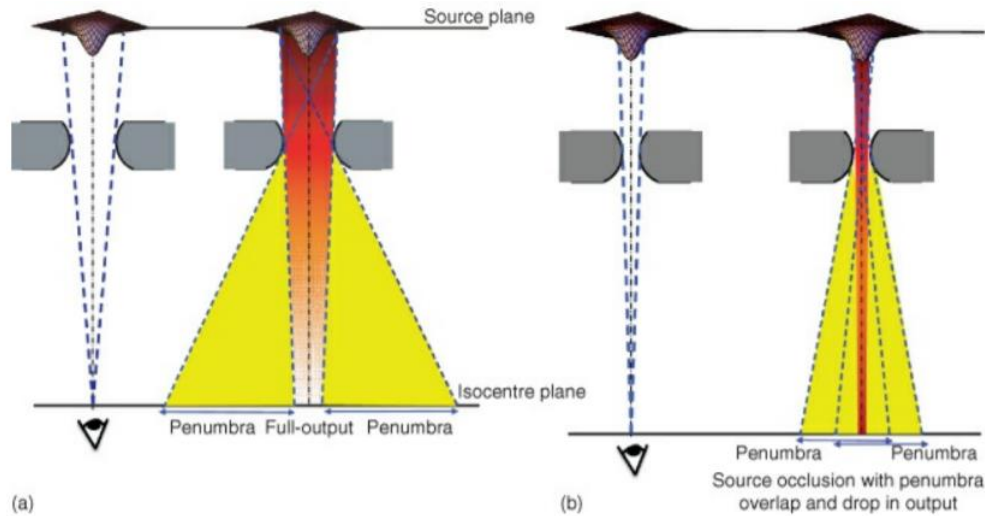


Figura 3.2. Razón entre la dosis y el kerma de colisión en agua para diferentes energías como función del radio de un campo circular a una profundidad de 5 cm en el eje central del haz, para una distancia fuente superficie (SSD) de 100 cm para los haces de alta energía y una distancia fuente isocentro (SAD) de 80 cm para el haz de  $^{60}\text{Co}$  (Palmans H 2017)

### 3.2 Tamaño de la fuente y oclusión parcial del haz

La fuente primaria de fotones es generada por la interacción de un haz estrecho de electrones con un blanco, a la salida de este el tamaño de la fuente no es puntual y tiene un tamaño considerablemente pequeño. Para haces pequeños de fotones el tamaño de la fuente tiene un papel crucial en la distribución lateral de la dosis.

El tamaño del haz de radiación está determinado por colimadores, los cuales bloquean parte del haz primario de fotones. Para haces pequeños los colimadores pueden llegar a bloquear parte de la fuente primaria de fotones como se muestra en la figura 3.3, a este bloqueo se le conoce como oclusión parcial del haz y se observa sobre todo el plano perpendicular al haz ubicado a una distancia típica de medición (Andreo P 2017).



*Figura 3.3. Efecto de oclusión parcial del haz. (a) Fuente visible en su totalidad vista desde el plano de medición, se puede ver que no hay una superposición de las penumbras. (b) Fuente no visible desde el plano de medición debido a la oclusión del haz, se puede observar una superposición de las penumbras (Andreo P 2017).*

En la figura 3.4a se observa que los tamaños de campo geométrico y de radiación coinciden cuando se tiene EPC. Cuando los tamaños de campo son del orden del alcance lateral de las partículas cargadas muestran un pequeño error en la coincidencia debido a una ligera superposición entre las penumbras (figura 3.4b). El efecto de oclusión parcial del haz tiene repercusiones sobre los perfiles de dosis (ver la figura 3.4c), originando una superposición entre las penumbras (las penumbras se superponen sobre toda la sección transversal del campo) y, por lo tanto, una ampliación del tamaño de campo de radiación definido entre los puntos para los cuales se tiene un 50% de la dosis relativa para un perfil del haz, en comparación con el campo definido por la configuración de los colimadores. Si el tamaño de campo disminuye lo suficiente para generar una superposición completa de las penumbras, entonces la salida del haz disminuirá debido a esta superposición, en comparación con haces grandes (Das IJ 2008, Andreo P 2017, Podgorsak 2005). La superposición de las penumbras es un efecto que depende tanto de la distancia entre la fuente y el punto de medición como de la distancia entre la fuente y el colimador.

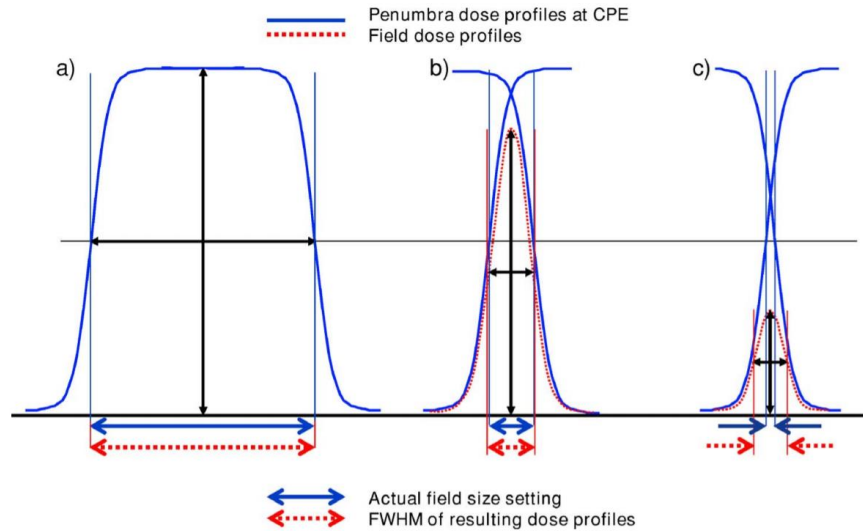


Figura 3.4. (a) Perfil de dosis para un campo en el que se tiene EPC. (b) Perfil de dosis cuando el tamaño de campo es del mismo orden que el alcance lateral de las partículas cargadas. (c) Perfil de dosis para un tamaño de campo pequeño donde se tiene una mayor superposición entre las penumbras (Das IJ 2008).

En los aceleradores modernos, el tamaño de la fuente primaria no rebasa los 5 mm y el  $r_{LCPE}$  es mayor que el tamaño de campo donde se presenta el efecto de oclusión parcial del haz, para estos casos el  $r_{LCPE}$  determina el tamaño del haz para que se considere pequeño (Andreo P 2017).

### 3.3 Endurecimiento del espectro de energía para haces pequeños

Los haces pequeños también modifican la calidad del haz de fotones, tanto por el sistema de colimación como por la generación del campo pequeño de radiación. Es bien sabido que los componentes en el cabezal del acelerador (filtro primario, filtro de aplanamiento, etc.) producen fotones dispersos que degradan y suavizan el haz. Para los haces pequeños el colimador que define el tamaño de campo también brinda una protección de la radiación dispersa, de esta manera se limita la contribución de los fotones de baja energía dando como resultado un endurecimiento del haz en el eje central. Fuera del eje se puede ver una contribución relativamente mayor que puede o no dar un endurecimiento del haz. En principio este efecto dependerá de la existencia del filtro de aplanamiento y de su diseño (Palmans H 2017). Por otro lado, debido a la reducción del volumen irradiado (pues se tiene un campo pequeño) la contribución de la radiación dispersa en el eje central del campo, dentro de un maniquí, es menor y el espectro de fotones está más influenciado por los fotones primarios y es más energético que para un campo grande, en consecuencia, se tiene un endurecimiento del haz conforme el tamaño de campo disminuye (ver la figura 3.5) (Andreo P 2017). El último efecto es más dominante en las aplicaciones de radioterapia. Además, la energía promedio de los fotones aumenta de forma más pronunciada en comparación con los haces anchos debido a la menor dispersión de los fotones (Heydarian M 1996).

Los cambios en el espectro de fotones generan cambios similares en el espectro de las partículas cargadas secundarias teniéndose que la energía promedio de los electrones

secundarios aumenta ligeramente para tamaños de haz pequeños como se muestra en la figura 3.5. Además, la falta de ELPC genera que haya un exceso de electrones de alta energía creados en el eje central debido a la falta de electrones de menor energía entrantes a la región central del haz, dando como resultado un aumento en la energía media de los electrones en la región central (Heydarian M 1996):

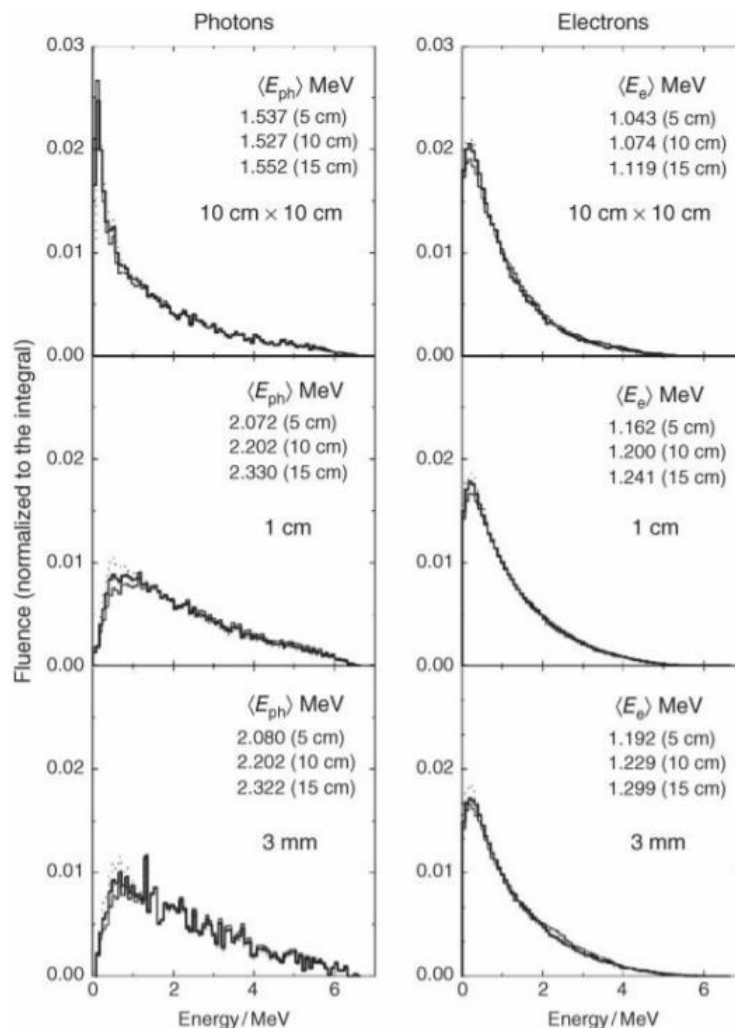


Figura 3.5. Espectro de fotones y electrones para un haz generado por un acelerador de 6 MV a diferentes profundidades y para diferentes tamaños de campo (Andreo P 2017).

Fuera del eje central no se tiene claridad si los espectros de electrones y fotones se endurecen o se suavizan, pues la falta de ELPC influye sobre este efecto. Debido a estas complejidades los espectros de energía y los factores de corrección para diferentes dosímetros son difíciles de modelar (Andreo P 2017, Andreo P 2000).

### 3.4 Respuesta del detector y mediciones de la dosis

Para poder detectar y determinar la dosis en un campo de radiación es necesario conocer las características del detector y cómo su respuesta esta influenciada por el tipo y la

calidad de la radiación. La falta de ELPC y los cambios en el espectro de fotones y electrones provocan una variación en la respuesta del detector que depende de su tipo y de su modo de respuesta.

En radioterapia el uso de cámaras de ionización es bien reconocido, sin embargo, estas pueden dejar de ser útiles debido al gran tamaño del volumen sensible (que puede ser más grande que la planitud del campo) el cual no se puede cubrir por completo por el haz teniéndose que el valor de la dosis medida es menor que el valor real. Conforme la sección transversal del haz se hace más grande con la profundidad, existirá una mayor proporción del volumen sensible que es irradiado aumentando el valor de la dosis medida.

Existen cámaras de pequeño volumen, las cuales pueden servir para ciertos tamaños de campo pequeños, pero presentan problemas con la sensibilidad que disminuyen al aumentar el tamaño del volumen sensible (Heydarian M 1996, Stasi M 2004).

Para campos pequeños la dosis medida puede depender del tamaño del volumen sensible del detector debido a la penumbra pues se promedia la dosis absorbida en el volumen. En general el volumen sensible del detector es el factor más importante en la determinación de la dosis. Debido a esto, también se ha investigado y extendido el uso de diferentes detectores.

Debido a los efectos del detector, como son los de perturbación y parcial de volumen, en dosimetría de campos pequeños se introduce un factor de corrección de campo que compensa estas variaciones en la respuesta del detector en un campo clínico ( $f_{clin}$ ); con respecto a un campo de referencia específico de la maquina ( $f_{msr}$ ), el cual es un campo de referencia para equipos de radioterapia que no pueden establecer el campo de referencia convencional de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  a una distancia de 100 cm de la fuente. El factor de corrección de campo está dado por la ecuación 3.2.

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{(S_{w,det})_{Q_{clin}}}{(S_{w,det})_{Q_{msr}}} \cdot (p_{vol})_{Q_{msr}}^{Q_{clin}} \cdot (p_{fl})_{Q_{msr}}^{Q_{clin}} \cdot (p_{spec})_{Q_{msr}}^{Q_{clin}} \quad 3.2$$

Donde  $(S_{w,det})_{Q_{clin}}$  y  $(S_{w,det})_{Q_{msr}}$  son las razones de los poderes de frenado en agua y en el detector para la calidad del campo clínico ( $Q_{clin}$ ) y el campo de referencia específico de la máquina ( $Q_{msr}$ ), respectivamente;  $(p_{vol})_{Q_{msr}}^{Q_{clin}}$  es la relación de los factores de volumen para los campos  $f_{clin}$  y  $f_{msr}$ ;  $(p_{fl})_{Q_{msr}}^{Q_{clin}}$  es la relación de los factores de corrección por perturbación de la fluencia de partículas cargadas en  $f_{clin}$  y  $f_{msr}$  y  $(p_{spec})_{Q_{msr}}^{Q_{clin}}$  es la relación de los factores de corrección que toman en cuenta la dependencia espectral de la absorción de la energía de los fotones en el detector.

Para materiales de bajo número atómico el cociente de las razones de los poderes de frenado es cercano a la unidad, en general se prefieren detectores que sean equivalentes al tejido y tengan bajo Z, para estos casos  $\frac{(S_{w,det})_{Q_{clin}}}{(S_{w,det})_{Q_{msr}}} \approx 1$ .

Por otro lado  $(p_{vol})_{Q_{msr}}^{Q_{clin}} \approx (p_{vol})_{Q_{clin}}$  pues para un tamaño de campo  $f_{msr}$  el factor de volumen será la unidad, cuando no se tiene filtro de aplanamiento esto no es del todo cierto. En general la falta de uniformidad en la distribución de dosis sobre el volumen de detección provoca variaciones en las lecturas del detector que son proporcionales a su volumen sensible, de esta manera el factor de volumen  $p_{vol}$  se define como la relación entre la dosis absorbida en el eje central de un campo pequeño con relación a la dosis promediada sobre un volumen de agua igual al volumen activo del detector, la figura 3.6 muestra  $p_{vol}$  como función del tamaño de campo para un haz de 6 MV y diferentes detectores, donde es claro que el efecto de volumen promedio aumenta con la disminución del tamaño de campo y, para campos relativamente grandes, el valor es cercano a la unidad (Azangwe G 2014).

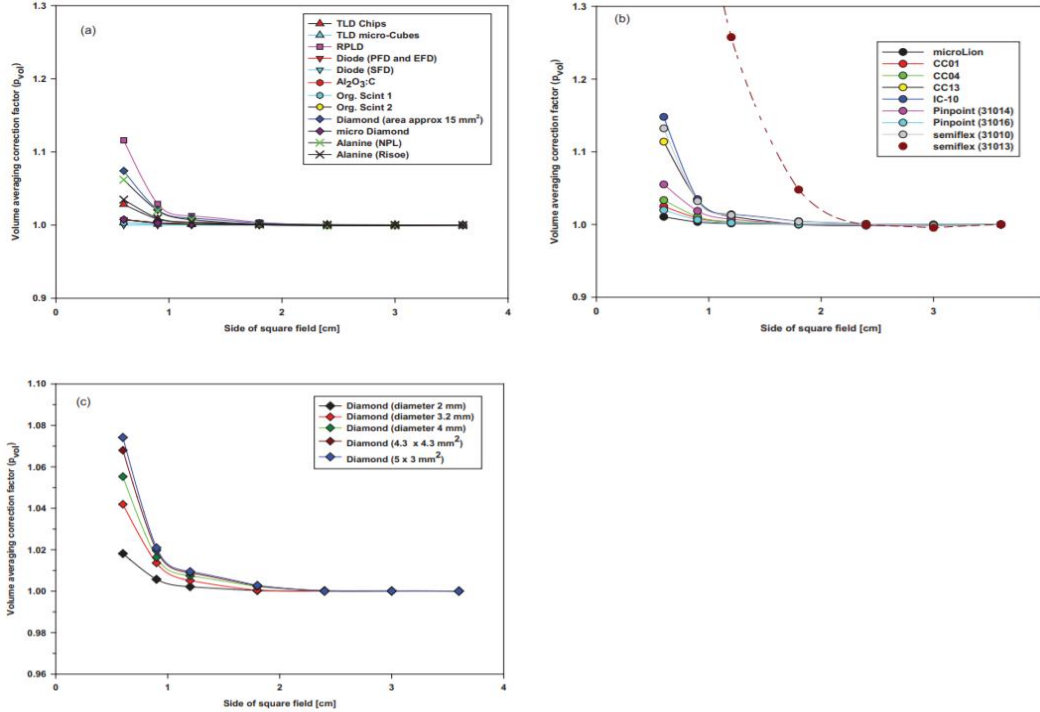


Figura 3.6. Factor de volumen  $p_{vol}$  para diferentes tipos de detectores (Azangwe G 2014)

Tomando en cuenta el factor de corrección de campo  $(k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}})$  la dosis absorbida en agua para un campo de radiación clínico ( $f_{clin}$ ) está dada por la ecuación 3.3.

$$D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad 3.3$$

Donde  $D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}$  es la dosis absorbida en un maniquí de agua en un punto de referencia para un campo de referencia específico de la máquina y  $M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}$  y  $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$  son las lecturas respectivas del dosímetro en los campos  $f_{clin}$  y  $f_{msr}$  corregidas por las magnitudes de influencia (Azangwe G 2014).



El factor de corrección de campo se puede escribir como el cociente de las razones de dosis y de las lecturas:

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{\frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}}}{\frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}}} \quad 3.4$$

El cociente de las dosis define el factor total de dispersión o factor de dosis relativa dado por:

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad 3.5$$

### 3.5 Campo pequeño

Finalmente, de acuerdo con la discusión anterior y con el formalismo del TRS 483 (Palmans H 2017), se debe cumplir al menos una de las siguientes condiciones para que un haz externo de fotones se considere pequeño.

- Existe una pérdida lateral de equilibrio de partículas cargadas en el eje del haz.
- Existe oclusión parcial de la fuente primaria de fotones en el eje del haz ocasionada por los colimadores.
- El tamaño del detector es similar o mayor que el tamaño del haz.

Nótese que las dos primeras condiciones están directamente relacionadas con el haz y la última se relaciona con el tamaño del detector.

## 4 PROCEDIMIENTO, MÉTODOS Y MATERIALES

En este trabajo se llevaron a cabo simulaciones Monte Carlo utilizando algunos códigos de EGSnrc, se obtuvieron los factores de volumen y densidad para dosímetros TLD-100 y la dosis impartida en un tratamiento de radiocirugía.

### 4.1 Materiales

Las simulaciones se realizaron utilizando el código DOSXYZnrc el cual se encuentra dentro del paquete de software EGSnrc

#### 4.1.1 EGSnrc

EGSnrc es un paquete lanzado en el año 2000 y escrito en Mortran; es una versión nueva y actualizada del software EGS (Electron Gamma Shower desarrollado por Stanford Linear Gamma Shower en 1970), utilizado en simulaciones MC para el transporte y modelado de radiación ionizante (electrones, positrones y fotones con energías entre 1 keV y 10 GeV) a través de la materia, en particular del depósito de energía. Las simulaciones se pueden realizar en geometrías arbitrarias y en diferentes arreglos experimentales (Kawrakow 2001). EGSnrc realiza refinamientos en el transporte de partículas cargadas, secciones transversales a bajas energías e incorpora bibliotecas para geometrías complejas y fuentes de partículas.

Las aplicaciones de EGSnrc necesitan un archivo de entrada con extensión. egsinp, el cual debe contener los bloques de entrada más comunes, por ejemplo (Kawrakow I 2006):

- Geometría: En este bloque el usuario define la geometría sobre la que se llevará a cabo el transporte de partículas (esta geometría puede ser un maniquí). Existe una lista de bibliotecas de geometrías disponibles para el usuario. Dentro del bloque se pueden definir diferentes geometrías, pero se debe especificar la de simulación.
- Fuente de partículas: Este bloque es esencial en una simulación MC pues define la fuente de radiación, se pueden definir diferentes fuentes, pero se debe especificar la de simulación.
- Control de ejecución: Este bloque especifica los parámetros genéricos de la simulación, como el número de historias, la precisión estadística, el tiempo de la simulación, etc. En esta sección basta con determinar el número de historias a simular.
- Parámetros de transporte MC: Esta sección es relevante pues influye en la precisión y eficiencia de la simulación, determina los fenómenos físicos y las energías de corte para las partículas.
- Medios (opcional): En esta parte se definen los medios (composición del material) utilizados en la geometría, para esto existen dos formas, la primera es con los

archivos de datos PEGS4 directamente dentro de la definición de la geometría o en un bloque independiente, el cual debe asociar cada medio con un archivo de datos PEGS4.

- Salida Ausgab (opcional): Esta sección permite salidas adicionales e incluye la dosis por regiones o medios y las trayectorias de las partículas.

#### 4.1.1.1 DOSXYZnrc

DOSXYZnrc es un código basado en EGSnrc utilizado para obtener distribuciones de dosis en tres dimensiones, simulando el transporte de fotones y electrones dentro de una geometría cartesiana, el código cuenta con la interfaz DOSXYZnrc GUI (figura 4.1) que ayuda al usuario a generar el archivo de entrada (figura 4.2).

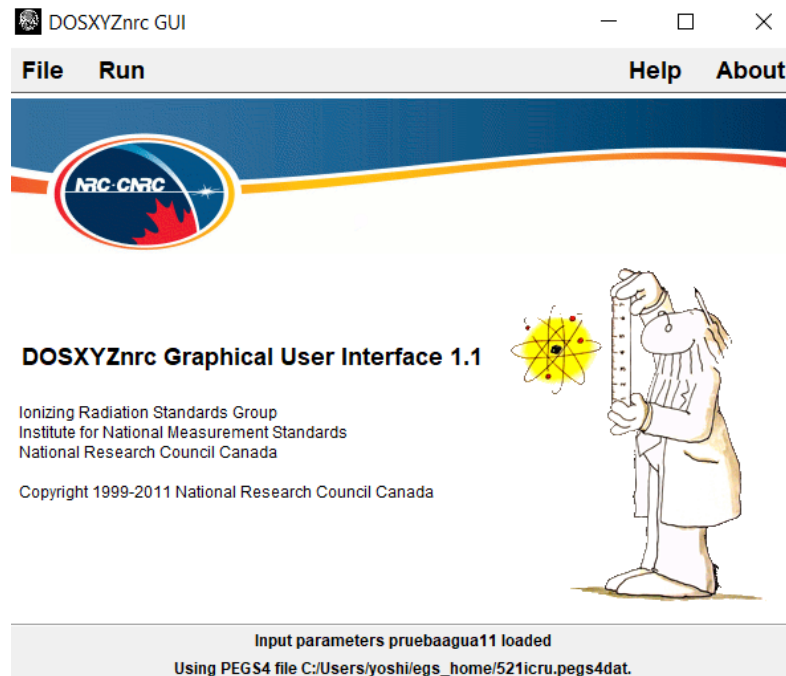


Figura 4.1. Interfaz gráfica de DOSXYZnrc (DOSXYZnrc GUI).

Figura 4.2. Entrada de datos para construir el archivo de entrada utilizado en DOSXYZnrc.

El código permite construir voxeles con diferentes dimensiones que varían en X, Y y Z, además se pueden variar la densidad y el tipo de material de cada voxel. Se tiene un gran número de haces que pueden ser utilizados en la simulación, también permite implementar un archivo de espacio fase, toda esta información es introducida por el usuario (Walters B 2005).

DOSXYZnrc puede ser utilizado para trabajar con imágenes por tomografía computarizada (TC), para esto se utiliza un programa (ctcreate) el cual lee números Hounsfield de una TC y los convierte en los datos requeridos (material y densidad) para DOSXYZnrc (Walters B 2005).

En el bloque “Phantom definition” se especifican la geometría y los materiales del maniquí el cual puede construir el usuario o utilizar datos de una TC. Además, se

especifican las energías de corte para los electrones y los fotones, tan pronto como la energía total de una partícula cae por debajo de la energía de corte, su historia se termina y su energía se deposita en la región en la que se encontraba la partícula

El bloque “Source parameters” cuenta con diversas fuentes que pueden ser utilizadas en la simulación y también permite utilizar los espacios fase de otra fuente (ver la figura 4.3), cada fuente necesita ciertos parámetros que indican la dirección e incidencia de la radiación, así como su energía y el tipo de partículas.

- 0 - Parallel beam from the front
- 1 - Parallel beam from any direction with rectangular collimation
- 2 - Full phase-space source file
- 3 - Point source from the front with rectangular collimation
- 4 - Beam characterization model
- 6 - Uniform isotropically radiating parallelepiped within DOSXYZnrc phantom
- 7 - Parallel rectangular beam from multiple directions
- 8 - Phase-space source from multiple directions
- 9 - BEAM treatment head simulation
- 10 - BEAM simulation source from multiple directions
- 20 - Phase-space source through dynamic library with multiple variable geometry settings
- 21 - Dynamic BEAM simulation source with multiple variable geometry settings

*Figura 4.3. Fuentes disponibles dentro de DOSXYZnrc.*

El bloque “Simulation parameters” permite introducir el número de historias de la simulación, entre otros parámetros. Se tiene la opción “Edit EGSnrc parameters” la cual ayuda a modificar la física tomada en cuenta dentro de la simulación (figura 4.4).

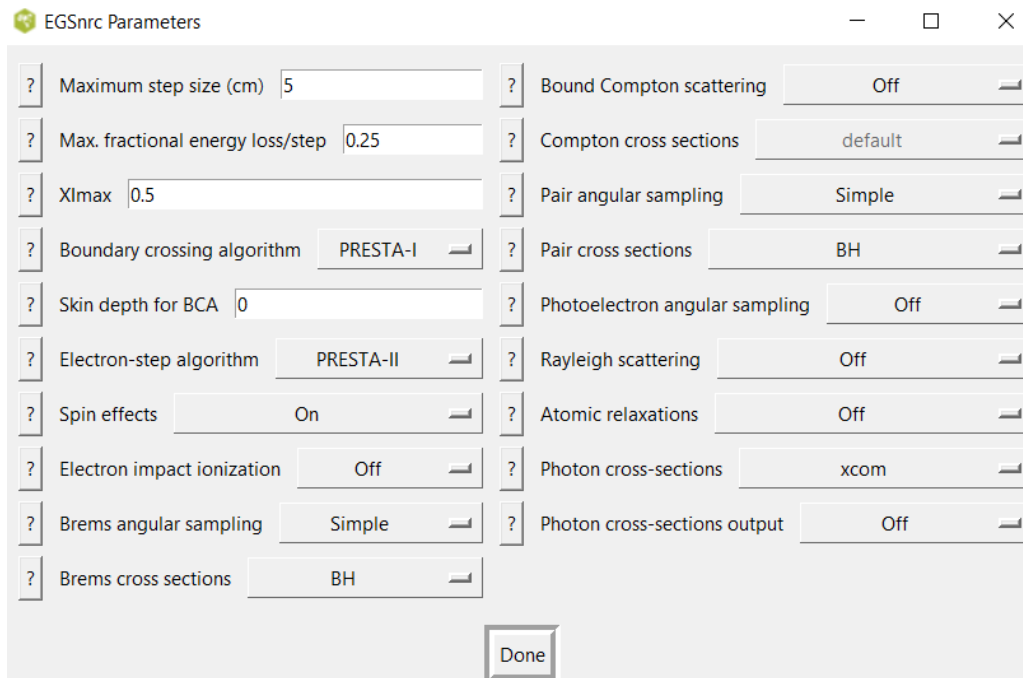


Figura 4.4. “Edit EGSnrc parameters” en este bloque se modifica la física de la simulación.

Una vez completados los bloques de entrada es necesario guardar el archivo y seleccionar un archivo de medios previamente diseñado o escoger alguno de los existentes dentro de la carpeta pegs4, en este archivo se encuentra la información de los medios utilizados en la construcción de la geometría. Si se quiere realizar alguna modificación es necesario abrir nuevamente la ventana de entrada y guardarla como un archivo existente.

Finalmente, DOSXYZnrc GUI trae la opción de compilar DOSXYZnrc y de correr el archivo de entrada previamente creado, al final de la simulación se crean 5 archivos más, de estos los archivos EGSLST y 3DDOSE contienen las distribuciones de dosis dentro de los voxeles definidos en el maniquí.

#### 4.1.2 Plan de tratamiento

Se trató una metástasis de tallo peduncular derecho, con 5 arcos generados con un haz de fotones de 6 MV cónico de 1 cm de diámetro en el isocentro, el isocentro se colocó dentro del tumor en las coordenadas (-0.9,1.8,0.1) cm.

### 4.2 Procedimientos

#### 4.2.1 Factores de corrección de densidad y volumen

Se instaló y estudió el funcionamiento del paquete EGSnrc, en particular el código DOSXYZnrc.

Para calcular los factores de corrección de volumen  $p_{vol}$  y de densidad  $p_{\rho}$  se utiliza DOSXYZnrc con las siguientes condiciones.

#### 4.2.1.1 Fuente de radiación

Se utilizó una fuente puntual de fotones, con colimación rectangular, cuyo espectro de energía se muestra en la figura 4.5, el espectro de energía utilizado se encuentra en el archivo mohan6.spectrum (Kawrakow 2001) y corresponde al espectro de un acelerador de fotones de 6 MV. El campo de radiación incide sobre la superficie frontal del maniquí y los colimadores permiten obtener diferentes tamaños de campo, la distancia fuente superficie fue de 95 cm y la distancia fuente volumen de interés (agua o LiF) fue de 100 cm.

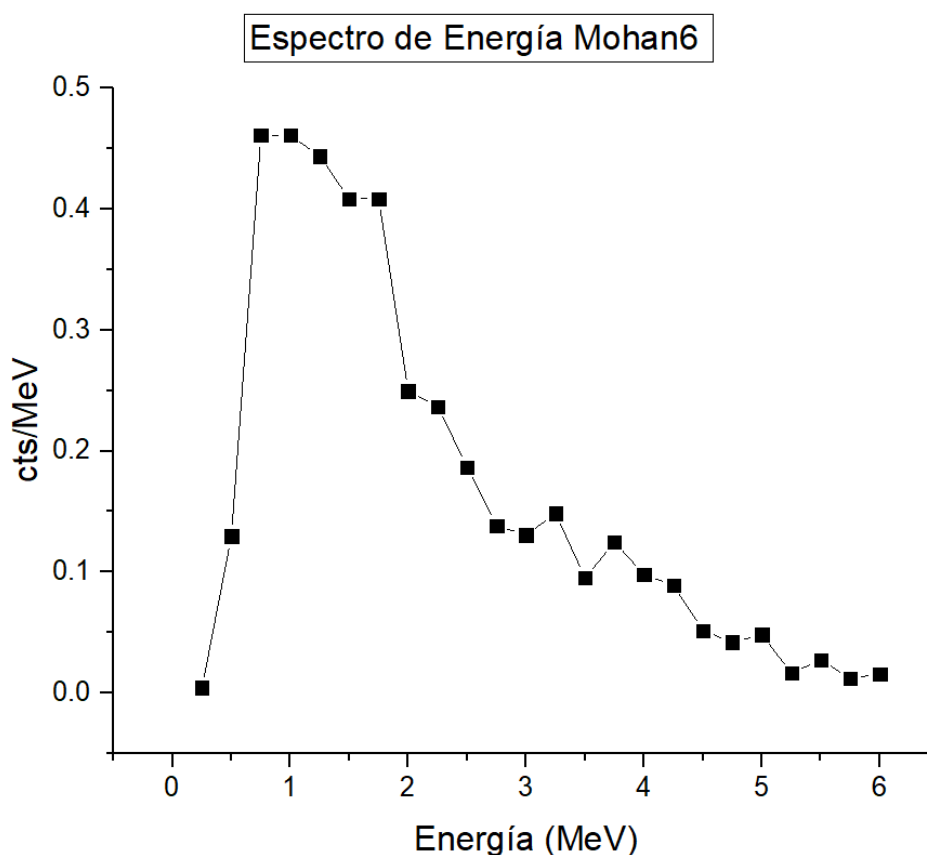


Figura 4.5. Espectro Mohan6 incluido en EGSnrc (Kawrakow I 2000).

#### 4.2.1.2 Factor de volumen

La distribución de dosis sobre el volumen de un detector no necesariamente es uniforme cuando se utilizan campos pequeños, esto debido a las dimensiones del volumen sensible el cual es comparable con las dimensiones del campo, además de que los gradientes de dosis en campos pequeños pueden ser muy pronunciados. Esto provoca un efecto de promedio de volumen ya que las lecturas del detector son proporcionales a la dosis promedio sobre el volumen sensible del detector (Azangwe G 2014).

El factor de volumen se define como la relación de la dosis absorbida en agua en el punto de referencia en el maniquí de agua en ausencia del detector y la dosis absorbida en agua promediada sobre el volumen sensible del detector en ausencia del detector, es decir, sobre un volumen de agua igual al volumen del detector (Palmans H 2017).

En este trabajo el factor de volumen se calculó utilizando la relación de la dosis en agua  $D_w$  sobre un pequeño volumen cúbico de agua de  $0.5 \text{ mm}^3$ , que se ha usado para estimar la dosis puntual, y la dosis promedio en agua  $\bar{D}_w$  sobre un volumen cúbico igual al volumen activo del detector ( $1 \text{ mm}^3$ ), ambos volúmenes se ubican en el centro del campo cuadrado de tamaño  $S$  y a  $5 \text{ cm}$  de profundidad en un maniquí de agua cuya geometría es un cubo de  $30 \text{ cm}$  de lado (ecuación 4.1).

$$p_{vol} = \frac{D_w(S, 5 \text{ cm})}{\bar{D}_w(S, 5 \text{ cm})} \quad 4.1$$

El factor de volumen se calcula para campos cuadrados de  $0.5$ ,  $1$ ,  $3$  y  $10 \text{ cm}$  de lado.

#### 4.2.1.3 Factor de densidad

La densidad del volumen sensible del detector genera un efecto sobre la respuesta del detector, este efecto actúa directamente sobre el número de átomos con el que interacciona una partícula a lo largo de su trayectoria, de forma indirecta también afecta a los poderes de frenado de los electrones por un efecto de polarización (Scott AJ 2012).

El efecto de la densidad en la respuesta dosimétrica de un detector en campos pequeños se caracteriza por un factor de densidad  $p_\rho$ , el cual se define como la relación de la dosis absorbida en un volumen de agua igual al volumen sensible del detector y la dosis absorbida en un volumen igual al volumen del detector lleno de agua con densidad igual a la densidad del material del volumen sensible del detector (Bouchard H 2010).

En este trabajo el factor de densidad se calculó utilizando la relación de la dosis promedio en agua  $\bar{D}_w$  sobre un volumen cúbico de agua igual al volumen activo del detector ( $1 \text{ mm}^3$ ) y la dosis promedio sobre un volumen cúbico de agua igual al volumen activo del detector y con densidad igual a la del fluoruro de litio con impurezas de magnesio y titanio (LiF:Mg,Ti, TLD-100), denotada por  $\bar{D}_{w,LiF}$ , ambos volúmenes se ubican en el centro del campo cuadrado de tamaño  $S$  y a  $5 \text{ cm}$  de profundidad en un maniquí de agua cuya geometría es un cubo de  $30 \text{ cm}$  de lado (ecuación 4.2).

$$p_\rho = \frac{\bar{D}_w(S, 5 \text{ cm})}{\bar{D}_{w,LiF}(S, 5 \text{ cm})} \quad 4.2$$

#### 4.2.2 Dosis en agua y en LiF para un haz de 6 MV

Para realizar la validación de los resultados se utilizaron los valores previamente obtenidos (Peña Jiménez 2015) mostrados en la tabla 4.1 en donde se presentan el tamaño de campo (diámetro), la tasa de dosis, las unidades monitor (UM) necesarias para obtener la dosis prescrita y la dosis medida directamente utilizando dosimetría termoluminiscente (microcubos de TLD-100). Las medidas se realizaron para los diferentes tamaños de campo y los dosímetros se colocaron de manera individual en un maniquí de agua sólida, estos fueron irradiados bajo técnica isocéntrica de  $100 \text{ cm}$ , a una profundidad de  $5 \text{ cm}$  con un haz de  $6 \text{ MV}$ .



Tabla 4.1. Resultados obtenidos por (Peña Jiménez 2015).

Diámetro del Campo [mm]	Tasa de dosis [cGy/UM]	UM	Dosis prescrita [Gy]	Dosis medida [Gy]
4	0.58 ± 0.001	345	2.001	1.96 ± 1.5 %
6	0.677 ± 0.002	295	1.997	2.04 ± 1.5 %
7.5	0.733 ± 0.002	273	2.001	1.96 ± 1.5 %
10	0.784 ± 0.002	255	1.999	2.05 ± 1.5 %
12.5	0.834 ± 0.002	240	2.002	2.06 ± 1.5 %
15	0.856 ± 0.003	234	2.003	2.06 ± 1.5 %
17.5	0.871 ± 0.002	230	2.003	1.95 ± 3.6 %
20	0.883 ± 0.002	227	2.004	1.97 ± 3.6 %

Las simulaciones se realizaron con DOSXYZnrc con la geometría utilizada y con una fuente puntual de fotones generados a partir del espectro mohan6.spectrum. Se usaron dos diferentes volúmenes sensibles, uno compuesto de agua y el otro de TLD-100.

Debido a que la geometría del campo utilizado es circular y DOSXYZnrc utiliza una geometría cartesiana, fue necesario transformar los campos circulares a campo cuadrados equivalentes, para esto se utilizó la ecuación 4.3 (Chegeni N 2013).

$$\frac{2 \cdot r}{L} = 1.123 - 0.00067 \cdot L \quad 4.3$$

Donde  $r$  es el radio del campo circular y  $L$  es el lado del cuadrado equivalente.

Para tener una dosis prescrita constante se deben aumentar las unidades monitor si el tamaño de campo disminuye pues el factor de salida de campo disminuye si el tamaño de campo disminuye; además se tendrá que la fluencia de partículas aumenta conforme disminuye el tamaño de campo y, en consecuencia, para tener una dosis prescrita constante la dosis por unidad de fluencia disminuye si el tamaño de campo disminuye.

De esta manera debe existir una variación pequeña entre el producto de la dosis por unidad de fluencia y las unidades monitor, para disminuir las variaciones se obtuvo el valor promedio (ecuación 4.4).

$$\bar{D} \frac{UM(5 \text{ cm})}{\Phi} = \frac{\sum_{i=1}^n \left[ \frac{D}{\Phi}(S, 5 \text{ cm}) \right]_i \cdot [UM(S, 5 \text{ cm})]_i}{n} \quad 4.4$$

donde  $\frac{D}{\Phi}(S, 5 \text{ cm})$  es la dosis por unidad de fluencia de partículas para un tamaño de campo  $S$  a una profundidad de 5 cm obtenida por MC,  $UM(S, 5 \text{ cm})$  son las unidades monitor para obtener la dosis prescrita a la profundidad de 5 cm para un tamaño de campo  $S$  y  $n$  es el número de tamaños de campo diferentes, en este caso  $n = 8$ .

La dosis prescrita dada en la tabla 4.1 muestra ligeras variaciones alrededor de 2 Gy (debido a que el sistema solo permite poner unidades monitor enteras), así se obtuvo el valor promedio de la dosis prescrita (ecuación 4.5).

$$\overline{D_p} = \frac{\sum_{i=1}^n [D_p(S, 5 \text{ cm})]_i}{n} \quad 4.5$$

donde  $D_p(S, 5 \text{ cm})$  es la dosis prescrita para un tamaño de campo  $S$  a una profundidad de 5 cm.

Se dividió la dosis prescrita promedio con la dosis por unidad de fluencia por UM promedio y se obtuvo la fluencia de partículas por unidad monitor (ecuación 4.6).

$$\frac{\Phi}{UM} = \frac{\overline{D_p}}{\overline{D} \cdot UM(5 \text{ cm})} \quad 4.6$$

Finalmente se multiplicó la fluencia por unidad monitor con la dosis por unidad de fluencia para cada uno de los tamaños de campo obtenida por MC, así se obtuvo la dosis en agua impartida en el volumen sensible de agua para cada tamaño de campo a una profundidad de 5 cm (ecuación 4.7).

$$D_w(S, 5 \text{ cm}) = \frac{\Phi}{UM} \cdot \frac{D}{\Phi}(S, 5 \text{ cm}) \quad 4.7$$

Para obtener la tasa de dosis en agua (dosis por unidad monitor) a partir de las simulaciones MC para cualquier tamaño de campo se utilizó la ecuación 4.8.

$$\frac{D}{UM}(S, 5 \text{ cm}) = \left[ \frac{D}{\Phi}(S, 5 \text{ cm}) \right] \cdot \left[ \frac{\frac{D}{UM}(S_f, 5 \text{ cm})}{\frac{D}{\Phi}(S_f, 5 \text{ cm})} \right] \quad 4.8$$

Donde  $\frac{D}{UM}(S_f, 5 \text{ cm})$  es la tasa de dosis para un tamaño de campo fijo  $S_f$  a una profundidad de referencia de 5 cm obtenida por el M. en C. Salvador Peña,  $\frac{D}{\Phi}(S_f, 5 \text{ cm})$  es la dosis por unidad de fluencia para un tamaño de campo fijo a 5 cm de profundidad obtenida por MC y  $\frac{D}{\Phi}(S, 5 \text{ cm})$  es la dosis por unidad de fluencia para un tamaño de campo a 5 cm de profundidad obtenida por MC.

Las expresiones anteriores se utilizaron para las dosis por unidad de fluencia obtenidas de las simulaciones en las que el volumen sensible es TLD-100 y se obtuvo la dosis y la tasa de dosis en TLD-100 para los diferentes tamaños de campo.

### 4.2.3 Dosis en agua para un plan de tratamiento

Para obtener la dosis de un plan de tratamiento se utilizaron DOSXYZnrc y dos programas adicionales, ctcreate que genera un archivo que simula un maniquí antropomórfico y BEAMnrc que genera un archivo de espacio fase el cual contiene la información para simular la fuente de radiación utilizada en el tratamiento de radiocirugía.

### 4.2.3.1 Perfil de dosis y tamaño de campo

El haz de radiación utilizado en el plan de tratamiento proporcionado por el Dr. José Manuel Lárraga Gutiérrez tiene un tamaño nominal de 1 cm de diámetro en el isocentro. Este se forma con los colimadores secundarios con una apertura que genera un campo cuadrado de 4 cm de lado en el isocentro, las mandíbulas de los colimadores secundarios inician a 27.9 cm del blanco de electrones (origen del haz de radiación), cada mandíbula es de tungsteno y tiene un espesor de 7.8 cm, por lo que los colimadores secundarios terminan a 44.4 cm de la fuente de fotones (figura 4.6); luego a una distancia de 60 cm del blanco se coloca un cono de plomo cuya altura es de 11 cm y tiene un radio exterior de 5 cm, los radios superior e inferior del cono son tales que el tamaño de campo final en el isocentro es de 1 cm de diámetro (figura 4.7).

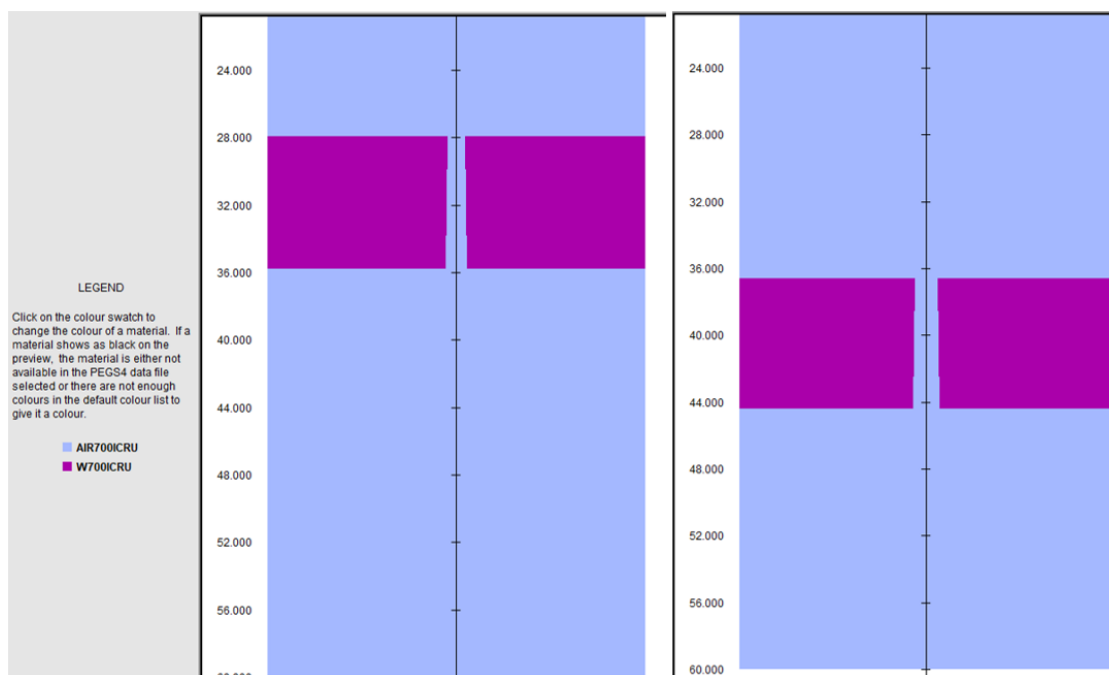
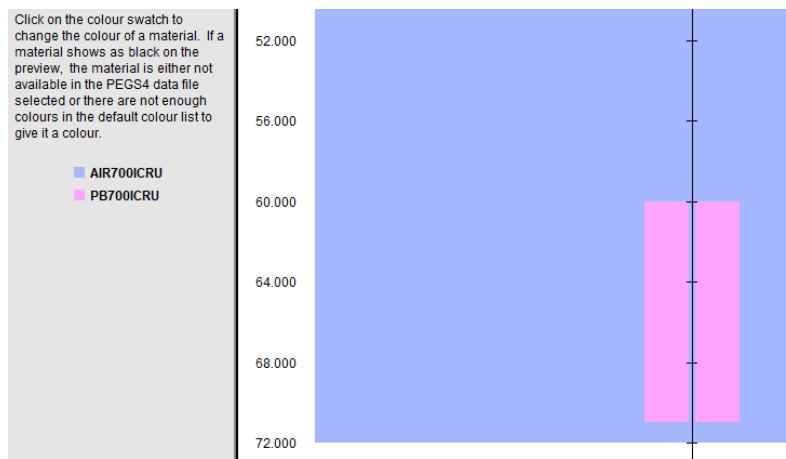


Figura 4.6. Cortes transversales de los colimadores secundarios, la figura de la izquierda muestra el corte transversal de las mandíbulas que determinan la apertura en el eje Y y la figura de la derecha muestra el corte transversal de las mandíbulas que determinan la apertura en el eje X.



*Figura 4.7. Corte transversal del cono utilizado para colimar el haz y obtener un tamaño de campo de 1 cm de diámetro en el isocentro.*

Con la geometría mencionada y utilizando un archivo de espacio fase, que simula el haz de radiación antes de entrar a los colimadores secundarios (Lárraga Gutiérrez 2020), y el programa BEAMnrc del paquete de EGSnrc que permite modelar haces de fotones y genera un archivo de espacio fase en una posición especificada, se calculó el espacio fase a la salida del cono el cual contiene la información de aproximadamente 5 millones de fotones por centímetro cuadrado y se encuentra a 28 cm del isocentro. Este archivo fue introducido en DOSXYZnrc para obtener el perfil de dosis por unidad de fluencia en el isocentro a una profundidad de 10 cm y una distancia SAD de 100 cm.

#### **4.2.3.2 Maniquí antropomórfico**

El maniquí antropomórfico se generó utilizando imágenes de CT que pertenecen al paciente del cual se realiza la simulación de tratamiento.

Ctcreate es un programa que utiliza como entrada archivos de CT en formato DICOM, estas imágenes deben reordenarse en forma ascendente. El nombre, así como la dirección de las imágenes se escriben en un archivo texto el cual se llama en ctcreate, una vez hecho esto se eligen las dimensiones del maniquí y se introduce el tamaño de voxel; este tamaño varía dependiendo el tamaño del maniquí y tiene un valor mínimo dado por el programa. Finalmente, en el programa se puede proporcionar un intervalo de valores de unidades Hounsfield para asociarles un determinado material con su respectiva densidad. En este caso los materiales fueron agua y aire. El archivo de salida es un archivo de tipo EGSPHANT y este es llamado por DOSXYZnrc.

El maniquí obtenido es un maniquí antropomórfico compuesto de agua y rodeado de aire de tal manera que se encuentra inmerso en un prisma rectangular cuyo rango en el eje X va de -10.46343 cm a 9.81391 cm, en el eje Y va de -11.01639 cm a 11.009 cm y en el eje Z va de -5.90896 cm a 11.16772 cm, el tamaño de voxel es de 0.16 cm, 0.18 cm y 0.14 cm a lo largo de X, Y y Z, respectivamente, que eran las mínimas permitidas por el programa. La figura 4.8 muestra un fragmento del archivo de salida.

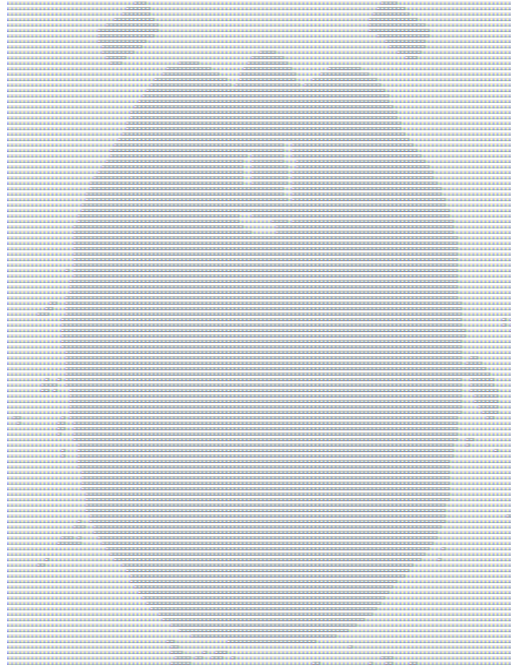


Figura 4.8. Fragmento del archivo EGSPHANT utilizado para modelar un maniquí antropomórfico.

#### 4.2.3.3 Dosis en agua para un plan de tratamiento

Una vez que se tienen los archivos de espacio fase a la salida del cono y del maniquí se introducen en DOSXYZnrc como ya se explicó en la sección 4.1.1.1, el tipo de fuente utilizado fue la número 8 que es la fuente de espacio fase desde múltiples direcciones y tiene la geometría mostrada en la figura 4.9.

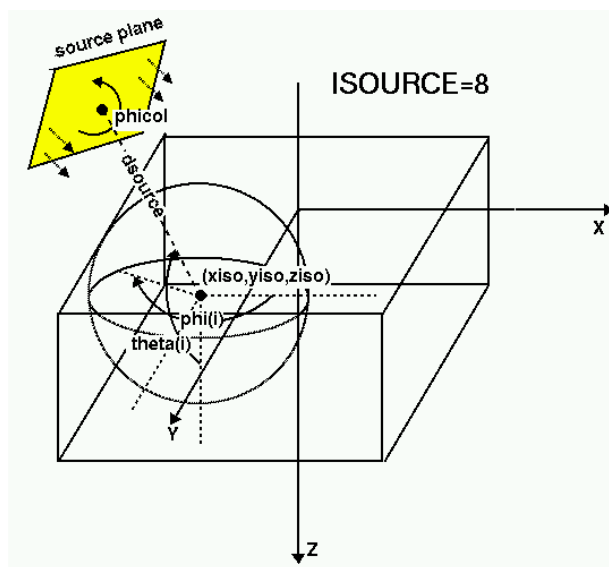


Figura 4.9. Geometría utilizada en la fuente número 8.

En dicha figura el rectángulo amarillo representa el plano del espacio fase, *phicol* es el ángulo en el que la fuente gira sobre el mismo plano del espacio fase perpendicular a

la dirección del haz, para nuestro caso este ángulo es indistinto pues se trata de una fuente colimada por un cono y proyecta un espacio fase circular,  $d_{source}$  es la distancia que existe entre el centro de la fuente que es el origen del plano del espacio fase al isocentro. Para el plan a simular esta distancia fue 28 cm,  $(x_{iso}, y_{iso}, z_{iso})$  son las coordenadas del isocentro, los ángulos  $theta$  y  $phi$  definen los ángulos de incidencia del haz,  $theta$  se define con respecto a la dirección  $+Z$  y una línea que une el centro del plano fuente al isocentro,  $phi$  ( $i$ ) se define con respecto a la dirección  $+X$  y la proyección en el plano  $XY$  de la línea que une el centro del plano fuente con el isocentro.

El plan de tratamiento consiste en 5 arcos, los ángulos  $theta$  y  $phi$  dependen del ángulo de rotación del gantry y del ángulo de rotación de la mesa del paciente que se muestran en la tabla 4.2 para los diferentes haces utilizados.

Tabla 4.2 Ángulos de rotación de la camilla y del gantry del plan a simular.

Arco	Ángulo de rotación de la mesa (°)	Posición inicial del gantry (°)	Posición final del gantry (°)	Apertura del ángulo (°)	Rotación
1	270	50	170	120	CW (horario)
2	275	170	50	120	CC (antihorario)
3	280	40	170	130	CW (horario)
4	285	170	40	130	CC (antihorario)
5	20	330	190	140	CC (antihorario)

Cada haz de radiación incide y genera un arco de rotación continuo. Para la fuente 8 es necesario introducir los pares de ángulos  $theta$  y  $phi$ . El procedimiento para determinar los ángulos fue el siguiente, primero los arcos se discretizaron suponiendo pasos de rotación de  $10^\circ$  y, como la tasa de dosis y la velocidad de rotación son constantes, se eligió una probabilidad igual  $1/69$  para cada ángulo ya que el número de pares  $theta$  y  $phi$  es 69. Para cada arco y cada ángulo de rotación del gantry se muestran los ángulos  $theta$  y  $phi$  en las tablas 4.3 a 4.7. La deducción de los ángulos se muestra a continuación.

El sistema de coordenadas del paciente ( $XYZ$ ) es el que se considera fijo dentro de la simulación en DOSXYZnrc; el eje  $Z$  es aquel que va sobre la altura del paciente, la cabeza se encuentra en  $+Z$  y los pies en  $-Z$ , el eje  $X$  va de izquierda a derecha del paciente, es decir la mano izquierda está en  $-X$ , la mano derecha está en  $+X$ ; el eje  $Y$  va de la parte posterior a la anterior, es decir la espalda se encuentra en el  $-Y$  y el tórax en  $+Y$ .

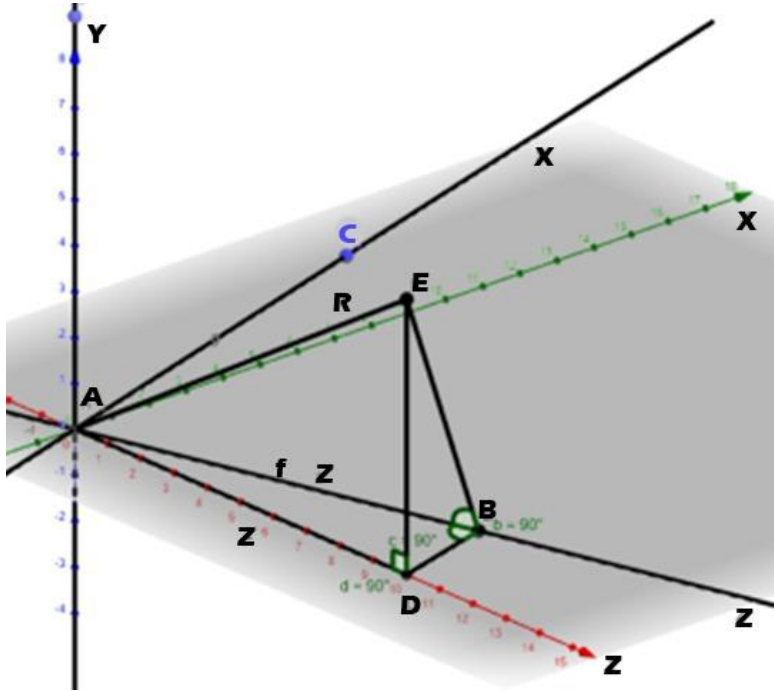


Figura 4.10 Geometría utilizada en el caso 1.

### Caso 1 Ángulo de rotación de la mesa de 270°

El ángulo *theta*,  $\theta$ , se puede deducir a partir de la figura 4.10, donde *R* representa el rayo central del haz. Si se rota la camilla del paciente a 270°, entonces el sistema de coordenadas del paciente coincide con el sistema  $X'YZ'$  y el gantry tiene la libertad de rotar sobre el eje  $X'$  es decir se mueve sobre el plano  $YZ'$ , el ángulo  $\theta$  está dado por:

$$\theta = |90^\circ - \text{ángulo de rotación del gantry}| \quad 4.9$$

La proyección del haz en el plano  $X'Y$  coincide con el eje  $Y$  (ver la figura 4.11), como  $\varphi$  se define con respecto al eje  $+X'$ , entonces está dado por:

$$\text{Si } 0^\circ \leq \text{ángulo de rotación del gantry} \leq 90^\circ \text{ entonces } \varphi = 90^\circ \quad 4.10$$

$$\text{Si } 90^\circ < \text{ángulo de rotación del gantry} \leq 180^\circ \text{ entonces } \varphi = 270^\circ \quad 4.11$$

Observe que en este caso el ángulo de rotación del gantry está en el siguiente intervalo:

$$0^\circ \leq \text{ángulo de rotación del gantry} \leq 180^\circ \quad 4.12$$

Con las ecuaciones 4.9 a 4.12 se obtienen los ángulos de rotación para una posición de la camilla de 270° (tabla 4.3).

### Caso 2 Ángulo de rotación de la mesa mayor que 270° y menor que 360°

Si la camilla pasa de una posición inicial de 270° a una posición final de 270° +  $\widehat{BAD}$  como se muestra en la figura 4.10, ahora el sistema de coordenadas del paciente es XYZ y el ángulo  $\theta$  es el ángulo entre el segmento R y el eje +Z, por geometría se tienen las siguientes relaciones.

$$\cos \widehat{EAD} = \frac{z'}{R} \rightarrow z' = R \cdot \cos \widehat{EAD}$$

$$\cos \widehat{BAD} = \frac{z}{z'} \rightarrow z = z' \cdot \cos \widehat{BAD} \text{ sustituyendo } z' \text{ tenemos } z = R \cdot \cos \widehat{EAD} \cdot \cos \widehat{BAD}$$

$$\cos \widehat{EAB} = \frac{z}{R} = \frac{R \cdot \cos \widehat{EAD} \cdot \cos \widehat{BAD}}{R} = \cos \widehat{EAD} \cdot \cos \widehat{BAD}$$

Luego que  $\theta = \widehat{EAB}$ ;  $\widehat{EAD}$  es 90° – ángulo de rotación del gantry.

Para generalizar al caso en el que el ángulo de rotación del gantry es mayor que 90° se tiene que  $\widehat{EAD} = |90^\circ - \text{ángulo de rotación del gantry}|$ ; finalmente el ángulo  $\widehat{BAD}$  se define como el ángulo final de rotación de la camilla – 270°, de esta manera se tiene que el ángulo  $\theta$  está dado por la ecuación 4.13:

$$\theta = \cos^{-1}[\cos \widehat{EAD} \cdot \cos \widehat{BAD}] \quad 4.13$$

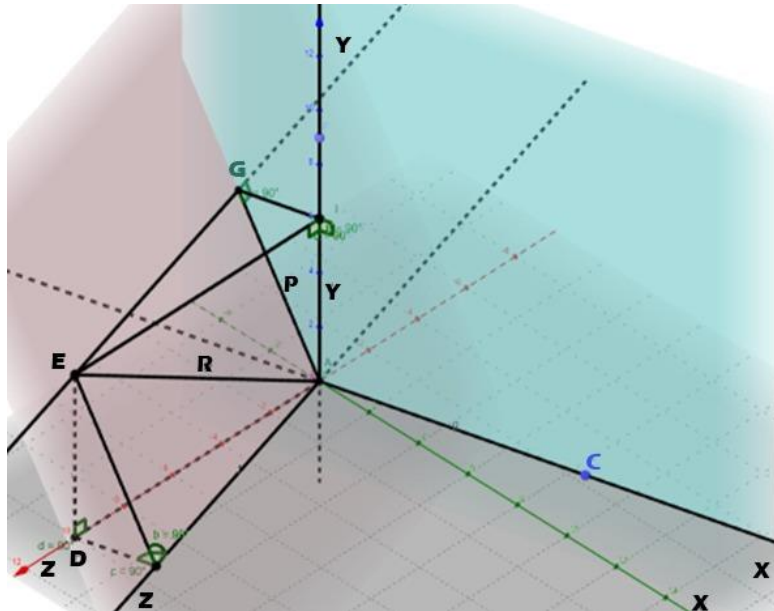


Figura 4.11 Geometría utilizada en el caso 2.

Para obtener el ángulo  $\varphi$  se utiliza la figura 4.11, debido a que  $\varphi$  se define como el ángulo que se forma entre la proyección de R sobre el plano XY y el eje +X entonces el



problema se simplifica en encontrar el ángulo  $\widehat{GAI}$ , para esto se tienen las siguientes relaciones.

$$\sin(\widehat{IEA}) = \frac{y}{R} \rightarrow y = R \cdot \sin(\widehat{IEA})$$

$$\sin(\widehat{GEA}) = \frac{p}{R} \rightarrow p = R \cdot \sin(\widehat{GEA})$$

$$\cos(\widehat{GAI}) = \frac{y}{p} \text{ sustituyendo } y \text{ y } p \rightarrow \cos(\widehat{GAI}) = \frac{R \cdot \sin(\widehat{IEA})}{R \cdot \sin(\widehat{GEA})}$$

$$\cos(\widehat{GAI}) = \frac{\sin(\widehat{IEA})}{\sin(\widehat{GEA})}$$

Observe que  $\widehat{IEA} = |90^\circ - \text{ángulo de rotación del gantry}|$ ; y  $\widehat{GEA} = \theta$

$$\cos(\widehat{GAI}) = \frac{\sin(|90^\circ - \text{ángulo de rotación del gantry}|)}{\sin(\theta)} \quad 4.14$$

Luego, con base en la simetría con respecto al plano  $XZ$ , se define  $\varphi$  con las siguientes reglas.

$$\text{Si } 0^\circ \leq \text{ángulo de rotación del gantry} < 90^\circ \text{ entonces } \varphi = 90^\circ + \widehat{GAI} \quad 4.15$$

$$\text{Si } 90^\circ \leq \text{ángulo de rotación del gantry} \leq 180^\circ \text{ entonces } \varphi = 270^\circ - \widehat{GAI} \quad 4.16$$

Las ecuaciones 4.13 a 4.16 son utilizadas para obtener los ángulos mostrados en las tablas 4.4 a Tabla 4.6.

### **Caso 3 Ángulo de rotación de la mesa de 20°**

Para los ángulos en los que la camilla ha rotado 20°, se muestran las figuras 4.12 y 4.13 para obtener  $\theta$  y  $\varphi$ , respectivamente.

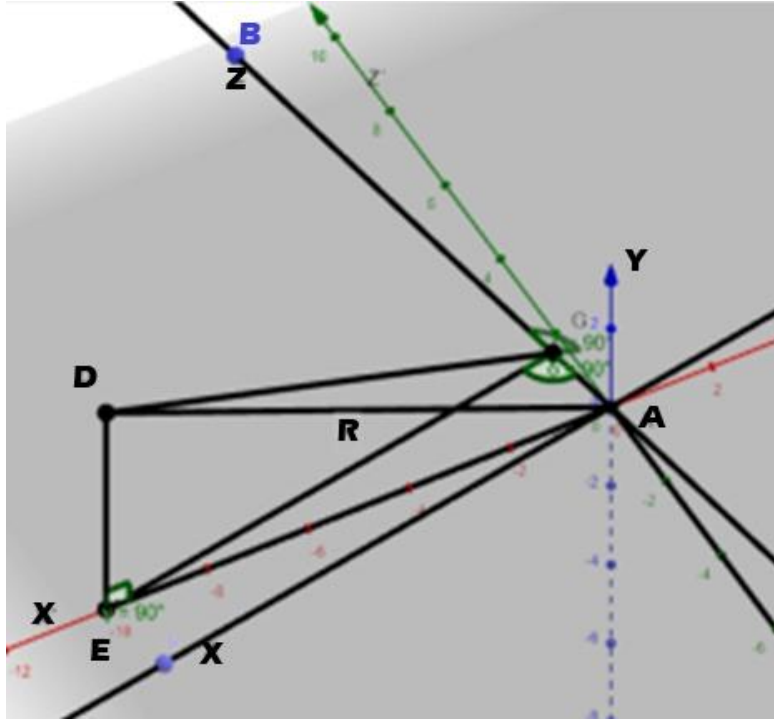


Figura 4.12 Geometría utilizada en el caso 3.

En la figura 4.12 nuevamente el plano de referencia XYZ es el plano del paciente y se considera fijo dentro de la simulación, para este caso se cumplen las siguientes relaciones.

$$\cos(\widehat{EAD}) = \frac{\overline{EA}}{R} \rightarrow \overline{EA} = R \cdot \cos(\widehat{EAD})$$

$$\sin(\widehat{GEA}) = \frac{\overline{GA}}{\overline{EA}} \rightarrow \overline{GA} = \overline{EA} \cdot \sin(\widehat{GEA}) \text{ sustituyendo } \overline{EA} \text{ tenemos}$$

$$\overline{GA} = R \cdot \cos(\widehat{EAD}) \cdot \sin(\widehat{GEA})$$

$$\text{Luego } \cos(\widehat{EAD}) = \frac{\overline{GA}}{R} = \frac{R \cdot \cos(\widehat{EAD}) \cdot \sin(\widehat{GEA})}{R} = \cos(\widehat{EAD}) \cdot \sin(\widehat{GEA})$$

Observe que  $\widehat{EAD}$  es el ángulo entre el haz y el eje +Z que por definición es  $\theta$ , por otra parte, el  $\widehat{GEA}$  es el ángulo de rotación de la camilla desde la posición  $0^\circ$  a una posición final menor que  $90^\circ$  (en este caso  $20^\circ$ ); el  $\widehat{EAD} = |\text{ángulo de rotación del gantry} - 270^\circ|$ , para este caso el ángulo de rotación del gantry va de  $180^\circ$  a  $360^\circ$ , de esta manera se tiene:

$$\cos \theta = \cos(|\text{ángulo de rotación del gantry} - 270^\circ|) \cdot \sin(20^\circ) \quad 4.17$$

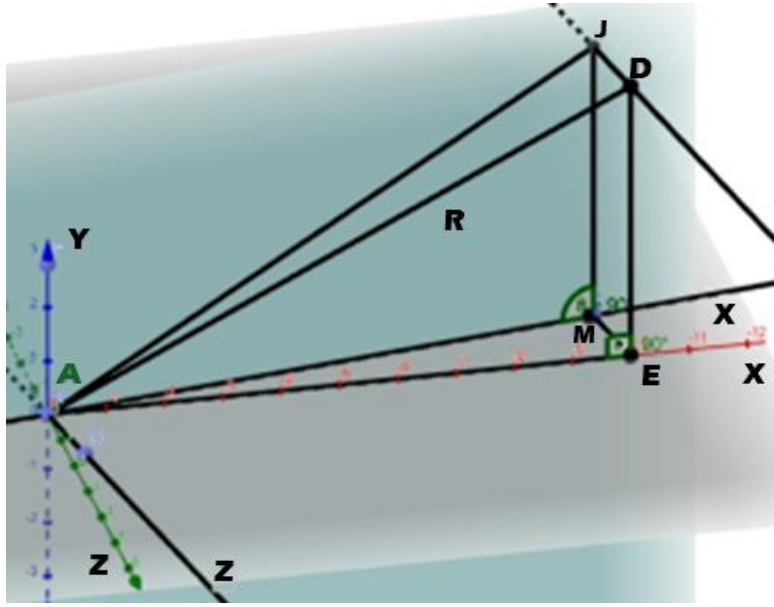


Figura 4.13 Geometría utilizada en el caso 3.

La figura 4.13 permite obtener las siguientes relaciones pues en esta se observa la proyección de R sobre el plano XY.

$$\cos(\widehat{EAD}) = \frac{\overline{EA}}{R} \rightarrow \overline{EA} = R \cdot \cos(\widehat{EAD})$$

$$\cos(\widehat{EAM}) = \frac{\overline{AM}}{\overline{EA}} \rightarrow \overline{AM} = \overline{EA} \cdot \cos(\widehat{EAM}) = R \cdot \cos(\widehat{EAD}) \cdot \cos(\widehat{EAM})$$

$$\sin(\widehat{EAD}) = \frac{\overline{ED}}{R} \text{ pero } \overline{ED} = \overline{JM} \rightarrow \sin(\widehat{EAD}) = \frac{\overline{JM}}{R} \rightarrow \overline{JM} = R \cdot \sin(\widehat{EAD})$$

$$\tan(\widehat{JAM}) = \frac{\overline{JM}}{\overline{AM}} = \frac{R \cdot \sin(\widehat{EAD})}{R \cdot \cos(\widehat{EAD}) \cdot \cos(\widehat{EAM})} = \frac{\tan(\widehat{EAD})}{\cos(\widehat{EAM})}$$

$$\tan(\widehat{JAM}) = \frac{\tan(\widehat{EAD})}{\cos(\widehat{EAM})}$$

el  $\widehat{EAD} = |\text{ángulo de rotación del gantry} - 270^\circ|$ , para este caso el ángulo de rotación del gantry va de  $180^\circ$  a  $360^\circ$ ;  $\widehat{EAM}$  es el ángulo de rotación de la camilla desde la posición  $0^\circ$  a una posición final menor que  $90^\circ$  (en este caso  $20^\circ$ ).

$$\tan(\widehat{JAM}) = \frac{\tan|\text{ángulo de rotación del gantry} - 270^\circ|}{\cos(20^\circ)} \quad 4.18$$

Con base en la simetría con respecto al plano XZ, se define  $\varphi$  con las siguientes reglas.

$$\text{Si } 360^\circ \leq \text{ángulo de rotación del gantry} \leq 270^\circ \text{ entonces } \varphi = \widehat{JAM} \quad 4.19$$

$$\text{Si } 270^\circ < \text{ángulo de rotación del gantry} \leq 180^\circ \text{ entonces } \varphi = 360^\circ - \widehat{GAI} \quad 4.20$$

Las ecuaciones 4.17 a 4.20 son utilizadas para obtener los ángulos mostrados en la tabla 4.7.

Tabla 4.3. Ángulos *theta* y *phi* para una rotación de 270° de la mesa y un arco de 120° (arco 1).

Arco 1 (ángulo de la mesa 270°)			
Ángulo	Ángulo del gantry (°)	Theta (°)	Phi (°)
1	50	40	90
2	60	30	90
3	70	20	90
4	80	10	90
5	90	0	90
6	100	10	270
7	110	20	270
8	120	30	270
9	130	40	270
10	140	50	270
11	150	60	270
12	160	70	270
13	170	80	270

Tabla 4.4. Ángulos *theta* y *phi* para una rotación de 275° de la mesa y un arco de 120° (arco 2).

Arco 2 (ángulo de la mesa 275°)			
Ángulo	Ángulo del gantry (°)	Theta (°)	Phi (°)
1	170	80.04	269.12
2	160	70.08	268.18
3	150	60.13	267.12
4	140	50.18	265.82
5	130	40.26	264.07
6	120	30.38	261.42
7	110	20.59	256.53
8	100	11.17	243.70
9	90	5.00	180.00
10	80	11.17	116.30
11	70	20.59	103.47
12	60	30.38	98.58
13	50	40.26	95.93

Tabla 4.5. Ángulos *theta* y *phi* para una rotación de 280° de la mesa y un arco de 130° (arco 3).

Arco 3 (ángulo de la mesa 280°)			
Ángulo	Ángulo del gantry (°)	<i>Theta</i> (°)	<i>Phi</i> (°)
1	40	50.73	98.29
2	50	41.03	101.69
3	60	31.47	106.74
4	70	22.27	115.51
5	80	14.11	134.56
6	90	10.00	180.00
7	100	14.11	225.44
8	110	22.27	244.49
9	120	31.47	253.26
10	130	41.03	258.31
11	140	50.73	261.71
12	150	60.50	264.27
13	160	70.32	266.38
14	170	80.15	268.25

Tabla 4.6. Ángulos *theta* y *phi* para una rotación de 285° de la mesa y un arco de 130° (arco 4).

Arco 4 (ángulo de la mesa 285°)			
Ángulo	Ángulo del gantry (°)	<i>Theta</i> (°)	<i>Phi</i> (°)
1	170	80.34	267.39
2	160	70.71	264.62
3	150	61.12	261.50
4	140	51.62	257.75
5	130	42.27	252.86
6	120	33.23	245.85
7	110	24.81	234.58
8	100	17.96	214.27
9	90	15.00	180.00
10	80	17.96	145.73
11	70	24.81	125.42
12	60	33.23	114.15
13	50	42.27	107.14
14	40	51.62	102.25

Tabla 4.7. Ángulos  $\theta$  y  $\phi$  para una rotación de  $20^\circ$  de la mesa y un arco de  $140^\circ$  (arco 5).

Arco 5 (ángulo de la mesa $20^\circ$ )			
Ángulo	Ángulo del gantry ( $^\circ$ )	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\phi$ ( $^\circ$ )
1	330	80.15	61.52
2	320	77.30	51.74
3	310	74.81	41.76
4	300	72.77	31.57
5	290	71.25	21.17
6	280	70.32	10.63
7	270	70.00	0.00
8	260	70.32	349.37
9	250	71.25	338.83
10	240	72.77	328.43
11	230	74.81	318.24
12	220	77.30	308.26
13	210	80.15	298.48
14	200	83.28	288.88
15	190	86.60	279.41

Finalmente, introduciendo los pares de ángulos  $\theta$  y  $\phi$ , así como su probabilidad se inicia la simulación Monte Carlo y se analizan los resultados obtenidos.

#### 4.2.4 Dosis en LiF:Mg,Ti para un plan de tratamiento

Para ver el efecto de colocar un TLD-100, de tamaño lo más cercano posible al de 1 microcubo, se modificó el material del voxel correspondiente al isocentro ( $\text{voxel}_{\text{iso}}$ ) de agua a LiF:Mg,Ti. Para ello se creó un maniquí con tres materiales (aire, agua y LiF) y posteriormente se buscó el  $\text{voxel}_{\text{iso}}$  y se modificaron la densidad y el material.

## 5 Resultados y discusión

### 5.1 Factores de volumen y de densidad

Los factores de volumen y de densidad obtenidos para los dosímetros termoluminiscentes (microcubos TLD-100) se muestran en la tabla 5.1. El tamaño de los microcubos es de 1 mm de lado y la densidad del TLD-100 es  $\rho_{LIF} = 2.635 \text{ g/cm}^3$ .

Tabla 5.1. Factores de volumen y de densidad como función del tamaño de campo para la fuente puntual de fotones descrita en la sección 4.2.1.1 (espectro Mohan6) para diferentes tamaños de campo.

Tamaño de campo (cm)	Factor de volumen $p_{vol}$	Factor de densidad $p_{\rho}$
0.5	$1.010 \pm 0.004$	$0.957 \pm 0.001$
1	$1.004 \pm 0.005$	$0.986 \pm 0.004$
3	$1.00 \pm 0.01$	$0.99 \pm 0.01$
10	$1.00 \pm 0.01$	$1.00 \pm 0.01$

Los factores de volumen y de densidad como función del tamaño de campo se muestran en las figuras 5.1 y 5.2, respectivamente.

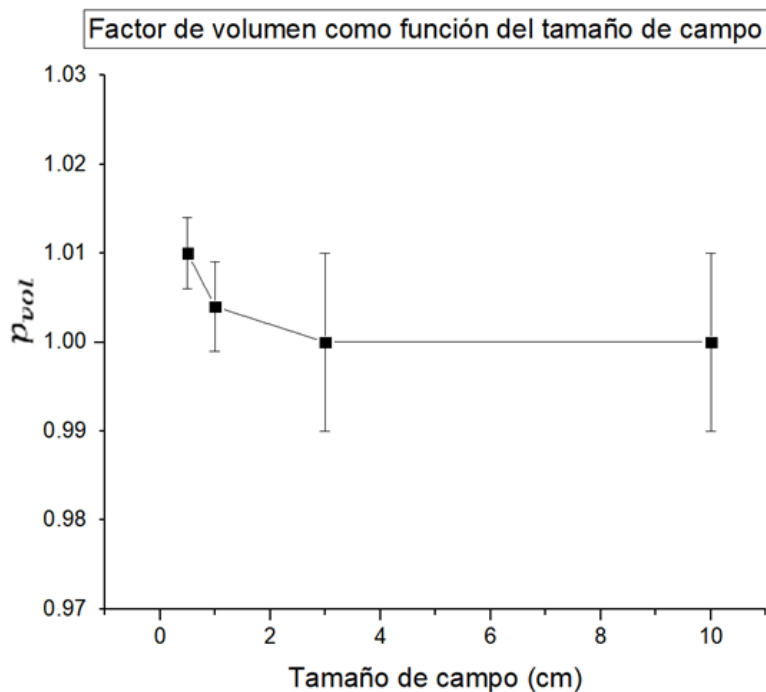


Figura 5.1 Factor de volumen como función del tamaño del campo calculado para la fuente puntual de fotones descrita en la sección 4.2.1.1(mohan6).

El factor de volumen aumenta con la disminución del tamaño de campo, esto concuerda con la teoría, sin embargo, debido al pequeño volumen del detector el factor de volumen a lo más da un incremento del 1%.

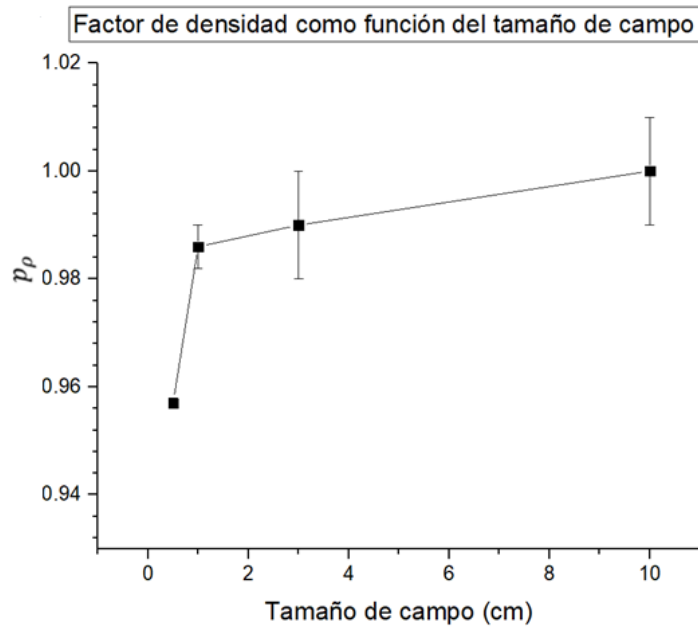


Figura 5.2. Factor de densidad como función del tamaño de campo para la fuente puntual de fotones descrita en la sección 4.2.1.1 (Mohan6).

El factor de densidad disminuye con el tamaño de campo para compensar el aumento de la dosis en el volumen del voxel con densidad igual a la del LiF, lo cual concuerda con la teoría.

## 5.2 Dosis en agua y en LiF para un haz de 6 MV

Para realizar la validación de los resultados se utilizaron los valores presentados en la tabla 4.1 .

Los tamaños de campo se calcularon utilizando la ecuación 4.3 y además se utilizó un segundo método (el propuesto en radioterapia convencional) teniendo una concordancia dentro el 1 %. Los tamaños de campo cuadrado equivalente utilizados en las simulaciones se muestran en la tabla 5.2.



Tabla 5.2. Tamaño del cuadrado equivalente para diferentes diámetros de campo circulares.

Diámetro del Campo [mm]	Lado del cuadrado equivalente [cm]
4	0.36
6	0.53
7.5	0.67
10	0.89
12.5	1.11
15	1.34
17.5	1.58
20	1.78

Los tamaños de campo cuadrado equivalente se utilizaron en las simulaciones para los volúmenes sensible de agua y de TLD-100, las dosis por unidad de fluencia obtenidas para los diferentes tamaños de campo se muestran en la tabla 5.3.

Tabla 5.3. Dosis por unidad de fluencia obtenidas en las simulaciones para diferentes tamaños de campo y para los volúmenes sensibles de agua y de TLD-100.

Diámetro del Campo [mm]	Dosis por unidad de fluencia en agua [Gy·cm <sup>2</sup> ]	Dosis por unidad de fluencia en TLD-100 [Gy·cm <sup>2</sup> ]
4	$3.64 \times 10^{-12} \pm 0.1\%$	$3.15 \times 10^{-12} \pm 0.1\%$
6	$4.29 \times 10^{-12} \pm 0.1\%$	$3.63 \times 10^{-12} \pm 0.1\%$
7.5	$4.66 \times 10^{-12} \pm 0.1\%$	$3.89 \times 10^{-12} \pm 0.1\%$
10	$5.04 \times 10^{-12} \pm 0.2\%$	$4.17 \times 10^{-12} \pm 0.2\%$
12.5	$5.28 \times 10^{-12} \pm 0.2\%$	$4.35 \times 10^{-12} \pm 0.2\%$
15	$5.44 \times 10^{-12} \pm 0.3\%$	$4.46 \times 10^{-12} \pm 0.2\%$
17.5	$5.53 \times 10^{-12} \pm 0.3\%$	$4.55 \times 10^{-12} \pm 0.2\%$
20	$5.58 \times 10^{-12} \pm 0.3\%$	$4.58 \times 10^{-12} \pm 0.3\%$

Utilizando los datos de la tabla 5.3 se obtuvo la tasa de dosis (ver la tabla 5.4) tanto para los volúmenes sensibles de agua como para los de TLD-100, la segunda columna muestra los valores de la dosis en agua SP obtenidos de (Peña Jiménez 2015) y son considerados los valores reales.

Tabla 5.4. Tasas de dosis para diferentes tamaños de campo para los volúmenes sensibles de agua y de TLD-100.

Diámetro del Campo [mm]	Tasa de dosis en agua SP [cGy/UM]	Tasa de dosis en agua MC [cGy/UM]	Tasa de dosis en TLD-100 MC [cGy/UM]
4	$0.580 \pm 0.001$	$0.580 \pm 0.001$	$0.580 \pm 0.001$

6	$0.677 \pm 0.002$	$0.683 \pm 0.002$	$0.669 \pm 0.001$
7.5	$0.733 \pm 0.002$	$0.741 \pm 0.002$	$0.717 \pm 0.002$
10	$0.784 \pm 0.002$	$0.802 \pm 0.002$	$0.768 \pm 0.002$
12.5	$0.834 \pm 0.002$	$0.840 \pm 0.002$	$0.801 \pm 0.002$
15	$0.856 \pm 0.003$	$0.865 \pm 0.003$	$0.822 \pm 0.002$
17.5	$0.871 \pm 0.002$	$0.881 \pm 0.003$	$0.839 \pm 0.002$
20	$0.883 \pm 0.002$	$0.889 \pm 0.003$	$0.845 \pm 0.003$

Para una mejor visualización de las tasas de dosis, se grafican como función del tamaño de campo y se muestran en la figura 5.3. Se puede observar que para el volumen sensible de agua utilizado dentro de la simulación y la tasa de dosis en agua SP los valores concuerdan, teniéndose que la mayor diferencia porcentual es menor que el 3%. Por otro lado, se tiene una mayor discrepancia cuando se utiliza un volumen sensible de TLD-100 dentro de la simulación, sin embargo, la diferencia porcentual no sobrepasa el 5%. El hecho de que la concordancia sea mejor al utilizar un volumen sensible de agua en la simulación se debe a que el factor de salida se obtiene para dosis en agua y se midió la tasa de dosis en agua.

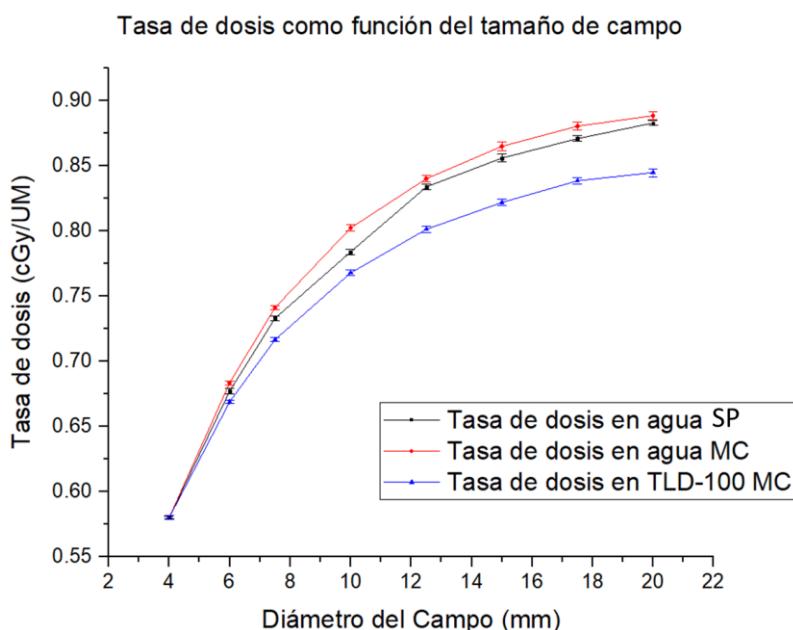


Figura 5.3. Tasa de dosis como función del tamaño de campo para los volúmenes sensibles de agua (dosis en agua) y de TLD-100 (dosis en TLD-100).

En la tabla 5.5 se muestran los valores de la dosis medida (dosis en agua SP) y la dosis obtenida para el volumen sensible de agua en las simulaciones (dosis en agua MC), la dosis prescrita fue de 2 Gy.

Tabla 5.5. Dosis en agua para diferentes tamaños de campo obtenidas.

Diámetro del Campo [mm]	Dosis en agua SP [Gy]	Dosis en agua MC [Gy]
4	$1.96 \pm 0.03$	$1.98 \pm 0.01$

6	$2.04 \pm 0.03$	$2.00 \pm 0.01$
7.5	$1.96 \pm 0.03$	$2.00 \pm 0.01$
10	$2.05 \pm 0.03$	$2.03 \pm 0.01$
12.5	$2.06 \pm 0.03$	$2.00 \pm 0.01$
15	$2.06 \pm 0.03$	$2.00 \pm 0.01$
17.5	$1.95 \pm 0.07$	$2.01 \pm 0.01$
20	$1.97 \pm 0.07$	$2.00 \pm 0.01$

La dosis como función del tamaño de campo se muestra en la figura 5.4, tanto los valores medidos como los calculados con las simulaciones se encuentran alrededor de 2 Gy (valor promedio en los dos casos), con una diferencia porcentual menor que el 4 %.

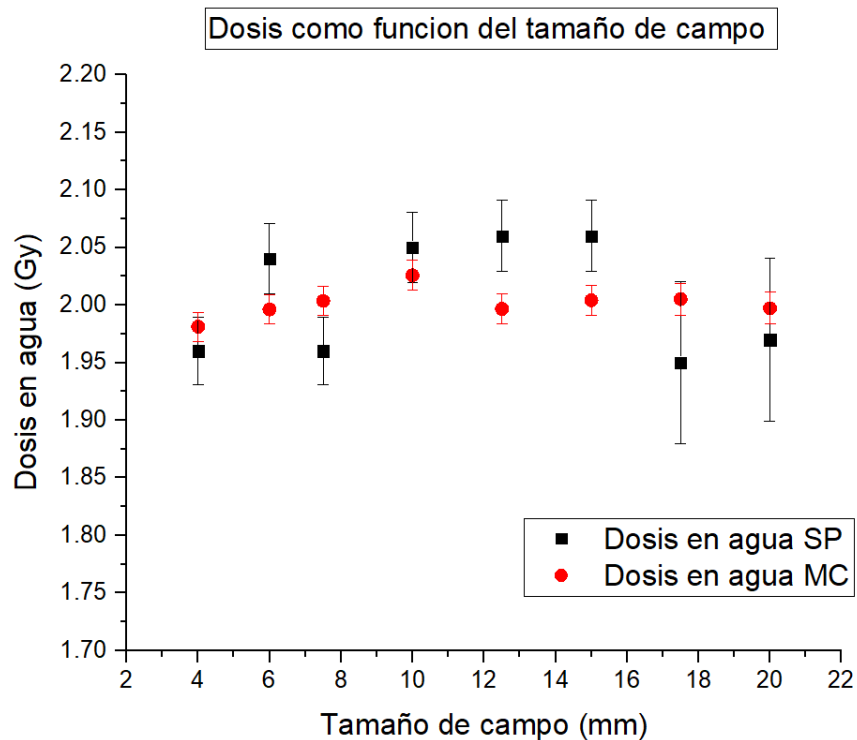


Figura 5.4. Dosis en agua como función del tamaño de campo obtenida por el M. en C. Salvador Peña y por las simulaciones para el volumen sensible de agua.

### 5.3 Dosis en agua para un plan de tratamiento

#### 5.3.1 Perfil de dosis y tamaño de campo

La dosis por unidad de fluencia calculada con DOSXYZnrc se obtuvo para volúmenes sensibles de agua de  $1 \text{ mm}^3$  y se asoció al centro del voxel, finalmente la dosis se normalizó con respecto al máximo valor, dando como resultado el perfil de la figura 5.5.

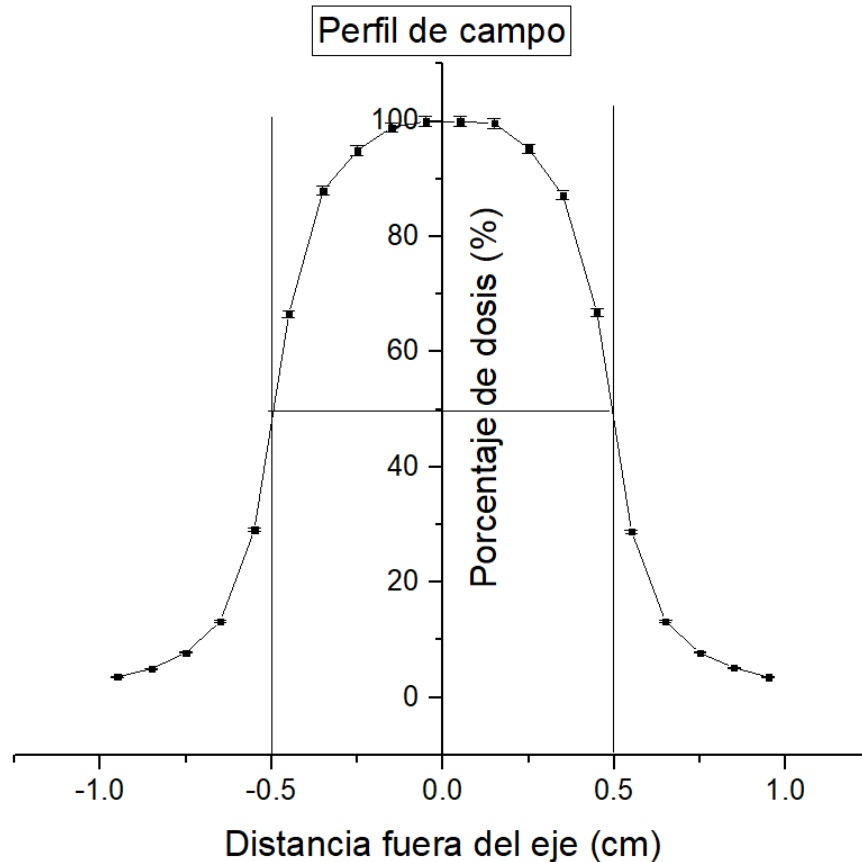


Figura 5.5. Perfil de dosis para un SAD de 100 cm y a una profundidad de 10 cm para un campo nominal de 1 cm de diámetro.

De acuerdo con la definición de tamaño de campo de radiación del código de prácticas TRS-483 (Palmans H 2017) el perfil corresponde a un tamaño de campo circular de 1 cm de diámetro.

### 5.3.2 Dosis en agua para un plan de radiocirugía.

Al finalizar la simulación se obtuvieron diferentes valores de dosis sobre todos los volúmenes de agua y de aire dentro del maniquí, es decir sobre todos los voxels compuestos por agua y aire, la figura 5.6 muestra la distribución de dosis sobre el plano YZ ubicado en la coordenada  $x = 0.9 \text{ cm}$  del isocentro teniéndose que la mayor dosis se encuentra localizada alrededor del isocentro, lo cual era de esperarse.

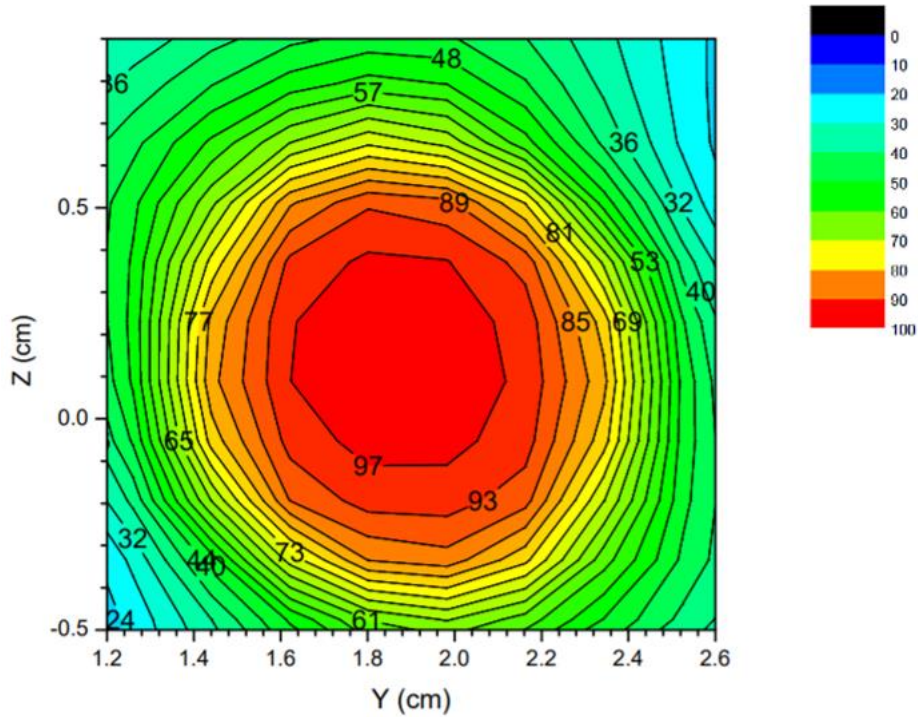


Figura 5.6. Distribución de dosis sobre el plano YZ ubicado en el isocentro ( $x = 0.9 \text{ cm}$ ).

### Comparación de la dosis en agua para un plan de radiocirugía

Con los valores de la dosis obtenidos en la simulación se generan distribuciones de dosis sobre el plano XY ubicado en  $z = 0.1 \text{ cm}$ , las mayores dosis se encuentran alrededor del isocentro el cual está en el volumen blanco. Además, del plan de tratamiento se extrajeron las curvas de isodosis correspondientes a aproximadamente el mismo plano que el obtenido por la simulación MC observando que las distribuciones dosis son cualitativamente semejantes (ver la figura 5.7).

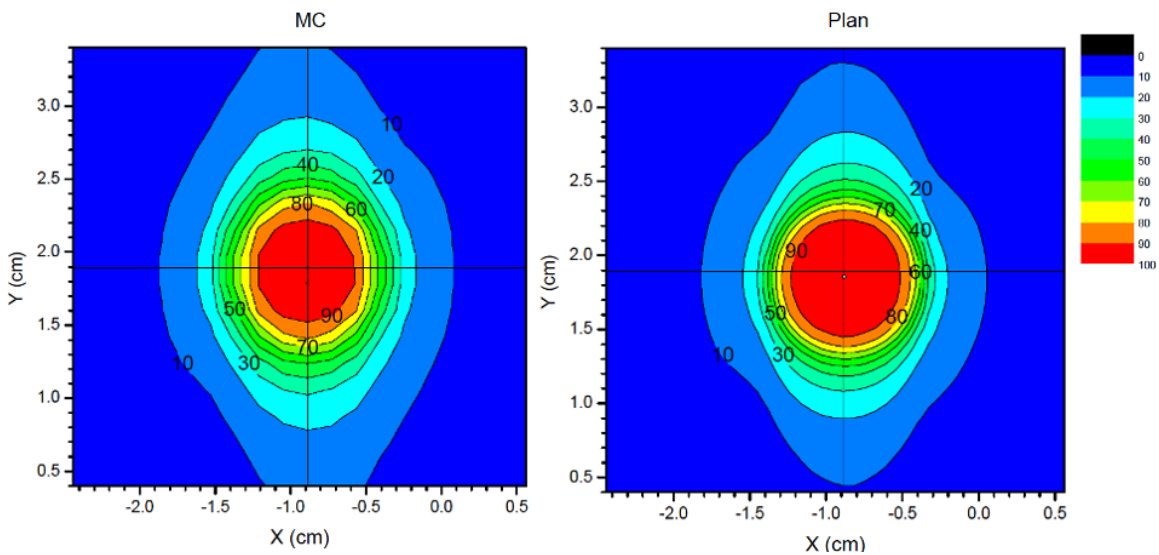


Figura 5.7. Distribuciones de dosis en el plano XY para la coordenada  $z= 0.1$  cm (coordenada del isocentro), las curvas son generadas por simulación Monte Carlo y por el plan de tratamiento.

Debido a que no fue posible obtener las matrices de las distribuciones de dosis determinadas a partir de la simulación MC (SMC) y el sistema de planeación (SP) con las mismas dimensiones en X y en Y entonces, para determinar la concordancia entre las dosis calculadas con la simulación y las dadas por el sistema de planeación (SP) se obtuvieron 5 perfiles en la dirección X, el correspondiente al isocentro y 4 con valores de Y lo más cercanos al del isocentro tales que los valor de Y de de la SMC y del SP fueran lo más parecidos posible.

Los perfiles de dosis y su diferencia porcentual DP se presentan en la figura 5.8 para el perfil en el isocentro y en la figura 5.9 para los perfiles cercanos al isocentro. Las líneas horizontales en las gráficas de la DP corresponden a  $\pm 10\%$ .

Para obtener la diferencia porcentual para cada perfil se realizó una interpolación con 50 puntos en el mismo intervalo de valores de X usando OriginPro<sup>®</sup> 2018 y se calculó con

$$DP = \frac{(D_{Plan} - D_{MC})}{D_{Plan}} \times 100$$

En general, se tiene que la diferencia está entre  $\pm 10\%$  en la región central del perfil y la mayor diferencia se tiene en la región de mayor gradiente de dosis. Cabe hacer notar que los valores de Y no son los mismos lo cual puede influir en estas diferencias, además el sistema de planeación se basa en la tomografía computarizada por lo que considera todos los tejidos y en la simulación Monte Carlo el maniquí está compuesto únicamente por agua y aire. En las distribuciones de dosis insertadas en las gráficas se muestran los valores de Y para para los que se obtuvieron los perfiles para el plan de tratamiento (línea negra) y la SMC (línea roja).

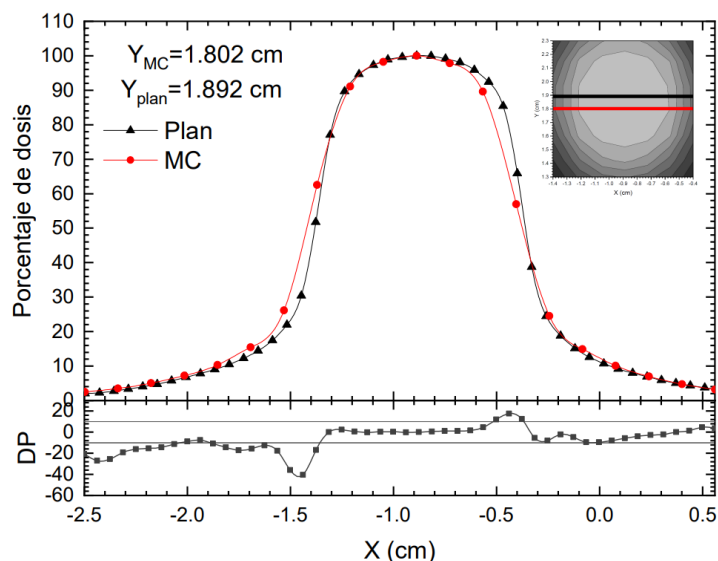


Figura 5.8. Perfiles de dosis en la dirección X para Z= 0.1 cm (coordenada del isocentro) y lo más cercanos al isocentro (1.8 cm), las curvas son generadas por simulación Monte Carlo y por el plan de tratamiento.

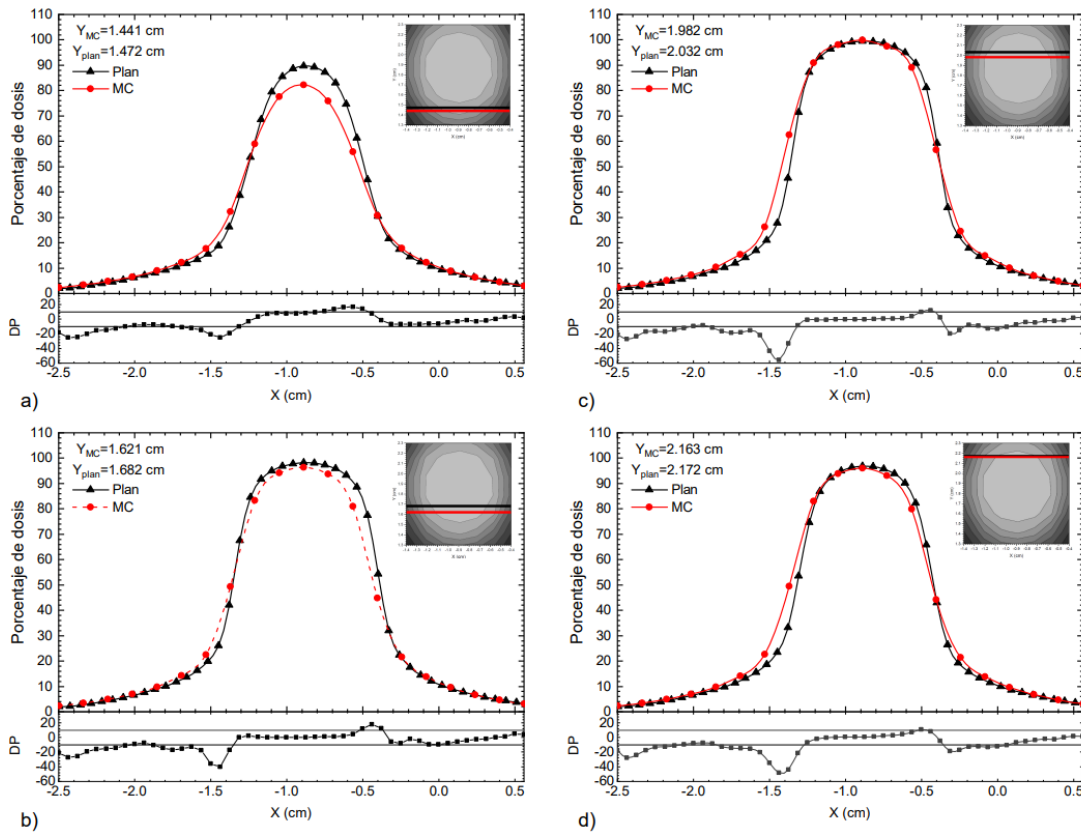


Figura 5.9. Perfiles de dosis en la dirección X para Z= 0.1 cm (coordenada del isocentro y diferentes valores de Y, las curvas son generadas por simulación Monte Carlo y por el plan de tratamiento.

De la misma manera se obtuvieron los 5 perfiles en la dirección Y que se muestran en la figura 5.10 para el perfil en el isocentro y en la figura 5.11 para perfiles cercanos a este. En las distribuciones de dosis insertadas en las gráficas se muestran los valores de X para para los que se obtuvieron los perfiles para el plan de tratamiento (línea negra) y la SMC (línea roja).

En general, se tiene que la diferencia está entre  $\pm 10\%$  en la región central del perfil y la mayor diferencia se tiene en los menores y mayores valores de Y en donde el porcentaje de dosis es menor que el 10%. Cabe hacer notar que los valores de X no son exactamente los mismos y el maniquí antropomórfico está compuesto únicamente de agua y aire, a diferencia del plan de tratamiento que toma en cuenta todos los órganos y tejidos lo cual puede influir en las diferencias obtenidas.

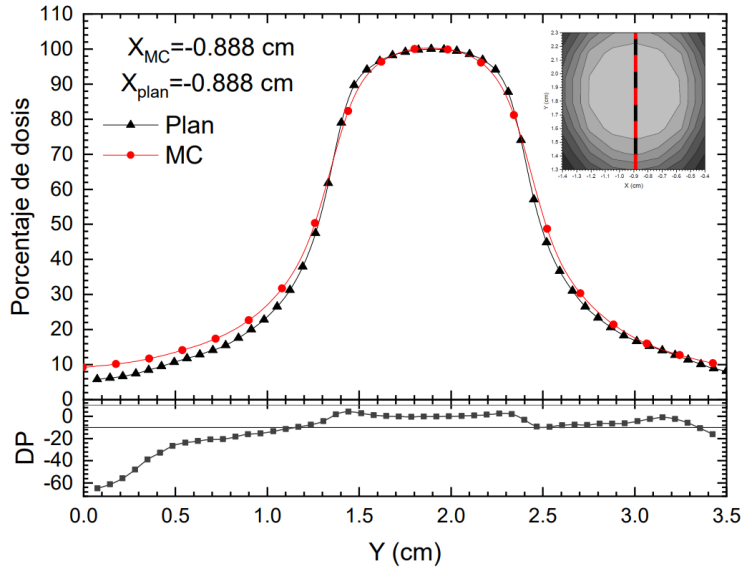


Figura 5.10. Perfiles de dosis en la dirección Y para  $Z= 0.1$  cm (coordenada del isocentro) y X lo más cercanos al isocentro (-0.9 cm), las curvas son generadas por simulación Monte Carlo y por el plan de tratamiento.

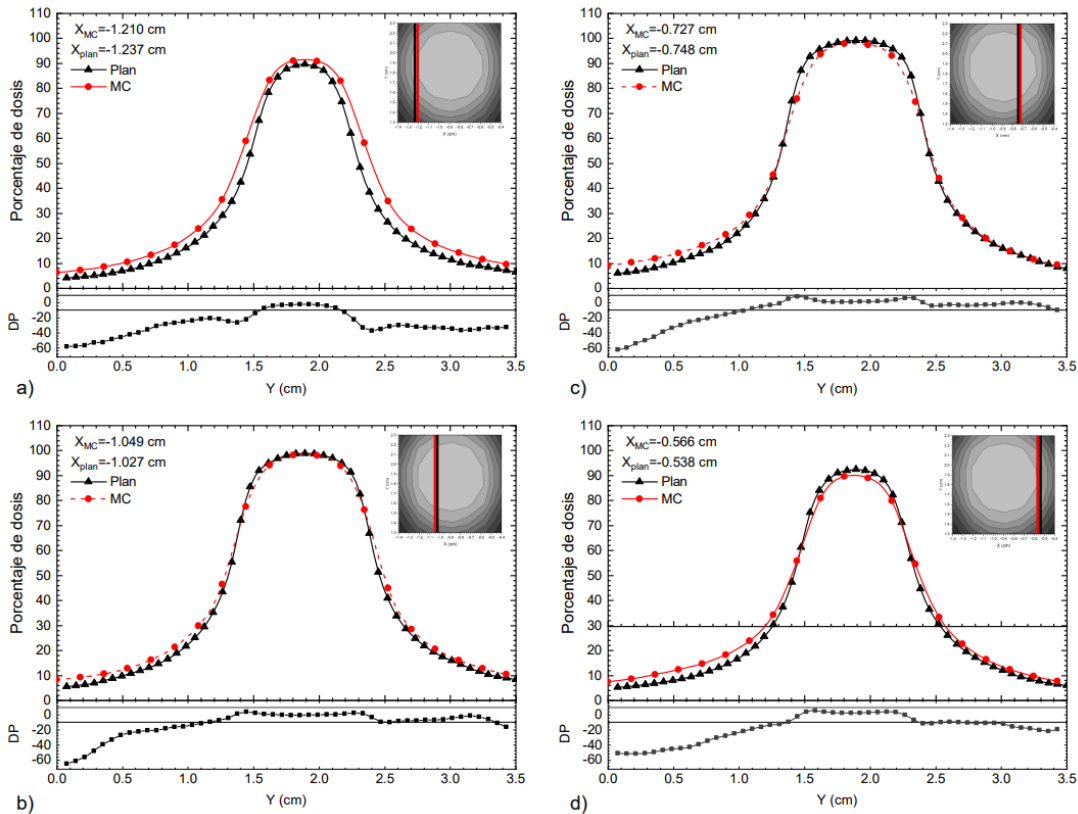


Figura 5.11. Perfiles de dosis en la dirección Y para  $Z= 0.1$  cm (coordenada del isocentro) y diferentes valores de X. Las curvas son generadas por simulación Monte Carlo y por el plan de tratamiento.



### 5.3.3 Comparación de las dosis en agua y en LiF para el plan de radiocirugía.

En la figura 5.12 se presentan los perfiles de dosis obtenidos cuando el medio del voxel<sub>iso</sub> es agua, figura 5.12 a) y b) para valores de Y y X fijos, respectivamente y LiF, figura 5.12 c) y d) para valores de Y y X fijos, respectivamente. Se observa que, para Y fijo, tanto para agua como para LiF, los valores más altos de la dosis se tienen en el perfil central y los más bajos para los perfiles con los valores de X más alejados del central. Cuando X está fijo los valores más altos de la dosis se tienen tanto para el perfil central como para el que tiene el valor de Y subsecuente mayor que el central en tanto que la dosis más baja se tiene para el perfil con el menor valor de Y, esto puede deberse a que el valor de Y en el isocentro es de 1.8 cm que es un valor intermedio entre los valores correspondientes al tercer y al cuarto perfil. Además, se tiene que la dosis en LiF es menor que la dosis en agua.

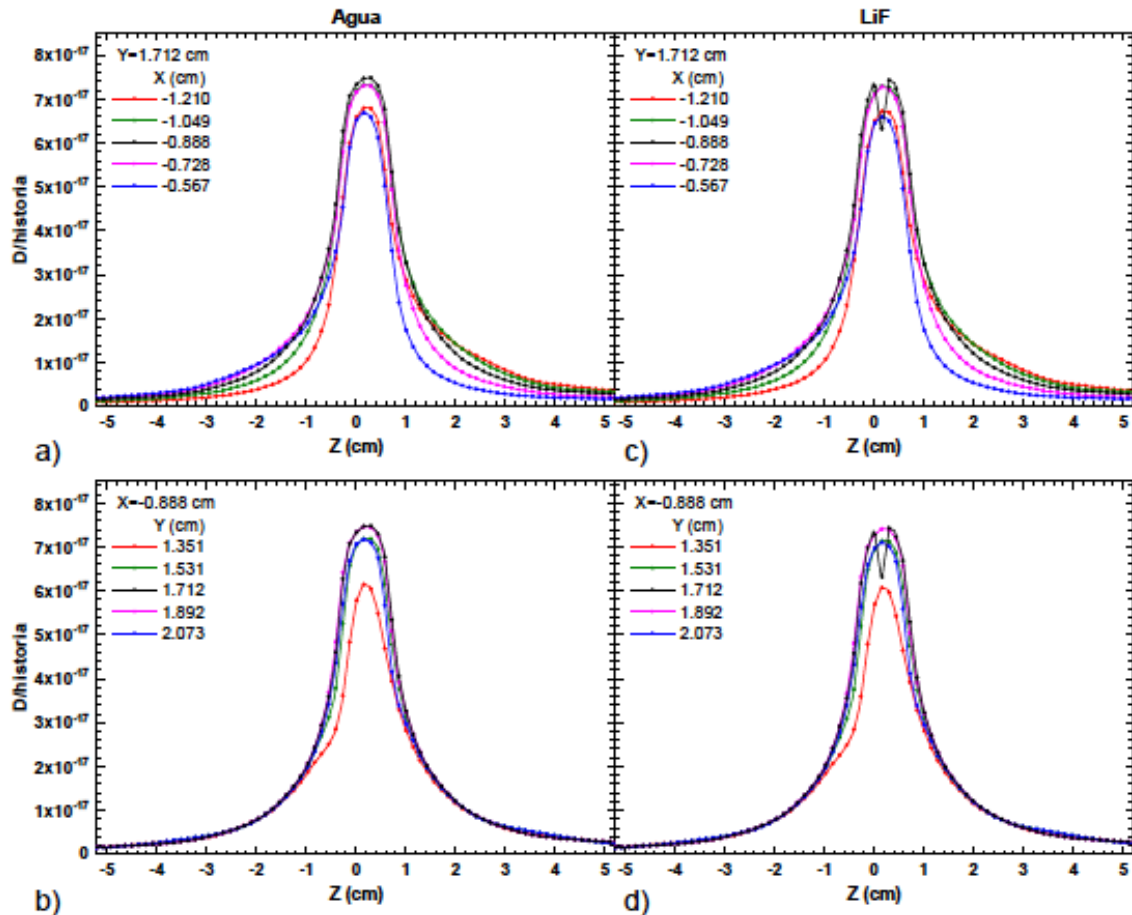
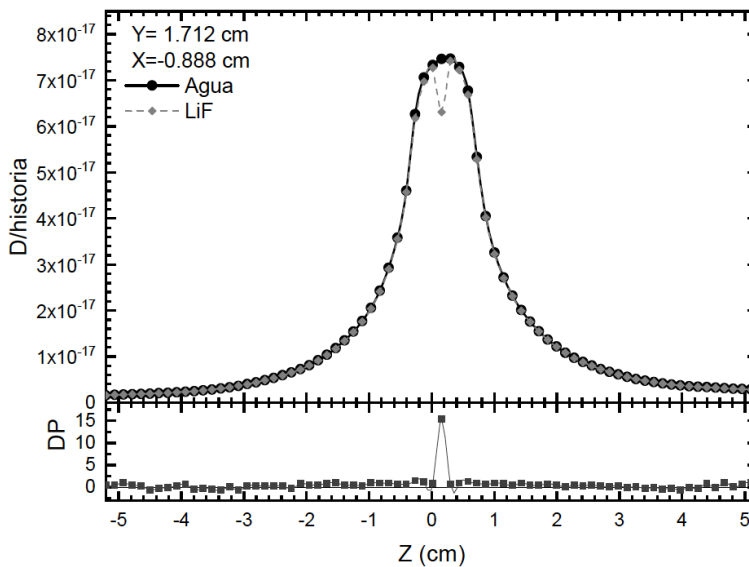


Figura 5.12. Perfiles de dosis obtenidos cuando en el voxel del isocentro el maniquí tiene agua con a) Y fijo y b) X fijo y cuando tiene LiF con c) Y fijo y d) X fijo.

Los perfiles de dosis para X y Y en el isocentro calculados para el voxel del isocentro de agua y de LiF se presentan en la figura 5.13 y los obtenidos para Y en el

isocentro y diferentes valores de X en la figura 5.14, también se presentan las diferencias porcentuales con respecto a la dosis en agua. Se tiene que para los 5 perfiles las diferencias porcentuales son menores que el 2 % excepto para los valores obtenidos en el voxel del isocentro para el cual la dosis en agua es 14.5% mayor que la dosis en el LiF.



*Figura 5.13. Perfiles de dosis obtenidos cuando en el voxel del isocentro el maniquí tiene agua y LiF, así como la diferencia porcentual con respecto a la dosis calculada para agua obtenidos para Y fijo en el isocentro.*

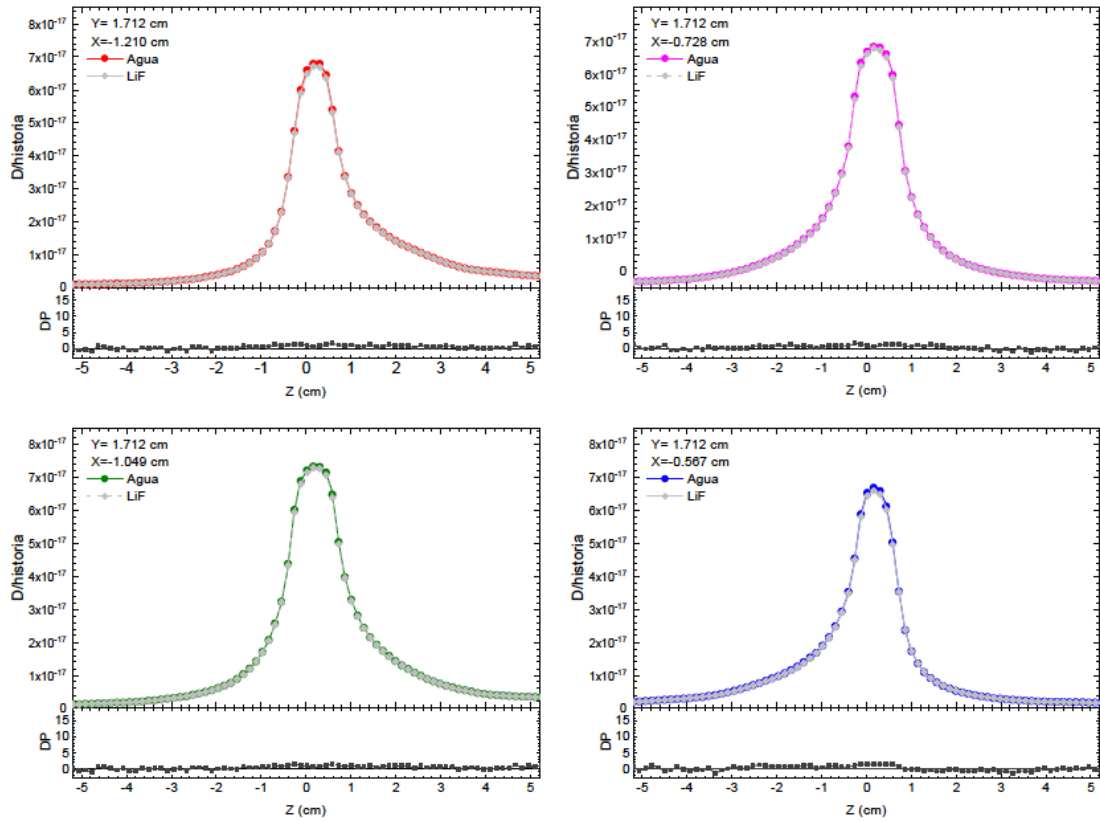


Figura 5.14. Perfiles de dosis obtenidos cuando en el voxel del isocentro el maniquí tiene agua y LiF, así como la diferencia porcentual con respecto a la dosis calculada para agua obtenidos para Y fijo y diferentes valores de X.

## 6 Conclusiones

El código Monte Carlo EGSnrc brinda diferentes herramientas para realizar simulaciones del transporte de radiación ionizante y su interacción con la materia y es adecuado para realizar cálculos de dosimetría de campos pequeños. Con BEAMnrc se pudo simular la fuente de radiación a partir del espacio fase para generar un campo circular de 1 cm de diámetro en el isocentro para el acelerador lineal dedicado a radioneurocirugía del Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía utilizado en el plan de tratamiento, con ctcreate se generó un maniquí antropomórfico utilizando los datos y las imágenes de la tomografía computarizada del tratamiento y con DOSXYZnrc se pudieron obtener las dosis con una incertidumbre menor que el 5% en el volumen dentro de la curva de isodosis del 10% de la dosis máxima.

Los factores de volumen para un microcubo de 0.1 cm de lado valen 1, dentro del 1%, para tamaños de campo cuadrados de 0.5 cm a 10 cm de lado, lo cual indica que un microcubo es adecuado para dosimetría de campos pequeños.

El factor de densidad vale 1 para un campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  y disminuye hasta un 5% para un campo de 0.5 cm, por lo que se debe tomar en cuenta si se utilizan los dosímetros TLD-100 en campos pequeños.

Se validó el uso de DOSxyz al comparar las tasas de dosis en agua como función del tamaño de campo calculadas con las experimentales (Peña Jiménez 2015) con las experimentales concordando dentro del 5%, en tanto que para las dosis impartidas se obtuvieron diferencias menores que el 4%.

Las simulaciones indican que las dosis más altas se encuentran sobre el volumen blanco al igual que en el plan de tratamiento y que las distribuciones de dosis concuerdan cualitativamente. Para realizar un análisis cuantitativo se extrajeron perfiles de dosis de la simulación Monte Carlo y del plan del tratamiento. Se tiene que ctcreate restringe el tamaño mínimo del voxel, de tal manera que este es más grande que el de la tomografía, lo que ocasiona una dificultad en la comparación de las distribuciones y de los perfiles de dosis debido a que los puntos correspondientes a las posiciones en el plan de tratamiento no concuerdan con los puntos obtenidos por las simulaciones MC, sin embargo, las diferencias obtenidas son menores que el 10% dentro del volumen blanco. En las regiones de mayor gradiente de dosis (penumbras) y en las regiones fuera del campo donde las dosis son menores que el 15% de la dosis máxima en el volumen blanco las diferencias son de hasta el 70%.

Al sustituir el volumen sensible de agua con el volumen sensible de LiF la dosis se ve perturbada únicamente sobre el volumen sensible encontrándose que la dosis en el LiF es 15% menor que la dosis en el agua esto puede ser debido a las diferencias en los poderes de frenado de los electrones secundarios liberados por los fotones. En los volúmenes vecinos la diferencia entre la dosis en agua y la dosis en LiF es menor que el 2% por lo que el LiF es un dosímetro adecuado para la dosimetría con campos pequeños.

## 7 Bibliografía

- Andreo P, Burns DT, Nahum AE, Seuntjens J, Attix FH. *Fundamentals of ionizing radiation dosimetry*. John Wiley & Sons., 2017.
- Andreo P, Burns, DT, Hohlfeld, K, et al. *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water*. Vienna: International Atomic Energy Agency: IAEA Technical Reports Series no. 398, 2000.
- Attix, FH. *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. John Wiley & Sons., 2008.
- Azangwe G, Grochowska P, Georg D, Izewska J, Hopfgartner J, Lechner W, Anderson CE, Beierholm AR, Helt-Hansen J, Mizuno H, Fukumura A, Yajima K, Gouldstone C, Sharpe P, Meghzifene A, Palmans H. «Detector to detector corrections: a comprehensive experimental study of detector specific correction factors for beam output measurements for small radiotherapy beams.» *Medical physics* 41, n° 7 (2014): 072103.
- Bouchard H, Seuntjens J, Carrier JF, Kawrakow I. «Conceptual improvements and limitations in non standard beam reference dosimetry.» *BOOK OF EXTENDED SYNOPSES* 36, n° 10 (2010): 259.
- Cember H, Johnson TE. *Introduction to health physics*. McGraw Hill, 1969.
- Chegeni N, Birgani MT. «Equivalent Field Calculation to Irregular Symmetric and Asymmetric Photon Fields.» *International Journal of Physical and Mathematical Sciences* 7 (2013): 1430-1435.
- Das IJ, Ding GX, Ahnesjö A. «Small fields: nonequilibrium radiation dosimetry.» *Medical physics* 35, n° 1 (2008): 206-215.
- Francescon P, Kilby W, Satariano N, Cora S. «Monte Carlo simulated correction factors for machine specific reference field dose calibration and output factor measurement using fixed and iris collimators on the CyberKnife system.» *Physics in Medicine & Biology* 57, n° 12 (2012): 3741.
- Heydarian M, Hoban PW, Beddoe AH. «A comparison of dosimetry techniques in stereotactic radiosurgery.» *Physics in Medicine & Biology* 41, n° 1 (1996): 93.
- Kawrakow, I. *The EGSnrc code system, Monte Carlo simulation of electron and photon transport*. NRCC Report Pirs-701., 2001.
- Kawrakow I, Mainegra-Hing E, Tessier F, Townson R, Walters B. «EGSnrc C++ class library; Report PIRS-898.» *National Research Council of Canada.*, 2006.
- Kawrakow I, Rogers DWO, Mainegra-Hing E, Tessier F, Townson RW, Walters BRB. «EGSnrc toolkit for Monte Carlo simulation of ionizing radiation transport.» 2000.
- Khan FM, Gibbons JP. *Khan's The Physics of Radiation Therapy*. Lippincott Williams y Wilkins, 2014.

- Lárraga Gutiérrez, JM. *Espacio Fase de un haz 6 MV*. Ciudad de Mexico, 2020.
- Laub WU, Wong T. «The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT.» *Medical Physics* 30, n° 3 (2003): 341-347.
- NIST. Marzo de 2022. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab4.html>.
- Palmans H, Andreo P, Huq MS, Seuntjens J, Christaki K. *Dosimetry of Small Static Fields used in External Beam Radiotherapy: An IAEA–AAPM International Code of Practice for Reference and Relative Dose Determination*. Vol. Technical Report Series No. 483. Vienna: International Atomic Energy Agency: IAEA Technical Reports Series no. 483, 2017.
- Peña Jiménez, S. *Determinación de medidas absolutas de dosis en agua para campos pequeños de radiación*. Posgradpo en Ciencias Físicas, UNAM: Tesis, Maestría en Ciencias (Física Médica), 2015.
- Podgorsak, EB. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2005.
- Scott AJ, Kumar S, Nahum AE, Fenwick JD. «Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields.» *Physics in Medicine & Biology* 57, n° 14 (2012): 4461.
- Stasi M, Baiotto B, Barboni G, Scielzo G. «The behavior of several microionization chambers in small intensity modulated radiotherapy fields.» Editado por 31. *Medical Physics* (10), 2004: 2792-2795.
- Thornton ST, Rex A. *Modern physics for scientists and engineers*. Cengage Learning, 2012.
- Walters B, Kawrakow I, Rogers DWO. «DOSXYZnrc users manual.» *NRC Report Pirs*, 794, 2005: 1-125.