



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
INSTITUTO DE FÍSICA

Transferencia lineal de energía de electrones secundarios generados en agua líquida por rayos-X de 6 MV en campos pequeños de radioterapia.

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

PRESENTA:
NAHUM XICOHTÉNCATL HERNÁNDEZ

DIRECTORA DE TESIS
DRA. GUERDA MASSILLON JACQUES-LOUIS

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR
DRA. MARÍA ESTER BRANDAN SIQUÉS
INSTITUTO DE FÍSICA
DR. SALVADOR ANTONIO CRUZ JIMÉNEZ
UAM-I
M. en C. ALEXIS CABRERA SANTIAGO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

Ciudad de México, junio 2019.



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.

Agradecimientos

A mi directora de tesis, Dra. Guerda Massillon por su paciencia y apoyo en la dirección de este trabajo.

A los miembros de mi comité tutor: Dra. María Ester Brandan Siqués, Dr. Salvador Antonio Cruz Jiménez y M. en C. Alexis Cabrera Santiago por su orientación y asesoría constante en el desarrollo de mi tesis.

A los miembros de mi comité sinodal: Dra. Isabel Gamboa de Buen, Dr. Héctor M. Garnica Garza, Dra. Guerda Massillon, Dra. Ma. Adela Poitevin Chacón y M. en C. Mariana Hernández Bojórquez por su tiempo, comentarios y observaciones en la revisión de mi tesis.

A la comunidad del foro de EGSnrc, en donde pude resolver mis dudas acerca del código Monte Carlo.

A mis padres, hermanos y sobrinos por su apoyo en los momentos más difíciles y por todos los buenos momentos.

A mis amigos Emmanuel y Nohely por contar con su apoyo.

Al Instituto de Física de la UNAM por brindarme un espacio para poder trabajar y a su personal que siempre se mostró dispuesto a ayudar.

A los proyectos PAPIIT-UNAM “IN115117” y Royal Society-Newton Advance Fellowship “NA150212”.

Resumen

Se han calculado mediante simulaciones Monte Carlo los espectros de electrones totales y secundarios generados por un haz de rayos X de 6 MV en agua líquida, en campos pequeños de radioterapia. Se ha investigado la correlación de estos espectros con la transferencia lineal de energía (LET). Los espectros de electrones fueron obtenidos a diferentes distancias del eje del haz y a distintas profundidades con el objetivo de evaluar la variación de la LET como función de la distancia y profundidad. Se ha observado un aumento significativo en la componente de baja energía (menor que 10 keV) de los espectros de fluencia total en función de la distancia fuera del eje. Este comportamiento fue observado para los diferentes tamaños de campo. Se observó un incremento de alrededor del 60 % en la fluencia total de electrones para energías de 1 a 10 keV para los espectros calculados fuera del campo de radiación, comparados con los espectros calculados dentro del campo de radiación. Mientras que la fluencias de electrones secundarios para este rango de energías disminuyen alrededor de un 24 %. Los valores de la LET obtenidos aumentan como función de la distancia del eje del haz. Se observó que para una distancia dada del eje central del haz, los valores de la LET aumentan conforme el tamaño de campo se reduce. Los resultados obtenidos sugieren que a través de los valores de la LET de los espectros de electrones secundarios, se puede determinar el tamaño de campo de radiación. El incremento en los valores de la LET como función de la distancia al eje del haz puede ser una razón de la sobre-respuesta que ha sido reportada en la literatura para dosímetros situados fuera del eje central del haz, además también podría ser considerado como un posible factor que incrementa el riesgo de incidencia de un segundo cáncer en pacientes que son tratados con radioterapia.

Abstract

The total and secondary electron spectra generated by a 6 MV X-ray beam in liquid water, in small fields of radiotherapy, have been calculated using Monte Carlo simulations. The correlation of these spectra with linear energy transfer (LET) has been investigated. The electron spectra were obtained at different distances from the beam axis and at different depths in order to evaluate the variation of the LET as a function of distance and depth. A significant increase in the low energy component (less than 10 keV) of the total spectra as a function of off-axis distance has been observed. This behavior was observed for the different field sizes. A 60% increase in the total fluence of electrons was observed for energies from 1 to 10 keV for the spectra calculated outside the radiation field, with respect to the spectra calculated within the radiation field. While the fluence of secondary electrons for this energy range decreases by 24%, within the radiation field. The LET values obtained increase as a function of the distance of the beam central axis. It was observed that for a given distance from the central axis of the beam, the LET values increase as the field size is reduced. The increase in the values of the LET as a function of the distance to the beam axis can be a reason for the over-response that has been reported in the literature for dosimeters located outside the central axis of the beam, in addition it could also be considered as a possible factor that increases the risk of incidence of a second cancer in patients who are treated with radiotherapy.

Índice

1. Introducción

1.1 Objetivo generales.....5

1.2 Objetivos particulares.....5

2. Conceptos básicos

2.1 Dosimetría de fotones de altas energías6

2.1.1 Interacción de fotones con la materia..... 7

2.1.1.1 Efecto fotoeléctrico.....7

2.1.1.2 Efecto Compton.....9

2.1.1.3 Producción de pares.....10

2.1.1.4 Proceso de atenuación de fotones en la materia.....11

2.1.2 Interacción de electrones con la materia.....13

2.1.2.1 Poder de frenado.....14

2.1.2.2 Poder másico de frenado de colisión y radiación para electrones..15

2.1.2.3 Poder másico de frenado restringido y LET.....16

2.1.2.4 Alcance.....17

2.1.3 Transferencia lineal de energía.....18

2.1.4 Producción de haces de fotones en un acelerador lineal.....19

2.1.5 Protocolo de dosimetría para haces de fotones de alta energía.....23

2.1.5.1 Dosimetría de campos pequeños.....24

2.2 Simulación Monte Carlo.....26

2.2.1 Transporte de fotones.....29

2.2.2 Transporte de electrones.....30

2.3 Métodos Monte Carlo.....32

2.3.1 Código Monte Carlo.....32

3. Métodos

3.1 Diseño de la geometría del haz de fotones de un acelerador lineal Varian iX.....	35
3.2 Validación de la simulación del acelerador lineal.....	39
3.3 Generación de espacio fase dependiente del tamaño de campo.....	41
3.4 Distribución de dosis en un maniquí de agua líquida usando el espacio fase.....	43
3.5 Cálculo de los espectros de fotones y electrones en un maniquí de agua líquida.....	44
3.6 Cálculos de LET y energía promedio de los espectros.....	46

4. Resultados

4.1 Espectro de fluencia total de electrones.....	48
4.2 Espectro de fluencia de electrones secundarios.....	59
4.3 Alcance y energía promedio del electrón.....	67
4.4 LET en agua.....	71

5. Discusiones

5.1 Espectro de fluencia total de electrones y energía promedio del electrón.....	79
5.2 LET en agua.....	79

5. Conclusiones.....	85
-----------------------------	-----------

Capítulo 1

Introducción

La dosimetría de la radiación es una rama de la ciencia encargada de estudiar los procesos de depósito de energía impartida en la materia como resultado de la exposición a la radiación ionizante. Muchos fenómenos inducidos por la radiación dependen de la distribución espacial de la energía transferida por la partícula ionizante al medio irradiado. Es sabido que para cada tipo de radiación existe un riesgo radiobiológico que es una función de la dosis y de la densidad de ionización cuantificada a través de la transferencia lineal de energía (LET, por sus siglas en inglés). La dosis de radiación se define como la energía promedio impartida por unidad de masa en un punto de interés ([Attix 2004](#)), mientras que la LET es la energía promedio que transfiere una partícula cargada a un medio por unidad de longitud ([ICRU 1970](#)). La radiación incidente interacciona con los átomos a lo largo de su recorrido de manera aleatoria, por lo que el depósito de energía no se produce de manera uniforme. Conforme se producen interacciones, la energía de la radiación es cedida al medio, disminuyendo la velocidad de la partícula ionizante y aumentando la probabilidad de interacción. Las partículas cargadas pesadas son altamente ionizantes y poseen un corto alcance, por lo que el depósito de su energía es local, mientras que los fotones se consideran de baja LET ya que la energía que transfieren al medio se distribuye en volúmenes relativamente grandes. Los valores de la LET para fotones pueden ser obtenidos a partir del espectro de fluencia de electrones, generados durante las interacciones en el medio ([ICRU 1970](#)). Valores de la LET han sido calculados por varios autores para distintos tipos de

radiación. Fue en 1946 cuando se obtuvieron las densidades de ionización primarias, poderes de frenado y los espectros de electrones con energías de 0.1 keV a 384 keV (Lea 1946). Un año después, se concibe el término densidad de ionización lineal promedio para: electrones, rayos-X y rayos gamma (Gray 1947). Posteriormente se calcularon las distribuciones de fluencia de electrones como función de la densidad de ionización lineal, obtenidas a partir del cociente del número total de pares de iones por cm^3 y la longitud total de la traza del electrón (Cormack and Johns 1952), en el mismo año se introduce el término transferencia lineal de energía (Zirkle *et al.* 1952).

Actualmente, la radiación ionizante se ha convertido en una herramienta útil para el tratamiento y diagnóstico de una gran variedad de enfermedades. La radioterapia, empleada de forma única o acompañada de cirugía y otras terapias de carácter sistémico, es un tratamiento que juega un papel importante en el control actual del cáncer. Por ello, se requiere de un conocimiento exacto y preciso de la la dosis entregada al paciente, con el fin de proteger los órganos y tejidos sanos adyacentes al volumen tumoral y otorgar la dosis deseada al volumen blanco. Las nuevas técnicas en radioterapia, como la radioterapia de intensidad modulada (IMRT) y la radioterapia conformal 3D (3D-CRT), han permitido producir campos de radiación distintos a los utilizados tradicionalmente (campos cuadrados), siendo reducidos hasta dimensiones menores que un centímetro en tratamientos especializados, para tratar volúmenes pequeños. Sin embargo, la dosimetría en estos campos ha sido y sigue siendo muy complicada, debido a varios aspectos, como: la presencia de altos gradientes de dosis, la ausencia lateral de equilibrio de partícula cargada, el efecto de promedio de volumen en la respuesta de los detectores, la oclusión parcial de la fuente de fotones del haz desde el punto de medición y la variación en la fluencia de energía en la dirección lateral del haz (Figura 1.1) (Massillon-JL 2010, Massillon-JL *et al.* 2013). Aunado a esto, las condiciones de referencia que sugieren los Códigos de Práctica no pueden instaurarse en algunos equipos de radioterapia. Para dar solución a este problema, se ha propuesto un nuevo formalismo para realizar la dosimetría de campos pequeños y compuestos, en el cual se incluyen recomendaciones que no se encuentran presentes en los Códigos de Práctica convencionales, utilizados para la dosimetría clínica de referencia basada en la dosis absorbida en agua (Alfonso *et al.* 2008).

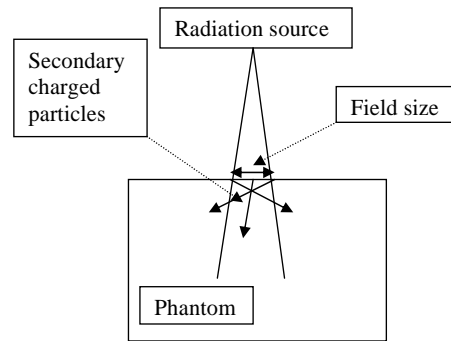


Figura 1.1: Esquema de un campo pequeño de radiación.
Imagen obtenida de (Massillon-JL 2010).

El dosímetro comúnmente utilizado para realizar la dosimetría en radioterapia, es la cámara de ionización. No obstante, su uso no es recomendable, en particular en la dosimetría de campos pequeños, debido a las cuestiones ya mencionadas y a la falta de resolución espacial. Un detector con un volumen grande, como una cámara de ionización puede modificar la fluencia de partículas en el medio. Además, el espectro del haz puede cambiar de acuerdo con el tamaño del campo. Como consecuencia, la conversión de ionización a dosis absorbida en agua, que se fundamenta en la teoría de cavidades y que emplea los factores de perturbación disponibles, puede llevar a errores considerables (Alfonso *et al.* 2008). Realizar la dosimetría en campos pequeños y no convencionales, requieren de un dosímetro que cuente con una adecuada resolución espacial y que sea equivalente al agua. Un dosímetro ideal debe ser capaz de determinar la dosis en un volumen muy pequeño o la dosis puntual. Prácticamente todos los dosímetros tienen un tamaño finito y el volumen de medición está limitado por mecanismos aleatorios de depósito de dosis en dimensiones microscópicas (Hernández-Guzmán *et al.* 2016). Los volúmenes finitos pueden llevar a mediciones incorrectas de la dosis en regiones que presentan un alto gradiente, ejemplo de ello son las regiones de penumbra de haces de fotones de alta energía. Trabajos recientes han mostrado que las películas de tinte radiocrómico, además de ser equivalentes al agua, pueden proporcionar la precisión requerida para medir dosis absorbida en campos pequeños, en donde se presentan altos gradientes de dosis, como los utilizados en radiocirugía estereotáctica (Massillon-JL *et al.* 2013).

Por otra parte, la dosis determinada experimentalmente y/o por simulación Monte Carlo en estos campos es generalmente dependiente del dosímetro (Hernández-Guzmán *et al.* 2016), lo cual sugiere que la relación entre la respuesta del dosímetro y la energía depositada no está bien establecida. La respuesta del dosímetro debe tener un rango dinámico suficientemente grande, que permita medir dosis con precisión y debe ser independiente del espectro de energía de los fotones y la tasa de dosis. Es común hallar que un dosímetro no sea equivalente al agua para todas las calidades de radiación, por lo que la dependencia energética es una característica importante en un sistema dosimétrico. En estudios recientes, se ha reportado una sobre-respuesta termoluminiscente (TL) de LiF:Mg,Ti (TLD-100) situada en los bordes de campos pequeños de IMRT y 3D-CRT (Jang *et al.* 2007). La proporción de fotones y electrones de baja energía (<100 keV) aumenta notablemente conforme se incrementa la distancia desde el borde del campo. La causa principal está asociada con el aumento relativo de fotones y electrones dispersados en las regiones de baja dosis. Es por ello que los correspondientes espectros varían notablemente con el tamaño y profundidad del campo (Jang *et al.* 2007, Massillon-JL *et al.* 2014).

Desde el punto de vista del proceso de interacción de la radiación, cuando los fotones interactúan con la materia liberan electrones, denominados *electrones primarios*, estos a su vez producen cascadas de electrones a lo largo de sus trazas, a los cuales se les denomina *electrones secundarios*. Se ha encontrado que la contribución de electrones secundarios representa el 40%-90% de la fluencia total de electrones que tienen energías en un rango de 1 keV a 10 keV, y que esta aumenta conforme la energía del haz de fotones incrementa (Cabrera-Santiago and Massillon-JL 2016). La cantidad de ionización que producen las partículas cargadas a lo largo de su trazas se encuentra directamente correlacionada con la LET. Se sabe que los principales responsables del proceso de ionización y daño radiobiológico son los electrones secundarios. Se ha reportado que la LET de los electrones secundarios producidos por fotones de bajas energías son del orden de 5 keV/ μm a 9 keV/ μm en agua líquida, similares a la producida por iones de ^3He con energías de 76 MeV-120 MeV (Massillon-JL *et al.* 2007). Además, se ha demostrado que el conocimiento de la LET de los electrones secundarios podría contribuir a un mejor entendimiento de la respuesta de los dosímetros expuestos a estos campos (Cabrera-Santiago and Massillon-JL 2016).

Esta tesis se concentra en el cálculo de la LET de los espectros de fluencia de electrones totales y secundarios, generados en agua líquida por rayos-X de 6 MV. Los campos de radiación cuadrados utilizados en esta tesis tienen dimensiones menores que 5 cm y son equivalentes a campos circulares de un equipo Cyberknife. La LET fue calculada a diferentes distancias del eje del haz y a distintas profundidades de un maniquí. En este trabajo se usó el código Monte Carlo EGSnrc desarrollado por el National Research Council Canada, el cual es un paquete para el transporte de electrones y fotones. Dentro del código, se utilizó el paquete BEAMnrc para generar el espacio fase del haz de rayos-X producido por un acelerador lineal. Los códigos de usuario FLURZnrc y DOSRZnrc fueron empleados para calcular los espectros de electrones y la dosis impartida usando los parámetros de la tesis de Maestría de Alexis Cabrera-Santiago ([Cabrera-Santiago UNAM 2014](#)). Teniendo los espectros de electrones, se siguió el método propuesto por Cabrera-Santiago y Massillon-JL para la obtención de la LET ([Cabrera-Santiago UNAM 2014](#), [Cabrera-Santiago and Massillon-JL 2016](#)).

1.1 Objetivos del trabajo

Calcular los espectros de electrones secundarios generados por rayos-X de 6 MV y su respectivo poder de ionización (LET) en agua líquida como función del tamaño de campo. Investigar la variación de la LET en la dirección lateral de varios campos pequeños de radioterapia para comprender el posible efecto sobre la respuesta de dosímetros.

1.1.1 Objetivos particulares

- Diseñar la geometría del acelerador lineal Varian Clinac iX utilizando BEAMnrc.
- Diseñar la geometría y las condiciones experimentales.
- Realizar un análisis preliminar de la precisión necesaria relacionada con el número de historias utilizadas en la simulación. Determinar los parámetros de transporte en el código.
- Calcular los espectros de electrones totales y secundarios en agua líquida como función de la distancia al eje del haz y como función de la profundidad generados por un haz de rayos-X de 6 MV.
- Calcular la LET en agua líquida.

Capítulo 2

Conceptos básicos

2.1 Dosimetría de fotones de altas energías

Durante los últimos años, el desarrollo de tecnología para crear nuevas herramientas de planeación y administración de radioterapia ha crecido exponencialmente. La transición de la radioterapia conformal en tres dimensiones (3D-CRT) a la radioterapia de intensidad modulada (IMRT), en conjunto con las nuevas herramientas para la radioterapia adaptada al movimiento y el uso de campos pequeños de radiación buscan brindar un mejor tratamiento a los pacientes. Sin embargo, el uso de dicha tecnología representa un reto en la dosimetría debido a las razones expuestas en el capítulo anterior. Una dosimetría correcta juega un papel de suma importancia en la administración del tratamiento. Actualmente existen protocolos para la dosimetría de referencia clínica usados en teleterapia. Los protocolos: TG-51 de la Asociación Americana de Físicos Médicos (AAPM), TRS-398 y TRS-483 del Organismo Internacional de Energía Atómica (IAEA), este último especializado en campos pequeños estáticos, sirven como guía para realizar la dosimetría de haces de fotones con energías en un rango de 1 a 50 MV.

2.1.1 Interacción de fotones con la materia

Los rayos-X y gamma son un tipo de radiación indirectamente ionizante, ya que al carecer de carga eléctrica, su forma de interacción con la materia es distinta a la que tienen las partículas cargadas. La generación de rayos-X tiene su origen en procesos atómicos. Estos pueden originarse por transiciones entre niveles atómicos o por la aceleración que sufren partículas cargadas al interactuar con los campos coulombianos de un blanco. Por otra parte, el origen de rayos gamma está asociado con los procesos: aniquilación electrón-positrón y de núcleos radiactivos que se encuentran en estados excitados.

El proceso de depósito de energía de los fotones en el medio puede ser descrito por medio de la transferencia de energía de los fotones a partículas cargadas ligeras y el subsecuente depósito de la energía al medio por parte de estas partículas. Los tipos de interacción predominantes, a energías menores que 10 MV, son:

- ❖ Efecto fotoeléctrico
- ❖ Efecto Compton
- ❖ Producción de pares

2.1.1.1 Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es un tipo de interacción en la cual un fotón con energía $E=h\nu$ interactúa con un electrón atómico. El fotón cede toda su energía a un electrón orbital, denominado fotoelectrón, adquiriendo la suficiente energía cinética para ser expulsado del átomo con una energía $T= h\nu- E_b$, donde E_b es la energía de amarre del electrón en el átomo (Figura 2.1) (Attix 2004).

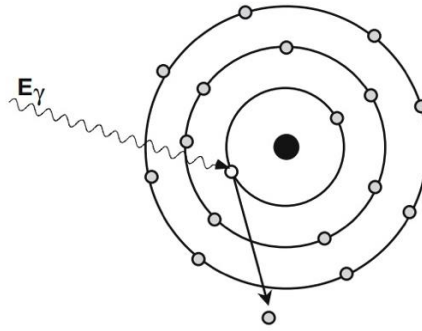


Figura 2.1: Efecto fotoeléctrico.

Cuando el electrón es expulsado de una capa electrónica, se genera una vacante que es llenada por otro electrón proveniente de una capa más externa. La transición electrónica que ocurre debido a este proceso está acompañada por la emisión de rayos-X, denominados rayos-X característicos, que tienen una energía igual a la diferencia de las energías de amarre de los correspondientes electrones orbitales.

La sección eficaz es directamente proporcional a la probabilidad de que ocurra una interacción entre partículas. La probabilidad de que ocurra el efecto fotoeléctrico esta dada por su sección eficaz, la cual es proporcional a Z^4 e inversamente proporcional a $(h\nu)^3$. Esto indica que el efecto fotoeléctrico tiene una mayor probabilidad de interacción a bajas energías y en materiales que tienen un alto número atómico. La sección eficaz por átomo, a energías cercanas o menores que 0.1 MeV, puede ser escrita de la siguiente forma (Attix 2004):

$${}_a\tau \propto \frac{Z^4}{(h\nu)^3} [cm^2/\text{átomo}], \quad (2.1)$$

por otra parte la sección eficaz por unidad de masa, denominada coeficiente másico de atenuación está dado por:

$$\frac{\tau}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{h\nu}\right)^3 [cm^2/g]. \quad (2.2)$$

2.1.1.2 Efecto Compton

El efecto Compton es un proceso en el cual un fotón interacciona con un electrón orbital, que es considerado libre, debido a que la energía del fotón es mucho mayor que la energía de ligadura del electrón. Durante el proceso de interacción, el fotón cede parte de su energía al electrón, el cual es dispersado a un ángulo con respecto a la dirección del fotón incidente. Un nuevo fotón con una longitud de onda mayor es emitido a cierto ángulo respecto a la dirección del fotón que incide (Figura 2.2).

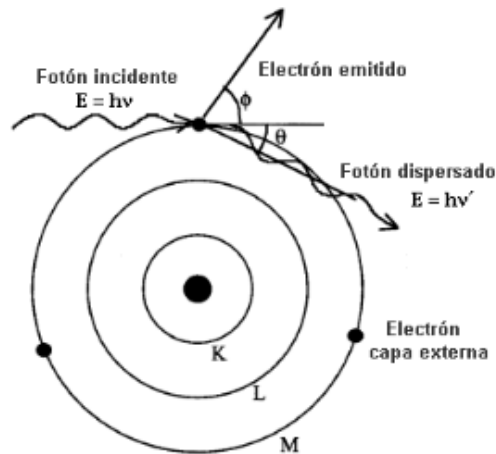


Figura 2.2: Efecto Compton entre un fotón de energía $E=hc/\lambda$ y un electrón de la capa M.

La variación de longitud de onda de los fotones dispersados, puede calcularse a través de la relación de Compton:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (2.3)$$

donde λ' es la longitud de onda del fotón dispersado, λ la longitud de onda del fotón incidente, h es la constante de Planck, m_e es la masa del electrón, c es la velocidad de la luz y θ es el ángulo entre el fotón incidente y el fotón dispersado. Por medio de la relación $E = hc/\lambda$, se puede obtener la energía del fotón dispersado, que se muestra a continuación (Attix 2004):

$$E' = \frac{E}{1 + (1 - \cos\theta)E/m_e c^2}. \quad (2.4)$$

La sección eficaz para el efecto Compton σ_e [cm^2/e], es independiente de Z . El coeficiente másico de atenuación toma en cuenta la densidad electrónica y puede ser expresado como

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} \sigma_e \text{ [cm}^2/\text{g]}. \quad (2.5)$$

2.1.1.3 Producción de pares

La producción de pares es un proceso físico mediante el cual la energía del fotón es convertida en materia. En este proceso se genera un par electrón-positrón a costa de la energía del fotón. La interacción del fotón con un campo coulombiano cercano al núcleo atómico da origen a este proceso (Figura 2.3). Para que la creación de pares ocurra, el fotón debe tener una energía mayor que 1.022 MeV, energía que corresponde a dos veces la masa del electrón en reposo. La energía cinética promedio del electrón o el positrón (T), que puede ser calculada a partir de la ley de la conservación de energía, está dada por la siguiente expresión (Attix 2004):

$$T = \frac{h\nu - 1.022}{2} \text{ [MeV]}. \quad (2.6)$$

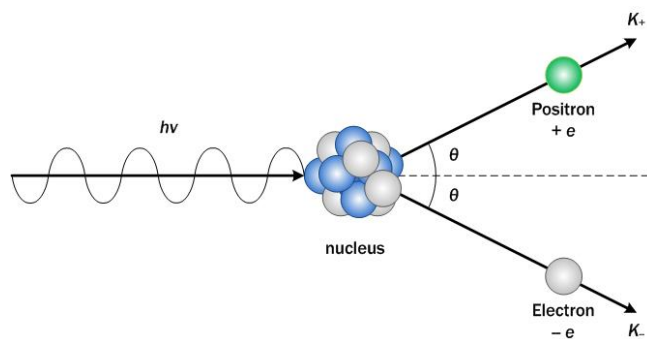


Figura 2.3: Producción de pares.

La sección eficaz para la producción de pares a energías menores que 1.022 MeV es cero. Para energías mayores que este umbral, la sección eficaz total es proporcional a Z^2 y se describe a través de la siguiente ecuación:

$${}_a\kappa = \sigma_o Z^2 \bar{P} [cm^2/\text{átomo}], \quad (2.7)$$

donde \bar{P} es un parámetro que depende la energía cinética del positrón y $\sigma_o = 5.80 \times 10^{-28} cm^2 / \text{electrón}$.

El coeficiente másico de atenuación esta dado por ([Attix 2004](#)):

$$\frac{\kappa}{\rho} = {}_a\kappa \frac{N_A}{A} [cm^2/g]. \quad (2.8)$$

2.1.1.4 Proceso de atenuación de los fotones en la materia

Cuando un haz de fotones penetra en un medio material, una fracción del número total de fotones es absorbido por el medio (Figura 2.4). La disminución del número de fotones incidentes se denomina atenuación y se debe a la interacción de un cierto número de ellos con los átomos que componen al medio. La atenuación de los fotones puede ser descrita a través de la siguiente ecuación ([Attix 2004](#)):

$$N = N_0 e^{-\mu x}, \quad (2.9)$$

donde N es el número de fotones que atraviesan el medio sin interaccionar, N_0 es el número de fotones incidentes, x el espesor del medio y μ es el coeficiente lineal de atenuación. μ representa la probabilidad de interacción por unidad de longitud del medio.

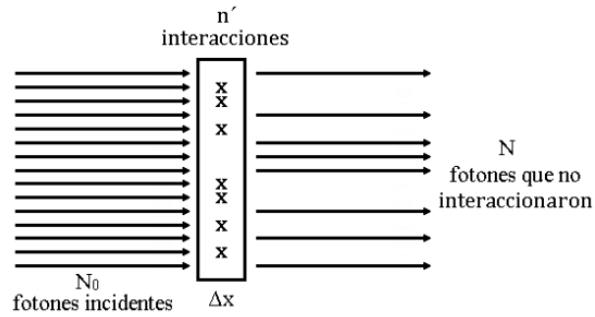


Figura 2.4: Un haz de fotones N_0 incide del lado izquierdo de una placa de grosor Δx . Un número N de fotones atraviesa la placa sin interactuar.

La probabilidad de que los fotones interactúen en el medio está dada por los coeficientes de atenuación de cada uno de los procesos que fueron mencionados anteriormente. La suma de los coeficientes másicos de atenuación de los distintos procesos es igual a el coeficiente másico de atenuación para fotones (Figura 2.5) (Attix 2004):

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} + \frac{\sigma_R}{\rho} \quad [cm^2/g]. \quad (2.10)$$

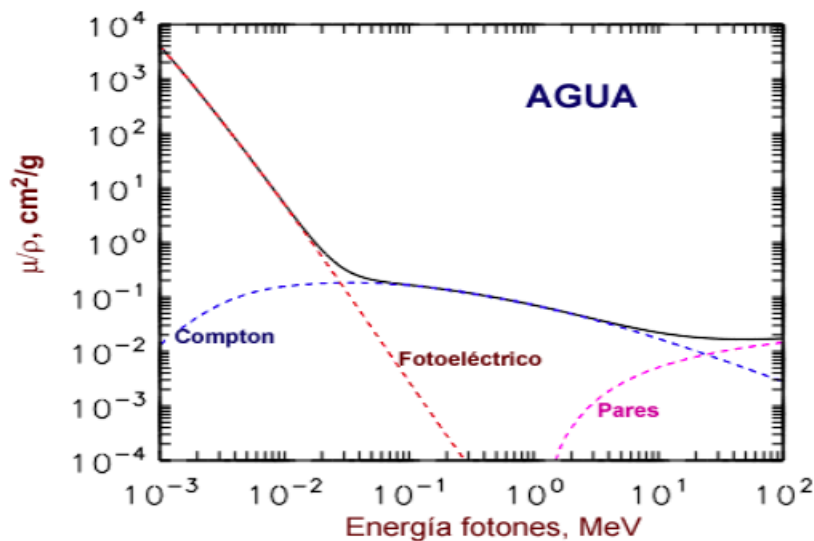


Figura 2.5: Coeficiente másico de atenuación en agua como función de la energía del fotón. Se muestra la contribución de cada uno de los efectos.

2.1.2 Interacción de los electrones con la materia

La interacción que sufre un electrón al incidir en un medio es de tipo coulombiano. El electrón es una partícula cargada ligera, que interactúa con los electrones orbitales o los núcleos de los átomos del medio. La interacción depende de factores como su energía cinética y las características del medio. En cada interacción, los electrones pierden energía de forma gradual hasta frenarse totalmente. Las interacciones que sufren los electrones incidentes pueden describirse como colisiones con los electrones o núcleos del medio, siguiendo una trayectoria azarosa. Las colisiones pueden clasificarse de acuerdo con el tamaño relativo del parámetro de impacto b vs el radio atómico a , como: colisiones suaves, colisiones fuertes e interacciones coulombianas con el campo externo del núcleo ([Attix 2004](#)).

Colisiones suaves ($b \gg a$)

Este tipo de colisiones ocurren cuando la partícula cargada sigue una trayectoria que se encuentra a una distancia relativamente lejana del átomo del medio. El efecto que puede producir este tipo de colisión es excitar al átomo a los niveles más altos de energía y en ocasiones puede ionizar al átomo, expulsando electrones de la capa de valencia. En este tipo de colisión el electrón pierde muy poca energía, que es transferida al medio ([Attix 2004](#)).

Colisiones fuertes ($b \sim a$)

Este tipo de colisión se da cuando el parámetro de impacto es del orden del radio atómico del medio. En este tipo de interacción la probabilidad de interacción electrón-electrón es mayor. La partícula incidente puede interactuar con un electrón del medio provocando que el electrón del medio sea expulsado con una energía cinética considerable y siguiendo una trayectoria diferente a la del electrón incidente. A tales electrones se les denomina rayos delta. Como consecuencia de la ionización también se pueden producir rayos-X característicos. El número de colisiones fuertes es mucho menor comparado con el número de colisiones suaves ([Attix 2004](#)).

Interacciones coulombianas con el campo externo del núcleo ($b \ll a$)

En este tipo de interacciones la partícula cargada incidente interactúa con el campo eléctrico que rodea al núcleo de los átomos del medio. Las interacciones pueden ser de tipo elástico e inelástico. Las colisiones son elásticas en la mayoría de los casos y provocan que los electrones sean desviados de su trayectoria original, siguiendo un camino tortuoso. Por otra parte las interacciones inelásticas son responsables de que el electrón sea desviado de su trayectoria y ceda gran parte de su energía por medio de la emisión de un fotón. Los fotones emitidos en colisiones inelásticas son rayos-X denominados rayos-X de frenado ([Attix 2004](#)).

2.1.2.1 Poder de frenado

La energía perdida por una partícula cargada se describe por el poder de frenado. El poder de frenado se define como la pérdida de energía cinética T de una partícula cargada por unidad de longitud x en un medio dado. El poder de frenado es función de la partícula cargada, la energía cinética, el número atómico del medio y tiene unidades $MeVcm^{-1}$. Si el poder de frenado se divide por la densidad del medio, la magnitud obtenida se denomina poder másico de frenado y sus unidades son $MeVcm^2 g^{-1}$.

El poder másico de frenado está compuesto por el poder másico de frenado de colisión y el poder másico de frenado por radiación (Figura 2.6). El primer término considera las pérdidas por colisiones suaves y fuertes, mientras que el segundo término considera las pérdidas radiativas ([Attix 2004](#)):

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right) = \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c + \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_r. \quad (2.11)$$

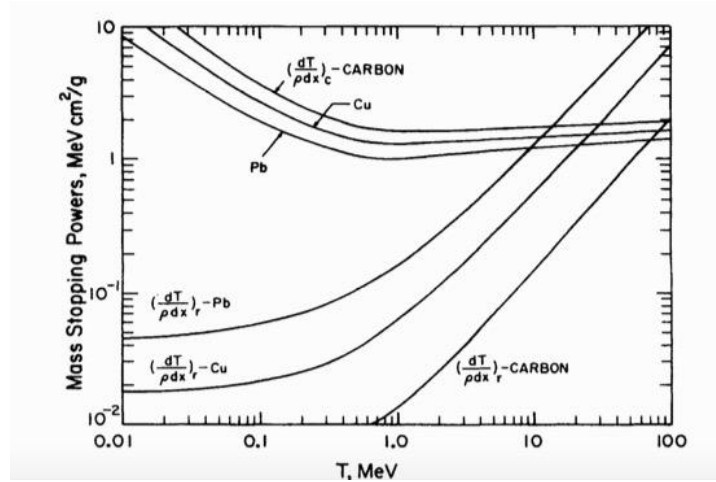


Figura 2.6: Poderes máxicos de frenado y radiativo como función de la energía del electrón, para plomo, cobre y carbón (Attix 2004).

2.1.2.2 Poderes máxicos de frenado de colisión y radiación para electrones

La expresión que describe el poder máxico de frenado de colisiones para electrones se establece a partir de una combinación entre la ecuación de Bethe para colisiones suaves y la relación para colisiones fuertes de las secciones eficaces de Møller. La ecuación viene dada por (Attix 2004):

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c = \frac{2Cm_0c^2Z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2\left(\frac{I}{m_0c^2}\right)}\right) + F^-(\tau) - \delta + \frac{2C}{Z} \right], \quad (2.12)$$

donde:

- $C \equiv \pi \left(\frac{NAZ}{A}\right) r_0^2$, donde $\frac{NAZ}{A}$ es el número de electrones por gramo del medio y r_0 el radio clásico del electrón.
- m_0c^2 es la energía de la masa en reposo del electrón.
- Z el número atómico del medio.
- I es el potencial de ionización.
- $\beta = \frac{u}{c}$ donde u es la velocidad de la partícula y c es la velocidad de la luz en el vacío.
- $\tau \equiv \frac{T}{m_0c^2}$ donde T es la energía cinética de la partícula incidente.

- $F^-(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/\beta^{-(2\tau+1)\ln 2}}{(\tau+1)^2}$.
- $\frac{c}{Z}$ es la corrección por capas.
- δ es el factor de corrección por el efecto de polarización o densidad.

La rapidez de producción de radiación de frenado por electrones o positrones se expresa por medio del poder de frenado por radiación, el cual está dado por (Attix 2004):

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_r = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A} (T + m_0 c^2) \overline{B}_r, \quad (2.13)$$

donde $\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)$, T es la energía cinética del electrón en MeV y \overline{B}_r es una función de Z y T .

2.1.2.3 Poder másico de frenado restringido y transferencia lineal de energía (LET).

El poder másico de frenado restringido $\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_\Delta$ es una fracción del poder másico de frenado de colisiones, en él se incluyen las colisiones suaves además de las colisiones fuertes, que generan rayos delta y que tienen una energía menor que una energía de corte Δ . El poder másico de frenado restringido se encuentra asociado con la transferencia lineal de energía (LET). La LET es un término muy importante dentro de la radiobiología, pues está directamente relacionada con la densidad de ionización producida por una partícula cargada a lo largo de su trayectoria dentro de un medio. La LET tiene unidades de keV/ μm y puede expresarse a través de la siguiente ecuación (Attix 2004):

$$L_\Delta = \frac{\rho}{10} \left[\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_\Delta \right]. \quad (2.14)$$

Para partículas cargadas como electrones y positrones el poder másico de frenado restringido viene dado por (Attix 2004):

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_\Delta = k \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_0c^2)^2} \right) + G^\pm(\tau, \eta) - \delta + \frac{2C}{Z} \right], \quad (2.15)$$

donde $k = 0.1535 Z/A\beta^2$, $\tau \equiv T/m_0c^2$ y $\eta \equiv \Delta/T$. La función G^- representa el caso para electrones y se expresa por la siguiente ecuación:

$$G^-(\tau, \eta) = -1 - \beta^2 + \ln[4(1-\eta)\eta] + (1-\eta)^{-1} + (1-\beta^2) \left[\frac{\tau^2\eta^2}{2} + (2\tau+1)\ln(1-\eta) \right]. \quad (2.16)$$

2.1.2.4 Alcance

El alcance (R) de una partícula cargada de un determinado tipo y energía, dentro de un medio dado se define como el valor esperado de la longitud de la trayectoria que sigue hasta llegar al reposo. En el caso de la interacción de electrones con un medio, los electrones incidentes pierden su energía gradualmente, transfiriendo su energía cinética en pequeñas fracciones al medio. Se dice entonces que los electrones siguen un proceso denominado “aproximación de frenado continuo” (CSDA por sus siglas en inglés).

El alcance en aproximación de frenado continuo (R_{CSDA}) de los electrones representa la longitud de la trayectoria promedio de las partículas hasta que llegan al reposo. El alcance R_{CSDA} puede ser calculado por medio de la siguiente expresión (Attix 2004)

$$R_{CSDA} = \int_0^{T_0} \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)^{-1} dT. \quad (2.17)$$

En la expresión anterior se considera que la rapidez de pérdida de energía a lo largo de la trayectoria del electrón es igual a la rapidez promedio de pérdida de energía que se encuentra definida por el poder de frenado.

2.1.3 Transferencia lineal de energía

La transferencia lineal de energía (LET) se define como la energía depositada en un medio por una partícula cargada, por unidad de longitud recorrida. Además es proporcional a la densidad de ionización producida en el medio. El mayor depósito de energía que resulta del paso de una partícula cargada se concentra en una región estrecha que se extiende en una región típicamente del orden de 10 distancias interatómicas perpendiculares a la trayectoria de la partícula (ICRU 1970). La extensión de la región de depósito de energía depende de la velocidad de la partícula y se define como la distancia sobre la cual el campo eléctrico de la partícula es lo suficientemente fuerte y varía con la suficiente rapidez para producir excitación electrónica.

La LET se asocia con la trayectoria de la partícula cargada y las regiones del medio en las cuales la densidad de energía depositada es relativamente alta, es decir, la región en la que la excitación es originada por electrones secundarios. De esta forma la LET caracteriza el depósito de energía dentro de un volumen limitado, esto es, energía que se deposita localmente a lo largo de la trayectoria de la partícula.

Se sabe que para un tipo de radiación dado, mientras más alta es la energía, más bajos son los valores de la LET, por consecuencia el efecto biológico es menor. Actualmente se conoce que la radiación con una LET de alrededor de $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$ es ideal para producir un efecto biológico, esto se debe a que la separación promedio entre dos eventos de ionización coinciden con el diámetro de la doble hélice del ADN (2 nm) (Hall 2017). La radiación con valores de la LET cercanos a $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$ tiene una probabilidad alta de provocar una ruptura de doble cadena, que es la causa de varios efectos biológicos. Los electrones generados por rayos-X de alta energía tienen una baja efectividad biológica. Hoy día, en la radioterapia de haces externos o teleterapia se utilizan haces de rayos-X con un rango de energías de 4 MV-25 MV. El desarrollo tecnológico, ha permitido crear campos de radiación pequeños que se adaptan al volumen tumoral, sin embargo esto ha traído a cuenta retos en la dosimetría dentro y fuera del campo de radiación. La dosimetría fuera del campo ha cobrado gran relevancia,

es sabido que la dosis recibida por los órganos y tejidos cercanos al volumen blanco durante la entrega del tratamiento tiene el potencial de inducir un segundo cáncer (Harrison 2017). En la teleterapia las dosis fuera del volumen blanco son provocadas por: la dispersión de los haces en el paciente, la dispersión provocada por los colimadores y la radiación de fuga proveniente del cabezal del acelerador (Harrison 2017). Es por esto que conocer la LET dentro y fuera de los campos de tratamiento puede brindar información sobre la respuesta de dosímetros y el posible efecto biológico provocado en la cercanía del campo.

2.1.4 Producción de haces de fotones en un acelerador lineal

La producción de rayos-X de bajas energías utilizados en diagnóstico médico, tiene lugar en un tubo (Figura 2.7) que se encuentra a un alto vacío. En sus extremos se encuentran los electrodos. El electrodo negativo denominado cátodo, es un filamento que emite electrones al calentarse (emisión termoiónica). El electrodo positivo denominado ánodo, es un metal con alto número atómico y alto punto de fusión. Al aplicarse una diferencia de potencial entre los electrodos, los electrones emitidos por el cátodo son acelerados hacia el ánodo (Khan and Gibbons 2014). La interacción de los electrones con el ánodo produce un espectro de emisión de rayos-X.

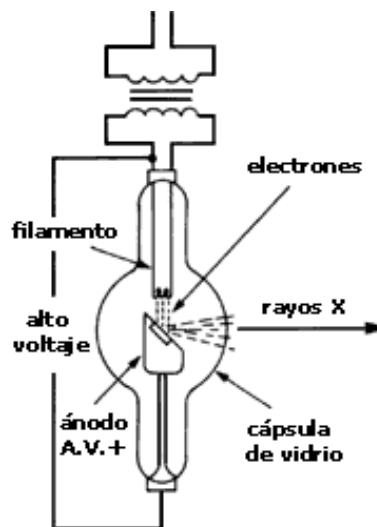


Figura 2.7: Tubo de rayos-X.

El espectro de emisión de rayos-X se compone de radiación de frenado o Bremstrahlung y radiación característica. La radiación de frenado se produce cuando un electrón incidente es desviado de su trayectoria por un núcleo atómico, debido a la atracción coulombiana. Este desvío es un mecanismo de pérdida de energía de los electrones y provoca la emisión de un fotón de rayos-X. La radiación de frenado produce un espectro continuo de energía, donde el valor máximo de energía que se alcanza es igual a la energía cinética del electrón.

Por otra parte, la radiación característica se origina cuando los electrones incidentes interactúan con los electrones de las capas internas del átomo (K, L o M). Esta interacción puede provocar la ionización del átomo blanco. Cuando el electrón de alguna capa es eyectado se produce una vacancia. La vacancia es ocupada por un electrón de una capa con mayor nivel de energía. Cuando ocurre la transición del electrón de la capa con mayor energía a la capa con menor energía ocurre la emisión de un fotón de rayos-X. El fotón de rayos-X producido tendrá una energía igual a la diferencia de los niveles de energía de las capas.

La forma del espectro de rayos-X depende fundamentalmente de varios factores como: la filtración, el potencial de aceleración y el número atómico efectivo del ánodo.

La calidad del haz de rayos-X describe el poder de penetración del haz en la materia. Esta característica de un haz de rayos-X se describe en términos de la capa hemirreductora (HVL), que se refiere al espesor de cierto material requerido para disminuir la exposición del haz a la mitad de su valor inicial. La capa hemirreductora puede ser medida utilizando materiales como aluminio o cobre en capas del orden de milímetros. Es común identificar a un haz de rayos-X por medio del voltaje de operación del tubo y de la energía efectiva, que es la energía de un haz de fotones monoenergético que tiene la misma capacidad de penetración (HVL) que el espectro de fotones del haz en cuestión (Khan and Gibbons 2014).

Los aceleradores lineales clínicos aceleran electrones a una energía cinética en un rango de energías de 4 MeV a 25 MeV a través de una guía de ondas lineal utilizando ondas

de radiofrecuencia. El haz de electrones puede utilizarse directamente para tratar tumores superficiales y micosis fungoide (Podgorsak 2009). El haz de electrones también puede ser dirigido a un blanco de alto número atómico, para producir rayos-X de frenado, que son utilizados para el tratamiento de tumores situados a una mayor profundidad. La energía promedio del haz de fotones producido corresponde a aproximadamente a un tercio de la energía cinética máxima del haz de electrones.

Un acelerador lineal se compone básicamente de una guía de ondas. La versión más simple de una guía de ondas de aceleración se obtiene de una guía de onda cilíndrica uniforme incluyendo discos con aperturas circulares en el centro y posicionados equidistantemente a lo largo del tubo cilíndrico. La función de los discos es dividir la guía de ondas en una serie de cavidades cilíndricas que constituyen la estructura principal para la guía de ondas de aceleración. La guía de ondas de aceleración se mantiene al vacío para facilitar la propagación de electrones en su interior. Las cavidades de la guía de ondas de aceleración sirven para acoplar y distribuir la potencia de microondas hacia las estructuras adyacentes; y para proveer un patrón oportuno de campo eléctrico para los electrones que son acelerados. Los electrones que serán acelerados son emitidos por emisión termoiónica por un cátodo calentado y son acelerados por una diferencia de potencial hacia un ánodo perforado que permite el paso de los electrones a la guía de onda (Figura 2.8).

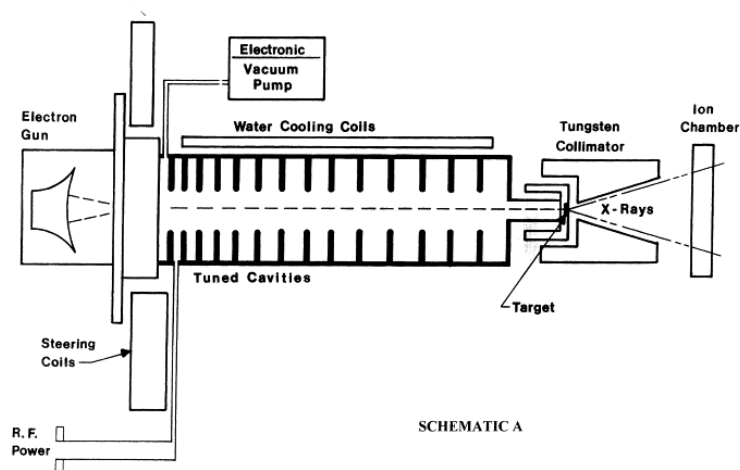


Figura 2.8: Cañón de electrones y guía de onda de un acelerador lineal.

Los electrones son acelerados en la guía de ondas a través de la transferencia de energía del campo de radiofrecuencia (RF) de alta potencia. Una vez que el haz de electrones es acelerado, las bobinas de enfoque y otros componentes del acelerador desvían la trayectoria del haz a un ángulo de 90° o 270° para hacerlo incidir en un blanco de alto número atómico o a una hoja dispersora, para producir el haz de rayos X o el haz de electrones a usar en el tratamiento (Podgorsak 2009).

El haz de radiación cuenta con un sistema de colimadores primarios que se encuentran colocados después del blanco, posteriormente se encuentra un filtro de aplanado o la hoja dispersora según sea el caso del tipo de haz a emplear. Después se encuentra un par de cámaras de ionización para monitorear el haz. Para definir el tamaño del haz, se utiliza un par de colimadores secundarios de tungsteno. Para definir la forma del campo, los aceleradores lineales modernos cuentan con un colimador multihojas (MLC). Por medio del uso de MLC es posible generar campos irregulares. Comúnmente un sistema MLC consiste de un conjunto de entre 20 y 60 pares de hojas que cuentan con movimientos independientes. Cada hoja puede atenuar cierta fracción del haz de radiación haciendo posible generar campos irregulares. El objetivo del sistema MLC es definir un campo de radiación irregular que se conforme al volumen tumoral (Podgorsak 2009).

Para simular el tamaño del campo se utilizan un espejo y una fuente de luz, que se encuentra entre las cámaras de ionización de monitoreo y los colimadores secundarios. Esto es debido a que se busca que exista congruencia entre el tamaño del campo de luz y el tamaño del campo de radiación.

Dentro del cabezal del acelerador se encuentran: el blanco para la producción de rayos X, las hojas dispersoras, el filtro de aplanado, el sistema de cámaras de ionización monitoras, los colimadores y el distanciador óptico. Para evitar la fuga de la radiación, el cáscaron del cabezal se construye de materiales como plomo o tungsteno (Figura 2.9).

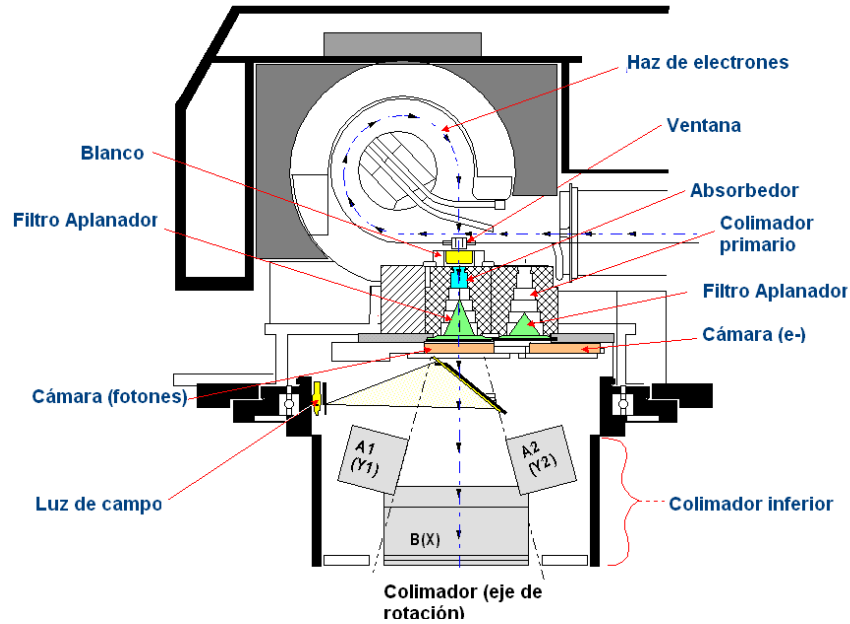


Figura 2.9: Componentes del cabezal de un acelerador lineal clínico.

2.1.5 Protocolo de dosimetría para haces de fotones de alta energía

El código de práctica para haces de fotones de alta energía TRS-398 se aplica a haces de fotones generados por electrones con energías en un rango de 1 a 50 MeV. El formalismo para la determinación de la dosis absorbida en agua en una profundidad de referencia z_{ref} , para un haz de fotones de calidad Q , está dado por (TRS-398 2000):

$$D_{W,Q} = M_Q N_{D,w,Q_0} k_{Q,Q_0}, \quad (2.18)$$

donde M_Q es la lectura del detector corregida por las magnitudes de influencia: temperatura, presión, calibración del electrómetro, efecto de polaridad y de recombinación de iones. N_{D,w,Q_0} es el factor de calibración del dosímetro, en términos de la dosis absorbida en agua, el cual es proporcionado por laboratorio de calibración dosimétrica para la calidad del haz de

referencia Q_0 , que comunmente corresponde a ^{60}Co . k_{Q,Q_0} es el factor de corrección por las diferencias en la calidad del haz Q que emplea el usuario, con respecto al haz de referencia Q_0 .

El uso del formalismo anterior permite la calibración de haces de fotones en términos de la dosis absorbida en agua, bajo condiciones de calibración, que se denominan condiciones de referencia. Las condiciones de referencia dependerán de la calidad del haz, en el caso de un acelerador lineal, son las siguientes (TRS-398 2000):

- Distancia fuente superficie SSD= 100 cm.
- Tamaño de campo de 10 x 10 cm².
- Profundidad de colocación de la cámara en agua para fotones 5 o 10 g/cm².

El factor de corrección por la calidad del haz, se define como el cociente entre los factores de calibración de la cámara de ionización, en términos de la dosis absorbida en agua, en la calidad del haz Q que emplea el usuario, con respecto al haz de referencia Q_0 :

$$k_{Q,Q_0} = \frac{N_{D,w,Q}}{N_{D,w,Q_0}} = \frac{D_{w,Q}/M_Q}{D_{w,Q_0}/M_{Q_0}} \quad (2.19)$$

2.1.5.1 Dosimetría de campos pequeños

La dosimetría de campos pequeños presenta muchos retos. La falta de equilibrio electrónico lateral y la variación de fluencia de energía en la dirección lateral del haz son algunos de ellos. Además, los altos gradientes de dosis provocan que la dosis absorbida cambie con el tamaño del haz y a lo largo de la distancia al eje del haz.

Bajo las condiciones mencionadas en el párrafo anterior, los requisitos con los que debe contar un dosímetro a utilizarse en campos pequeños son los siguientes: alta resolución

espacial, que su respuesta sea independiente de la tasa de dosis y la energía y que sea equivalente al tejido. Se han investigado varios dosímetros convenientes para realizar la dosimetría de referencia para campos pequeños. Los sistemas de detección más recomendados para realizar la dosimetría en estos casos son: películas de tinte radiocrómico, detectores de diamante, diodos y dosímetros termoluminiscentes. Se han reportado comparaciones entre distintos tipos de dosímetros (Massillon-JL *et al.* 2013).

Un nuevo código de práctica TRS-483 fue publicado con el objetivo de ayudar a implementar metodologías que mejoren la precisión en la medición de la dosis de radiación en campos pequeños. El cual busca contribuir en la comprensión de la dosimetría de campos pequeños y en la consistencia de las dosis medidas en estos campos. El formalismo que se encuentra en este código de práctica propone una extensión de campo de referencia para incluir campos pequeños y compuestos. Además, comprende el uso de equipos de tratamiento en los que no se pueden definir campos cuadrados que se usan comúnmente, por ejemplo 10 x 10 cm² y 5 x 5 cm². Las formas para obtener la dosis absorbida en agua para un haz de radioterapia son: la dosimetría de un campo pequeño estático y la dosimetría de un campo compuesto.

La dosimetría de un campo pequeño estático es trazable a una calibración de un haz convencional. En el formalismo se incluye un campo de referencia que se denomina “específico de maquina” (machine-specific-reference-field). En la dosimetría de un campo compuesto que también es trazable a una calibración de un haz convencional, se incluye un campo de referencia denominado “específico de plan” (plan -class- specific reference field). También se puede incluir un campo específico de máquina.

La dosis absorbida en agua en un campo de referencia específico de máquina f_{msr} , es el siguiente (TRS-483 2017):

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} N_{D,w,Q_0} k_{Q_0} k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}, \quad (2.20)$$

donde:

- $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ es la dosis absorbida en agua a la profundidad de referencia en un haz de calidad Q_{msr} para un f_{msr} en ausencia del detector.
- $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ es la lectura del dosímetro en un campo específico de la máquina f_{msr} corregida por las magnitudes de influencia.
- N_{D,w,Q_0} es el coeficiente de calibración en términos de D_w del dosímetro utilizado las condiciones de referencia mencionadas en el apartado 2.1.5.
- k_{QQ_0} es el factor de corrección por las diferencias en la calidad del haz que emplea el usuario Q que corresponde al campo de referencia convencional f_{ref} , con respecto al haz de referencia Q_0 .
- $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ es un factor de corrección que toma en cuenta las diferencias de las condiciones de tamaño de campo, geometría, material del maniquí y calidad del haz entre f_{ref} y f_{msr} .

2.2 Simulación Monte Carlo

La simulación Monte Carlo (MC) es un método numérico estadístico utilizado para resolver problemas matemáticos complejos. A través de la generación de variables aleatorias es posible aproximar la solución a dichos problemas. En la física, se utiliza para obtener soluciones a problemas que incluyen sistemas macroscópicos, por medio de la simulación de sus interacciones microscópicas. En términos generales, por medio de la simulación de un gran número de eventos individuales denominados historias que siguen las interacciones del sistema, se puede obtener información del comportamiento promedio de éste (Bielajew 2001).

La simulación del transporte de radiación involucra considerar el comportamiento de cada partícula desde su aparición hasta su desaparición a través de la geometría o medio de interés. El transporte de una partícula por el método MC corresponde a una caminata aleatoria, durante la cuál se modelan las interacciones, la pérdida de energía o la distancia a la que ocurrirá la siguiente interacción, utilizando las ecuaciones físicas y los datos de las

secciones eficaces. Los eventos de interés son registrados y las partículas secundarias que se generan son guardadas para su posterior transporte. Los valores de las magnitudes de interés como dosis, kerma o fluencia de electrones, se calculan a través del promedio sobre todas las partículas simuladas. La incertidumbre de los cálculos es inversamente proporcional a $N^{1/2}$, siendo N el número de historias (Andreo 1991).

Los principales componentes de un método MC aplicado a la simulación de transporte de radiación son los siguientes (Bielajew 2001):

- **Distribuciones de probabilidad** que describen las interacciones del proceso físico.
- **Generador de números aleatorios** que se distribuyen en un intervalo unitario.
- **Reglas de muestreo** que permiten generar muestras de las distribuciones de probabilidad.
- **Registro y acumulación de resultados.**
- **Técnicas de reducción de varianza** que disminuyen el tiempo de computo.

Una función de distribución de probabilidad en x , denotada como $p(x)$, es una medida de la probabilidad de observar x en algún rango $x_{min} \leq x \leq x_{max}$. La descripción de procesos físicos en una simulación Monte Carlo se obtiene a través de funciones de distribución de probabilidad conocidas como *PDF*, por sus siglas en inglés. Una función de distribución tiene las siguientes propiedades:

- $p(x) \geq 0 \forall x_{min} \leq x \leq x_{max}$.
- $p(x)$ debe ser integrable y puede normalizarse de la siguiente forma:

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} dx p(x) = 1.$$

- $-\infty < x_{min} \leq x \leq x_{max} \leq +\infty$, esto es x_{min} y x_{max} pueden ser cualquier número real.

El generador de números aleatorios es parte fundamental de la simulación MC, ya que es lo que propicia la naturaleza pseudoaleatoria de las simulaciones MC, imitando la verdadera

naturaleza aleatoria de las interacciones de las partículas. Muchos generadores de números aleatorios se basan en la siguiente relación de recurrencia (Andreo 1991):

$$N_{j+1} = (AN_j + C) \text{ módulo } M, \quad (2.21)$$

donde A y C son constantes, M es un valor a partir del cual se calculan los residuos. N_j es la semilla o valor inicial.

Para demostrar como es que números aleatorios pueden ser empleados en el muestreo de distribuciones de probabilidad, se consideran tres tipos de muestreo: directo, indirecto y mixto.

En el caso del muestreo directo se considera una distribución de probabilidad acumulada, a partir de la cual se obtiene la variable estocástica. La función de distribución acumulada de una variable aleatoria X , evaluada en x , es la probabilidad de que X tome un valor menor o igual que x :

$$c(x) = \int_a^x p(X)dX. \quad (2.22)$$

Se supone que la distribución de probabilidad acumulada está normalizada y es invertible. Una vez asignados los números aleatorios a la función de distribución de probabilidad acumulada, la variable estocástica se obtiene de la inversa de esta distribución evaluando un número aleatorio r en $x = c^{-1}(r)$ (Bielajew 2001).

Cuando la función de distribución de probabilidad acumulada inversa no es fácil de calcular se utiliza el método de rechazo. El algoritmo del método es el siguiente:

Una vez asignados los números aleatorios a la función de distribución de probabilidad acumulada, podemos invertir la ecuación para dar: $x = c$.

- Normalizar la función de distribución de probabilidad $p(x)$ por su valor máximo para obtener una nueva función de distribución: $f(x)=p(x)/p(x_{max})$, en donde el valor máximo de $p(x)$ se obtiene en x_{max} .

- Se elige un número aleatorio r_1 , en un intervalo $[0,1]$, y es usado para obtener un valor de x por medio de la ecuación $x = a+(b-a)r_1$, el cual se encuentra contenido en un rango $[a,b]$.
- Se escoge un segundo número r_2 . Si $r_2 < p(x)/p(x_{max})$, entonces x es aceptado, si esto no sucede, se regresa al paso anterior.

Si la función de distribución de probabilidad es difícil de integrar e invertir, se considera el método mixto (Bielajew 2001).

2.2.1 Transporte de fotones

El transporte de fotones consiste en la sucesión del cálculo entre el transporte de la partícula al próximo sitio de interacción y la definición del efecto que produce tal interacción. La distancia entre una interacción y la consecutiva, se denomina longitud de paso (Bielajew 2001). La longitud de esta distancia estará definida por una función de distribución acumulada. El transporte de partículas contempla la creación de partículas secundarias que son transportadas por separado. En una simulación concreta el transporte de fotones inicia con la elección de una fuente, un stack o estructura de datos es creada para registrar las partículas presentes durante la simulación y sus correspondientes características. Se elige una energía de corte debajo de la cual no se considera necesario (o no es posible, debido a la falta de información de secciones eficaces) transportar a las partículas. En la Figura 2.10 tomada de (Bielajew 2001) se muestra el diagrama de flujo del algoritmo utilizado para el transporte de fotones.

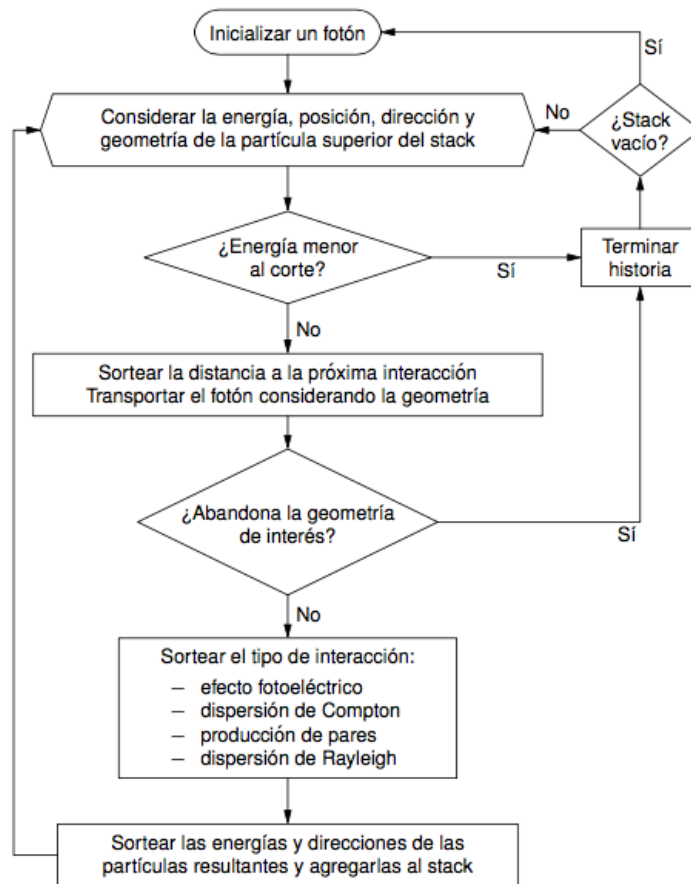


Figura 2.10: Diagrama de flujo de un algoritmo para el transporte de fotones (Bielajew 2001).

2.2.2 Transporte de electrones

El transporte de electrones en una simulación MC es más complejo (Figura 2.11). Debido a que los electrones poseen carga y por consecuencia un campo eléctrico, la partícula interacciona prácticamente con cada átomo del medio. Por esta razón, la simulación de cada interacción individual no resulta práctica para energías altas (mayores que decenas de keV). Para simulaciones en las que se utilicen altas energías, se agrupan múltiples interacciones en un sólo paso de la simulación, lo que se conoce como tratamiento de historia condensada. En el enfoque de historia condensada los algoritmos pueden clasificarse en dos tipos: algoritmos de clase I y algoritmos de clase II.

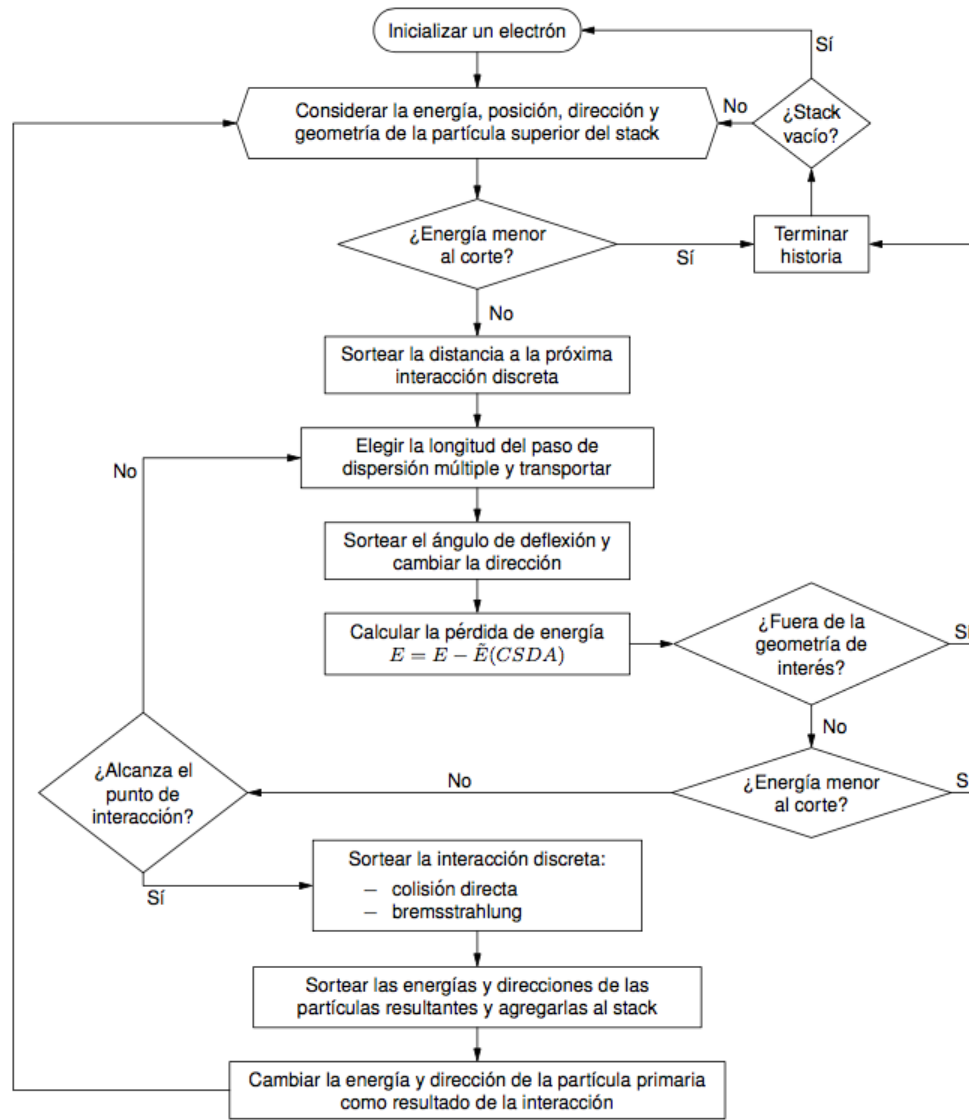


Fig 2.11: Diagrama de flujo de un algoritmo para el transporte de electrones (Bielajew 2001).

Los algoritmos de clase I y los algoritmos de clase II, difieren en cómo se asocian las pérdidas de energía y cómo se describen las interacciones que provocan grandes transferencias de energía. En los algoritmos de clase I se emplea un conjunto predeterminado de longitudes de pasos promedio. En los algoritmos de clase II, un conjunto de interacciones se agrupa en un solo paso, sin embargo en algunas interacciones se producen electrones secundarios o rayos-X de frenado, que se tratan separadamente.

2.3 Métodos Monte Carlo

Los métodos Monte Carlo son en general adecuados para modelar el transporte de partículas en física. El transporte de fotones y electrones en un medio y sus trayectorias aleatorias son simuladas empleando distribuciones de probabilidad que representan la probabilidad de interacciones individuales. Cada partícula induce una cascada de interacciones, y las magnitudes físicas de interés son registradas en el transcurso de la simulación. La trayectoria de una partícula se denomina historia y los resultados obtenidos son el promedio de una gran cantidad de historias de partículas. Dado que estos métodos son de naturaleza estocástica, en los cálculos de transporte de radiación, la exactitud de los datos que corresponden a las secciones eficaces de interacción y que representan la probabilidad de las interacciones, tienen una importancia fundamental en la precisión de los resultados de la simulación.

2.3.1 Código Monte Carlo

El paquete de códigos Monte Carlo Electron Gamma Shower (EGSnrc) fue diseñado para simular el transporte de electrones y fotones a través de la materia, a energías que van desde pocos keV hasta varios TeV (Kawrakow *et al.* 2016). Algunos códigos de usuario con los que cuenta el sistema son: BEAMnrc, DOSXYZnrc, DOSRZnrc y FLURZnrc. Los códigos que se utilizaron en este trabajo son: BEAMnrc, FLURZnrc y DOSXYZnrc (Figura 2.12 y Figura 2.13). En los dos primeros códigos se emplea una geometría cilíndrica, mientras que en el último se emplea una geometría cartesiana.

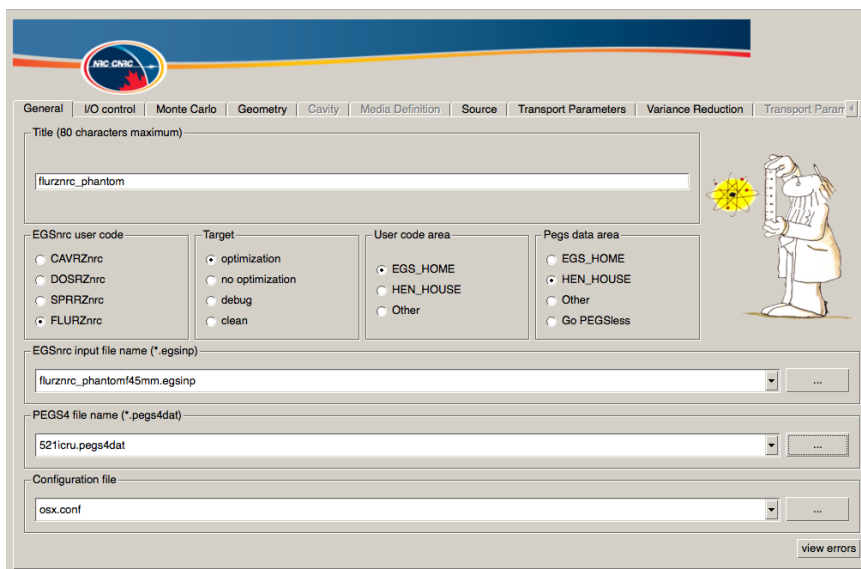


Figura 2.12: Interfaz de usuario para los códigos DOSRZnrc y FLURZnrc.

BEAMnrc es un código de usuario para simular fuentes de radiación y modelar el transporte de radiación a través de diversas estructuras, como el cabezal de un linac. La simulación de la geometría del cabezal del linac tiene una estructura modular en capas. El usuario especifica qué partes se incluirán y esto se realiza a través de módulos de componentes (CM). Hay una cantidad de CM para varias estructuras y son bloques totalmente independientes que no se solapan en el modelo de geometría. En el archivo de entrada, el usuario debe proporcionar información detallada sobre la geometría y la especificación del material para cada CM, se especifican también la forma de los datos de salida deseados, los parámetros de transporte, los datos de las secciones eficaces y los de la fuente de radiación (Rogers *et al.* 2017). El código FLURZnrc permite calcular la fluencia primaria y secundaria de partículas, fotones, electrones y positrones. El cálculo de la dosis en el paquete de código BEAMnrc se realiza con DOSXYZnrc. Este último se utiliza para simular el transporte de electrones y fotones y registrar la dosis absorbida en un maniquí con geometría cartesiana, en donde es posible definir el tamaño de los voxeles.

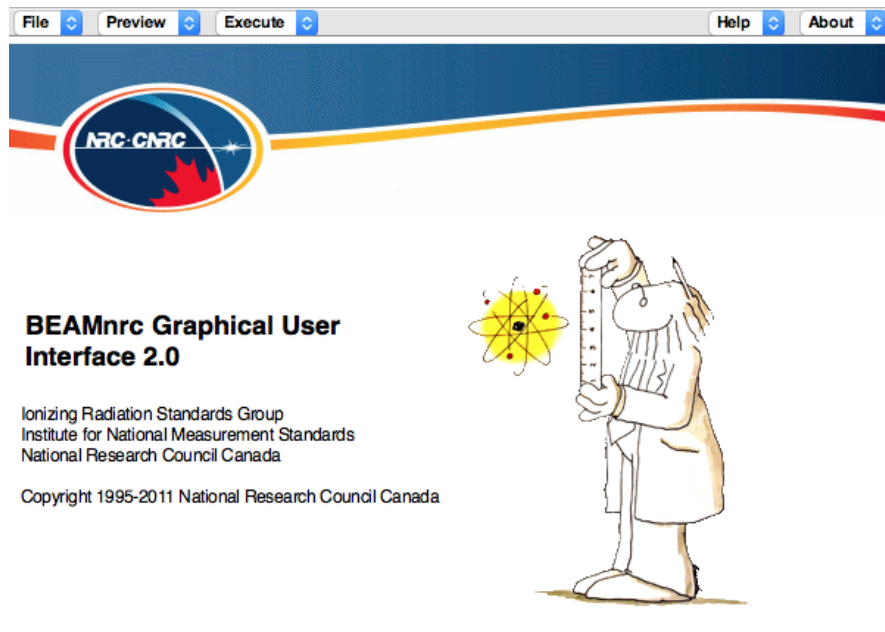


Figura 2.13: Interfaz de usuario para el código BEAMnrc.

Capítulo 3

Métodos

3.1 Diseño de la geometría del haz de fotones de un acelerador lineal Varian iX

La geometría de un acelerador lineal Varian Clinac iX se construyó utilizando los módulos componentes (CM) estándar incluidos en el paquete BEAMnrc (Rogers *et al.* 2017). El modelo fue construido a partir de esquemas proporcionados por el fabricante, bajo un acuerdo de no divulgación. Los esquemas proporcionan información detallada de las geometrías y composiciones de los materiales que conforman el cabezal del acelerador.

En este trabajo se diseñó la geometría del acelerador para un haz de rayos-X con una energía nominal de 6 MV. En el modelo de geometría, el eje Z coincide con el eje central del haz de fotones. El origen del eje Z se encuentra en el nivel superior, en la parte posterior del blanco de rayos-X. Los ejes X e Y se configuran para coincidir con el sistema de coordenadas del linac.

El primer componente en el modelo de geometría fue el blanco de rayos-X. La simulación del blanco corresponde a un blanco de transmisión constituido de tungsteno y cobre. La estructura en capas del blanco se modeló con SLABS CM. El conocimiento de los espesores de cada capa y materiales correctos resulta importante para modelar el haz de

rayos-X. Dado que el ancho del haz inicial de electrones procedente del sistema de imanes para el enfoque es pequeño en comparación con el tamaño real del blanco de rayos X, el tamaño de la estructura a modelar no resulta importante, por lo que puede considerarse como un bloque semi-infinito. El tipo de fuente de electrones usada en este trabajo fue ISOURC=0, que es un haz circular paralelo al eje Z, con diámetro igual a 0.002 cm. La energía del haz de electrones que incide en el blanco fue monoenergética.

El colimador primario, que se encuentra al vacío, fue simulado empleando el CONS3R CM. El colimador está construido de tungsteno y cuenta con una abertura cónica que se encuentra alineada con el eje del haz. El tamaño de las aperturas de entrada y salida del colimador, así como el ángulo de inclinación son importantes ya que influyen en las propiedades del haz. El espesor lateral del colimador también es importante ya que esto define en gran parte el blindaje del linac. El colimador primario define el campo de radiación máximo que puede alcanzar un acelerador. Otro de los componentes que se encuentra al vacío es la ventana delgada de berilio, que se encuentra en la parte inferior del colimador primario. Este componente fue modelado con SLABS CM.

Uno de los componentes más importantes en el cabezal del linac es el filtro de aplanado. La función principal del filtro de aplanado es atenuar la intensidad del haz de fotones, para producir una distribución de dosis plana. La geometría de este componente se realizó utilizando el FLATFILT CM. La geometría del filtro de aplanado es extremadamente detallada. Cuenta con una superficie con forma no lineal y generalmente, está hecha de algún material de alto o medio Z, por ejemplo plomo, tungsteno, cobre, aluminio o una aleación de estos. Las coordenadas y los espesores de cada capa para la geometría del filtro de aplanado se interpolaron utilizando la información proporcionada por el fabricante. La posición y la forma del filtro juegan un papel importante en la simetría y el aplanado del haz. La Figura 3.1 muestra la geometría para el filtro de aplanado de 6 MV.

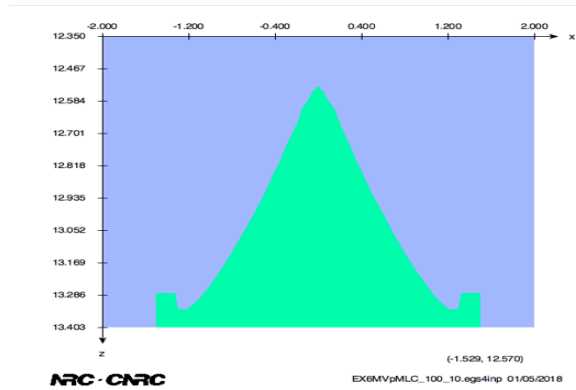


Figura 3.1: Geometría del filtro de aplanado para el haz de rayos-X de 6 MV.

El sistema de cámaras de ionización para el monitoreo del haz consta de dos circuitos integrados de placas paralelas de transmisión apiladas idénticas. El sistema posee una estructura compleja, que se constituye de varias láminas de plástico con electrodos, además de láminas protectoras que aseguran el sellado de las cámaras y que se encuentran separadas por distancias del orden de micras. En este trabajo, se utilizó CHAMBER CM para modelar la estructura del sistema de cámaras que se muestra en la Figura 3.2.

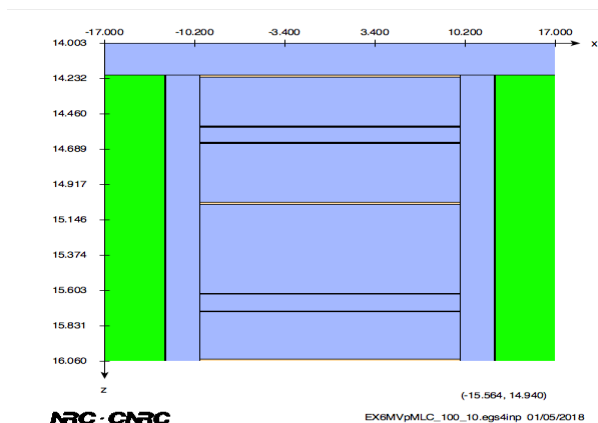


Figura 3.2: Geometría del sistema de cámaras de ionización para el monitoreo del haz.

También se modeló la geometría del espejo de luz de campo con el MIRROR CM (Figura 3.3). El espejo se orientó a un ángulo relativo al eje central del haz. Las mandíbulas o colimadores secundarios se modelaron empleando el modulo JAWS. Los colimadores secundarios consisten en dos pares de bloques de tungsteno. Primero se encuentran los colimadores que se ubican en dirección al plano X, posteriormente se encuentran los colimadores que son perpendiculares al primer par de bloques y que se ubican en el plano Y.

Los colimadores secundarios son modificadores del haz, lo que significa que cualquier tamaño de campo rectangular entre $0 \times 0 \text{ cm}^2$ y $40 \times 40 \text{ cm}^2$ se puede colimar con ellos.

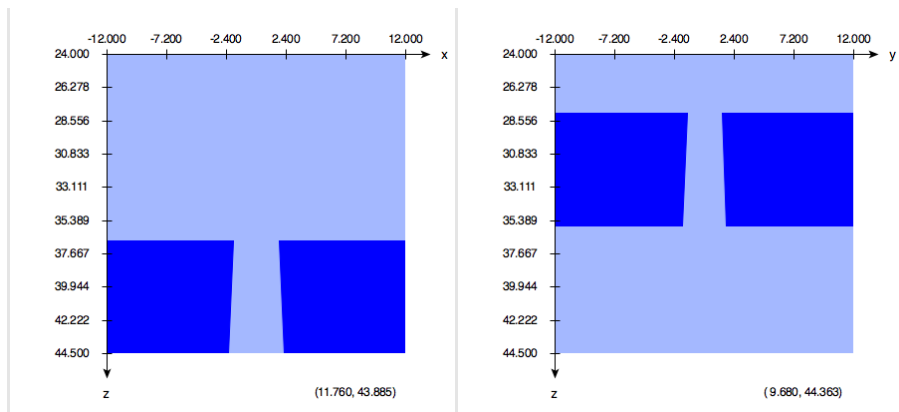


Figura 3.3: Geometría de los colimadores secundarios.

El modelo de la geometría del MLC del acelerador Varian Clinac iX consta de 60 pares de hojas separadas, hechas de material de alta Z, el diseño se llevó a cabo con el módulo DYNVMLC (Figura 3.4). El diseño detallado tiene diferentes tipos de hojas, lengüetas, ranuras y los orificios de los tornillos de arrastre.

Además, para los extremos de hojas redondas, el radio de curvatura de la hoja debe establecerse, al igual que el punto de enfoque.

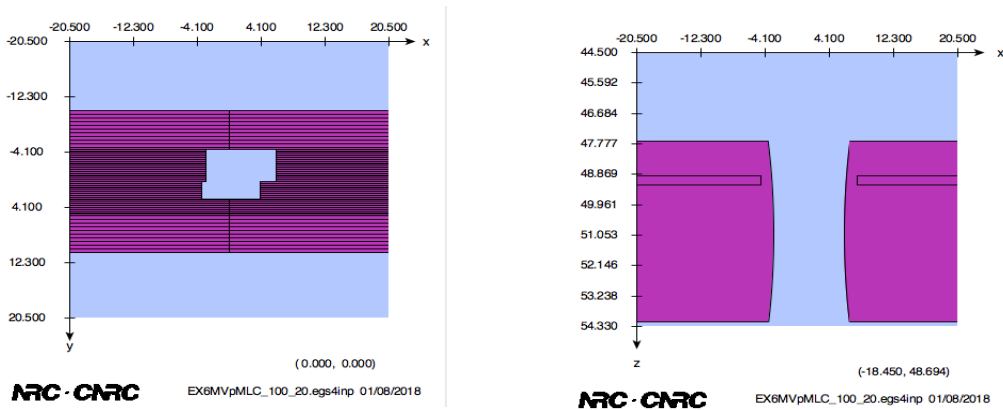


Figura 3.4: Geometría del sistema MLC.

El último componente de la parte superior en la trayectoria del haz de fotones es la retícula del campo de luz. La lámina delgada hecha de plástico se modeló con SLABS CM (Figura 3.5).

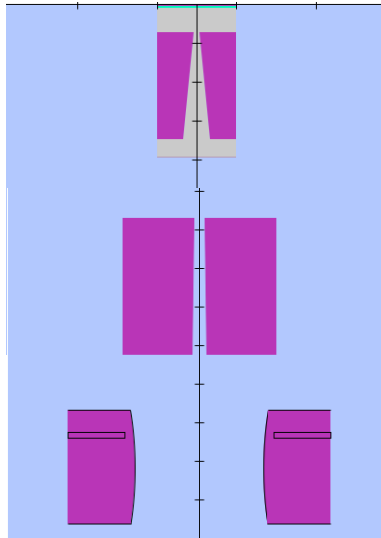


Figura 3.5: Geometría del cabezal del acelerador.

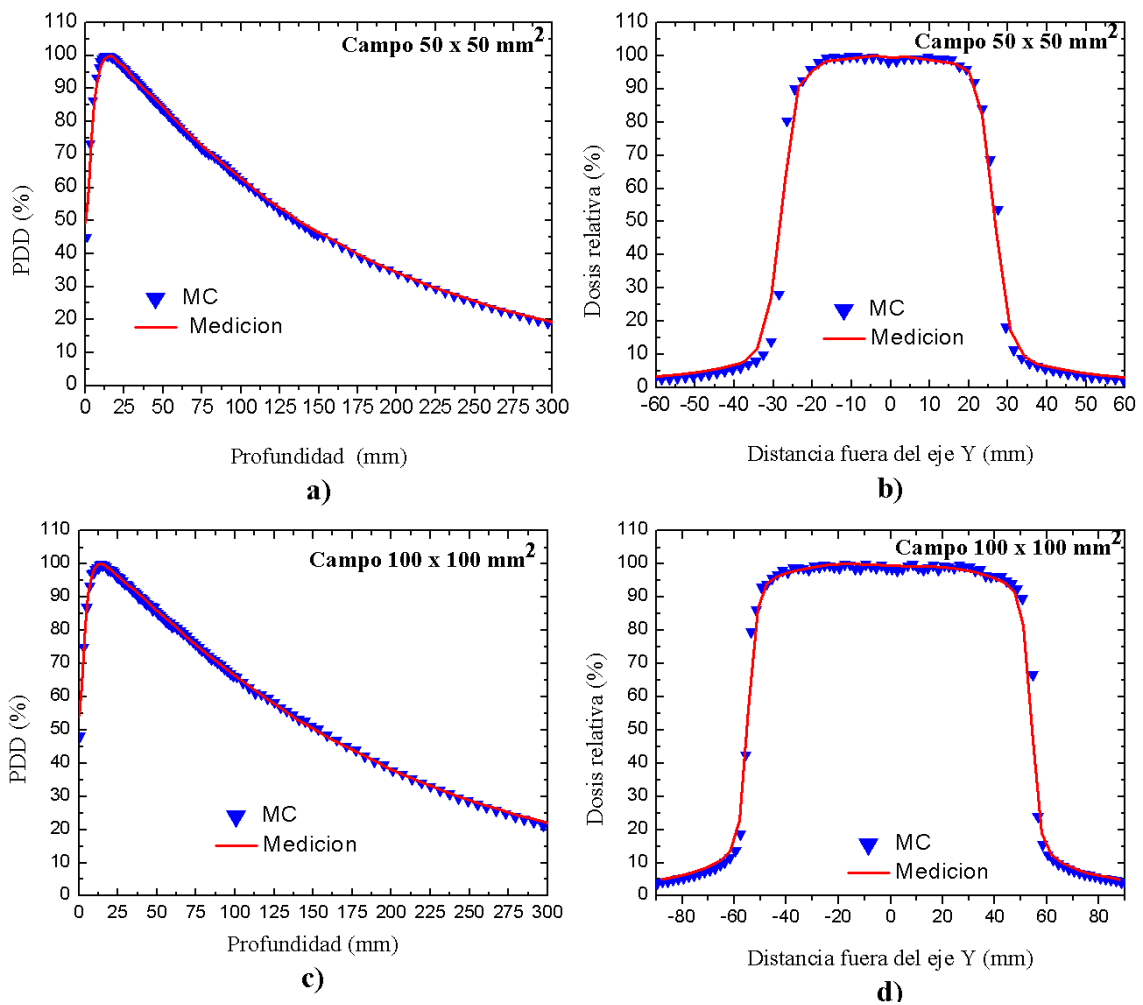
3.2 Validación de la simulación del acelerador lineal

Uno de los objetivos del trabajo fue validar la simulación del acelerador clínico. Las curvas de porcentaje de dosis en profundidad y los perfiles de dosis que se obtuvieron experimentalmente y con la simulación Monte Carlo fueron comparados.

Los archivos de espacio fase generados en el cabezal del acelerador fueron utilizados como archivos de entrada para realizar los cálculos de dosis en un maniquí de agua rectangular. Los cálculos de dosis se realizaron en el paquete DOSXYZnrc, en el cual se utiliza una geometría cartesiana. Las simulaciones Monte Carlo fueron realizadas para campos cuadrados en el maniquí. Los cálculos de dosis para obtener las curvas de dosis en profundidad y los perfiles de dosis fueron realizados en un maniquí de agua de $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ a distancias fuente-superficie de 70 cm y 100 cm. El tamaño del voxel para la simulación se mantuvo constante y fue de $0.1 \times 0.1 \times 0.1 \text{ cm}^3$. Las energías de corte para electrones (ECUT) y fotones (PCUT) en la simulación fueron 0.512 MeV y 0.001 MeV respectivamente. La fracción máxima de pérdida de energía por paso de electrón (ESTEPE)

fue de 0.01 y el número de historias fue de 5×10^{10} . La incertidumbre obtenida en los cálculos Monte Carlo fue menor que 3% en cada voxel.

Para realizar la dosimetría relativa del haz de fotones se usaron dos cámaras de ionización. La cámara PTW 31010 semiflex se utilizó como cámara de referencia, mientras que la cámara PTW 30013 Farmer se utilizó para realizar la dosimetría del campo. Los porcentajes de dosis en profundidad se midieron en campos con un tamaño de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y $20 \times 20 \text{ cm}^2$ definidos en la superficie, a una SSD de 100 cm. Los perfiles de dosis se obtuvieron a una profundidad de 10 cm. La incertidumbre en las mediciones fue menor que 4%.



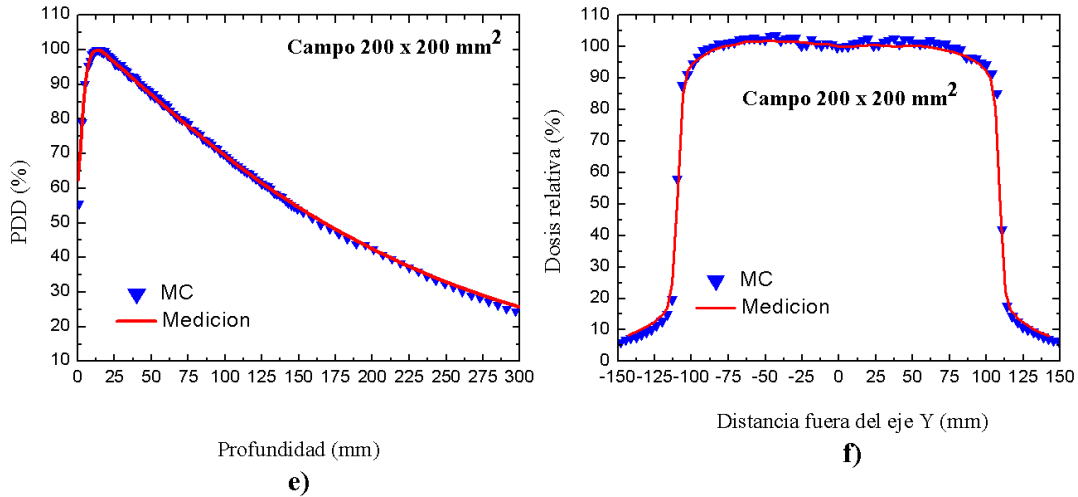


Figura 3.6: Resultados experimentales y de la simulación para el haz de fotones de 6 MV : a)-b) PDD y perfil de dosis para el campo de 5 x 5 cm² , c)-d) PDD y perfil de dosis para el campo de 10 x 10 cm² , e)-f) PDD y perfil de dosis para el campo de 20 x 20 cm².

3.3 Generación de espacio fase dependiente del tamaño de campo

Los datos de salida de la simulación realizada en BEAMnrc son registrados en un plano especificado por el usuario en un archivo de espacio fase. Un archivo de espacio fase contiene datos relacionados con la posición, dirección, carga, para cada partícula que cruza el plano. Para este trabajo se simularon tamaños de campo desde 7 x 7 mm² hasta 45 x 45 mm² equivalente a campos circulares de 7.5 mm a 50 mm de diámetro, que son empleados en un equipo Cyberknife. La ecuación que relaciona el diámetro del campo con el lado del cuadrado equivalente se muestra enseguida (BJR 1996):

$$L = D(0.891 + 0.00046D), \quad (3.1)$$

donde L es el lado del cuadrado y D es el diámetro del campo circular en cm.

La Tabla 3.1 muestra la longitud de los lados de los campos cuadrados equivalentes a campos circulares que fueron utilizados en este trabajo. Además, también se simularon un

campo de 100 x 100 mm² y un campo con bordes irregulares con un área semejante a 8 x 8 mm² (Figura 3.7).

Tabla 3.1 Longitud de los lados de los campos de radiación.

Diámetro del campo (cm)	Lado del cuadrado equivalente (cm)
0.75	0.7
1	0.9
2	1.8
2.5	2.2
3.0	2.7
3.5	3.1
4.0	3.6
5.0	4.5
Campo cuadrado	10
Campo irregular	~ 0.8

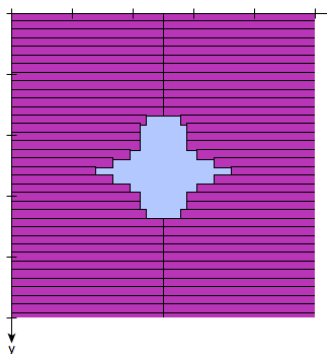


Figura 3.7: Geometría del campo irregular.

Los parámetros de transporte utilizados en la simulación de los haces de radiación para cada uno de los campos de radiación se presentan en la Tabla 3.2.

Tabla 3.2 Parámetros de transporte en la simulación haz de radiación

Parámetro de transporte	Valor
No. historias	5 x 10 ¹⁰
ECUT	0.512 MeV
PCUT	0.001 MeV
ESTEPE	0.01
Electron-step algorithm	PRESTA-II
Photoelectron angular sampling	On
Rayleigh scattering	On
Electron impact ionization	On
Photon cross-section	xcom (NIST)

3.4 Distribución de dosis en un maniquí de agua líquida usando el espacio fase

Los cálculos de dosis fueron realizados con el código DOSRZnrc. Los archivos de espacio fase obtenidos con el código BEAMnrc para cada tamaño de campo fueron empleados para calcular las dosis en distintos puntos de un maniquí de agua líquida.

Se simuló un maniquí de agua líquida cilíndrico con un radio de 20 cm y una altura de 40 cm. Las dosis fueron calculadas en varios puntos dentro y fuera del campo de radiación y a distintas profundidades del maniquí. El tamaño de los voxeles empleado fue de 0.30 cm x 0.25 cm² para los campos mayores que 2.2 x 2.2 cm² y de 0.15 x 0.30 cm² para los campos menores que 2.2 x 2.2 cm². La mejora en la estadística de los cálculos y la reducción de la incertidumbre fueron las razones de la elección de las dimensiones de los voxeles. Los parámetros de transporte empleados fueron los mismos que se presentan en la Tabla 3.2. Un esquema del maniquí se presenta en la Figura 3.8.

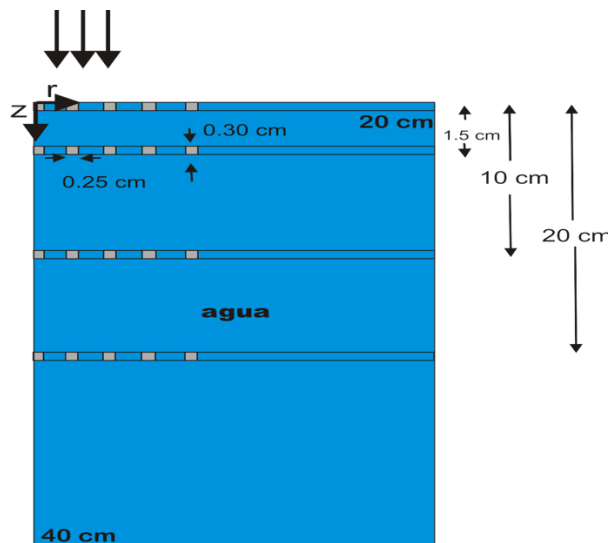


Figura 3.8: Geometría del maniquí de agua líquida utilizado en las simulaciones.

3.5 Cálculo de los espectros de fotones y electrones en un maniquí de agua líquida

Los cálculos de fluencia de fotones y electrones se realizaron usando el paquete FLURZnrc. Los archivos de espacio fase generados en el cabezal del acelerador fueron utilizados como archivos de entrada para realizar los cálculos de la fluencia de partículas en un maniquí de agua. El maniquí de agua simulado tuvo las mismas características y dimensiones que se usaron en los cálculos de dosis en el código DOSRZnrc. Los espectros de fluencia fueron divididos en 6000 contenedores (bins) de energía, que iban desde 0.001 MeV hasta 6 MeV. La incertidumbre en el cálculo de fluencia de electrones fue menor que 3%, mientras que en la fluencia de fotones fue menor que 5%. Las simulaciones Monte Carlo fueron realizadas para los campos cuadrados que se muestran en la tabla 3.1. Los parámetros de transporte empleados fueron los que se presentan en la Tabla 3.2

El espectro de fluencia de electrones que se muestra en la Figura 3.9 y el espectro de fluencia de fotones mostrado en la Figura 3.10 fueron normalizados con la dosis calculada en los mismos voxels en los que se calculó la fluencia.

En el paquete FLURZnrc y en la simulación del transporte de electrones se pueden obtener dos tipos de fluencia de partículas; la fluencia primaria y la fluencia secundaria. La fluencia de electrones primaria la conforman los electrones que son puestos en marcha por los fotones. Mientras que la fluencia de electrones secundaria la conforman los electrones que son liberados por los electrones primarios. El espectro total de electrones se define como la suma de los espectros de fluencia primario y secundario (Figura 3.9).

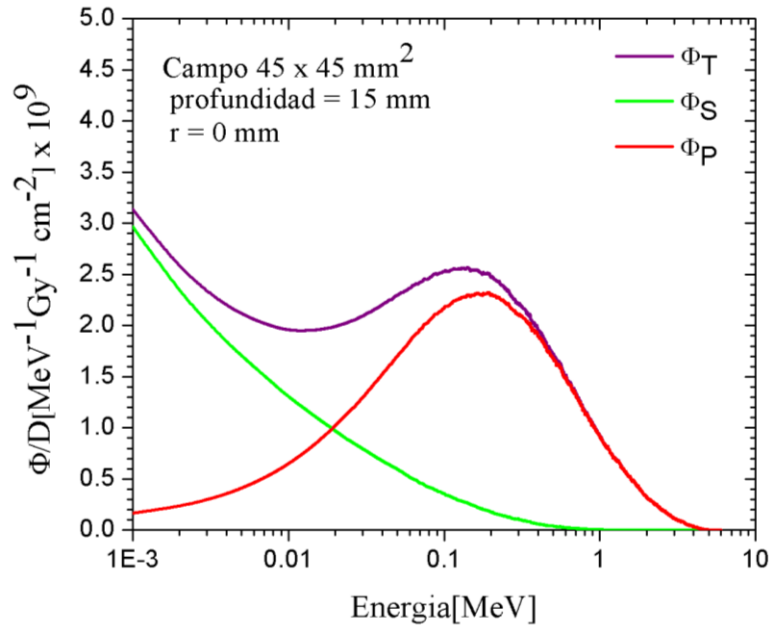


Figura 3.9: Espectros de fluencia primaria, secundaria y total de electrones generados en un maniquí de agua líquida con un haz de fotones de 6 MV, en un campo de $45 \times 45 \text{ mm}^2$. Los espectros se obtuvieron sobre el eje del haz a una profundidad de 16.5 mm.

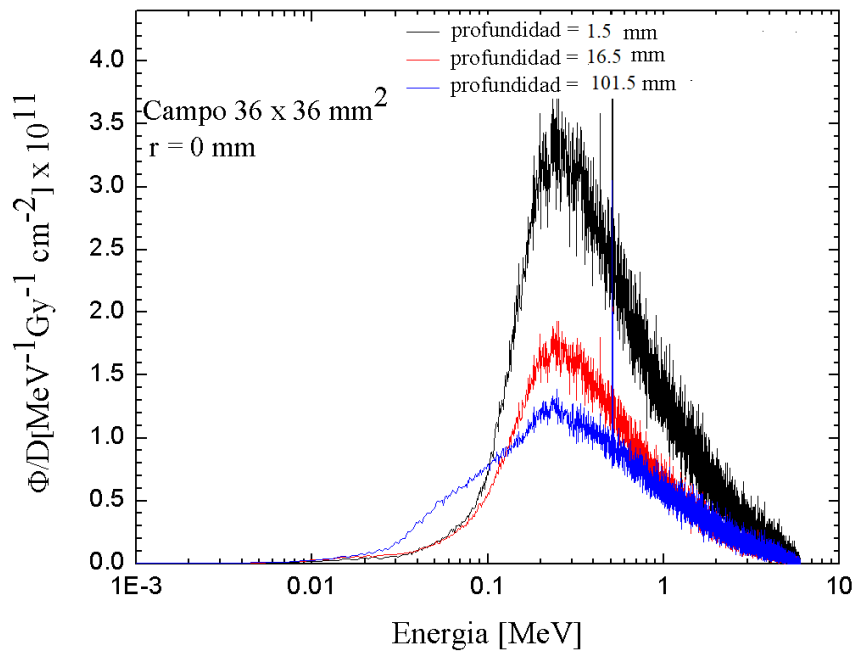


Figura 3.10: Fluencia de fotones sobre el eje del haz en un campo de $36 \times 36 \text{ mm}^2$. Los espectros se obtuvieron en las siguientes profundidades: 1.5 mm, 16.5 mm y 101.5 mm.

Los espectros de electrones y de fotones fueron obtenidos en las siguientes profundidades: 1.5 mm, 16.5 mm y 101.5 mm. Los espectros también fueron obtenidos en diferentes distancias fuera del eje del haz. Las distancias fueron: eje del haz, el punto medio entre el eje del haz y el borde del campo, el borde del campo, a 10 mm del borde del campo y a 20 mm del borde del campo.

3.6 Cálculos de LET y energía promedio de los espectros.

La LET promedio se puede calcular a través de la siguiente expresión (ICRU 1970):

$$L_{\Delta,T} = \frac{\int_0^{E_{max}} L_{\Delta}(E)\phi_T(E)dE}{\int_0^{E_{max}} \phi_T(E)dE}, \quad (3.2)$$

donde E es la energía cinética del electrón, L_{Δ} el poder de frenado de colisión restringido y ϕ_T la fluencia de electrones. La energía de corte establecida en el código FLURZnrc fue de 1 keV, debido a la falta de información de secciones eficaces por debajo de esta energía se corrigió la ecuación conforme a (Nahum 1978):

$$L_{\Delta,T} = \frac{\int_0^{E_{max}} L_{\Delta}(E)\phi_T(E)dE + TE}{\int_0^{E_{max}} \phi_T(E)dE + \frac{TE}{S(\Delta)}}, \quad (3.3)$$

donde $TE = \phi_T(E)S(\Delta)\Delta$ y $S(\Delta)$ es el poder de frenado de colisiones evaluado en Δ . El poder de frenado restringido evaluado en $\Delta = 1$ keV fue calculado por medio de las ecuaciones presentadas en el capítulo 2.

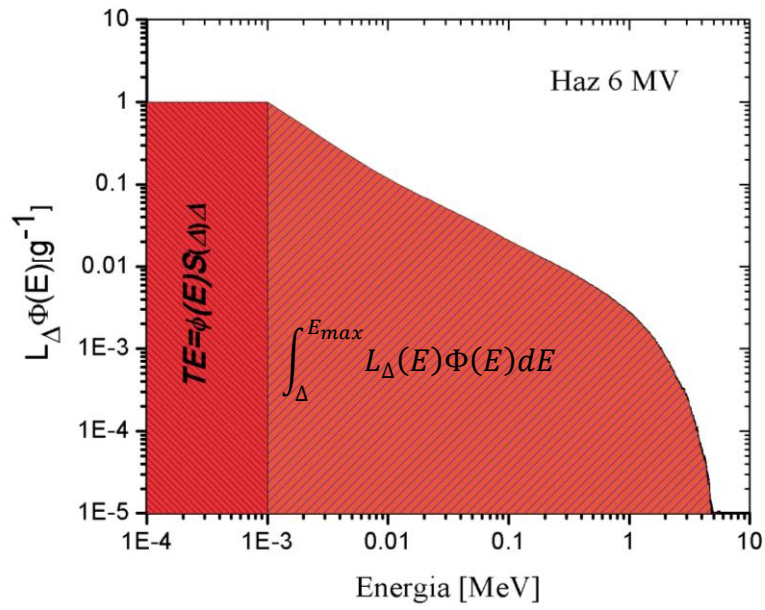


Figura 3.11: Corrección por la falta de información de los espectros para energías menores que 1 keV

La corrección TE se puede interpretar como la energía depositada localmente por los electrones con una energía menor que 1 keV (Figura 3.11).

Capítulo 4

Resultados

4.1 Espectro de fluencia total de electrones

En las Figuras 4.1, 4.2 y 4.3 se presentan los espectros de electrones totales generados en agua a diferentes profundidades y a diferentes distancias del eje del haz. Los espectros fueron normalizados por la dosis absorbida en agua y fueron obtenidos utilizando diferentes tamaños de campo. Como puede observarse, existe una clara dependencia en la fluencia de los electrones con la distancia al eje central. Se observa que la fluencia total de electrones incrementa con la distancia al eje central. Puede notarse que existe un incremento del 30% en la componente de baja energía del espectro de fluencia, para electrones con energías entre 1 keV a 100 keV.

En la Figura 4.1 se observa que los espectros que se encuentran dentro del campo de radiación no presentan diferencias para todos los tamaños de campo. En las regiones más alejadas del eje del haz, fuera del campo, se registró una menor dosis, sin embargo puede observarse una mayor fluencia de electrones de bajas energías. El incremento de la fluencia total en la región más alejada del eje del haz comparado con la fluencia en las regiones dentro del campo, es de alrededor del 60% para electrones con energías entre 1 a 10 keV. Todos los espectros de electrones presentan un solo máximo, el cual se atribuye a electrones generados por efecto Compton. Los máximos de los espectros obtenidos que se encuentran dentro de

los diferentes tamaños de campo se presentan alrededor de los 110 keV, mientras que para los espectros obtenidos fuera del campo se presentan entre los 30 keV y 40 keV.

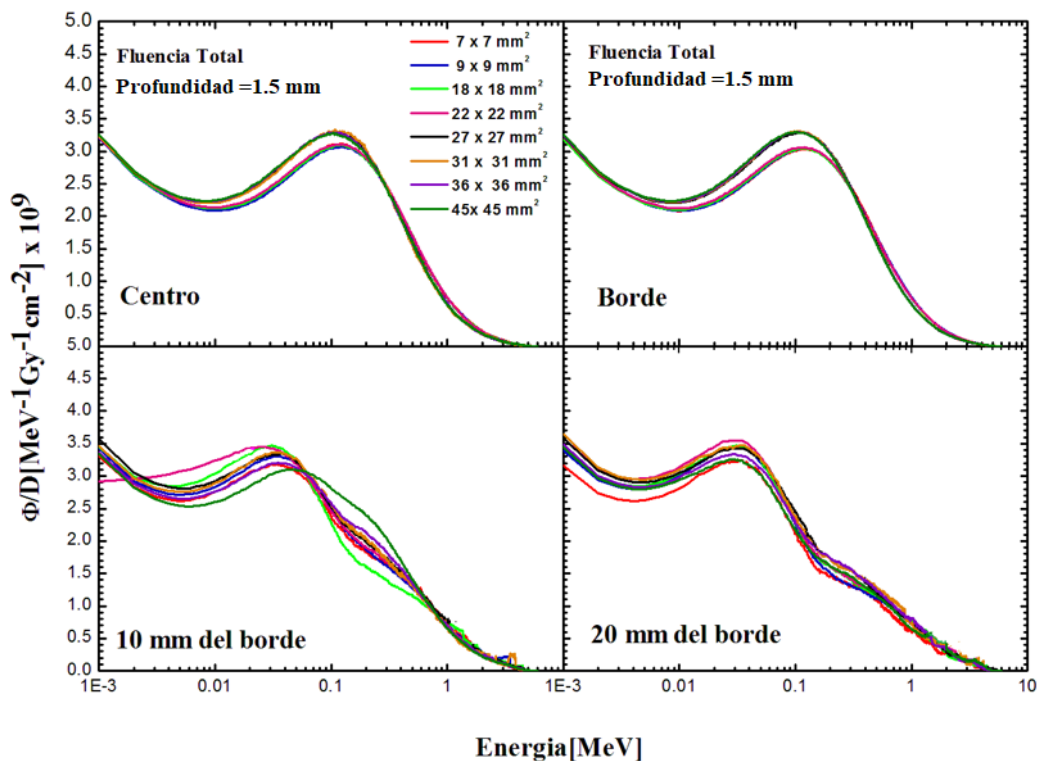


Figura 4.1: Espectros de fluencia total de electrones para diferentes tamaños de campo normalizados por la dosis absorbida en agua. Los espectros fueron obtenidos en a 1.5 mm de profundidad, a diferentes distancias del eje del haz: **a)** centro, **b)** borde del campo, **c)** 10 mm del borde y **d)** 20 mm del borde.

En la Figura 4.2 se muestran los espectros de fluencia de electrones totales normalizados por la dosis en agua líquida para los diferentes tamaños de campo a una profundidad de 16.5 mm.

Puede observarse que los valores máximos de fluencia para los espectros que se encuentran a 10 mm del borde, disminuyen conforme el tamaño de campo disminuye y se encuentran en un rango de 30 a 90 keV. Los valores máximos de fluencia para los espectros que se encuentran a 20 mm del borde campo coinciden en un valor de 30 keV.

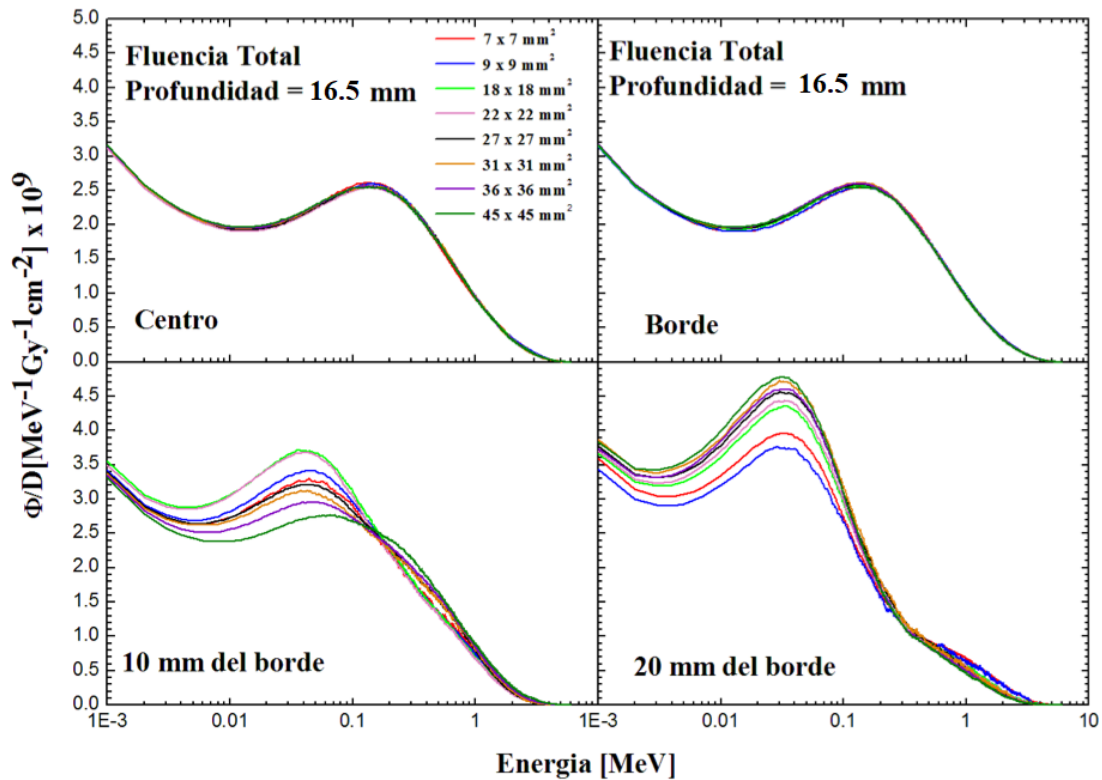


Figura 4.2: Espectros de fluencia total de electrones para diferentes tamaños de campo normalizados por la dosis absorbida en agua. Los espectros fueron obtenidos a 16.5 mm de profundidad, a diferentes distancias del eje del haz: **a)** centro, **b)** borde del campo, **c)** 10 mm del borde y **d)** 20 mm del borde.

En la figura 4.3 se presentan los espectros de fluencia de electrones totales para los diferentes tamaños de campo a una profundidad de 101.5 mm y a diferentes distancias del eje del haz. Se observa que la mayor contribución de electrones de baja energía se encuentra en los espectros que se encuentran a 20 mm del borde del campo debido a la radiación dispersa en el maniquí. Al observar las Figuras 4.1, 4.2 y 4.3 se puede notar que los espectros que se encuentran dentro del campo de radiación y a diferentes profundidades no presentan diferencias significativas. Sin embargo los espectros que se encuentran en el exterior del campo presentan diferencias en su calidad como función de a la profundidad y de la distancia al eje del haz. Los espectros que presentan una mayor contribución de electrones de bajas energías se encuentran a 16.5 mm de profundidad y a 20 mm del borde del campo.

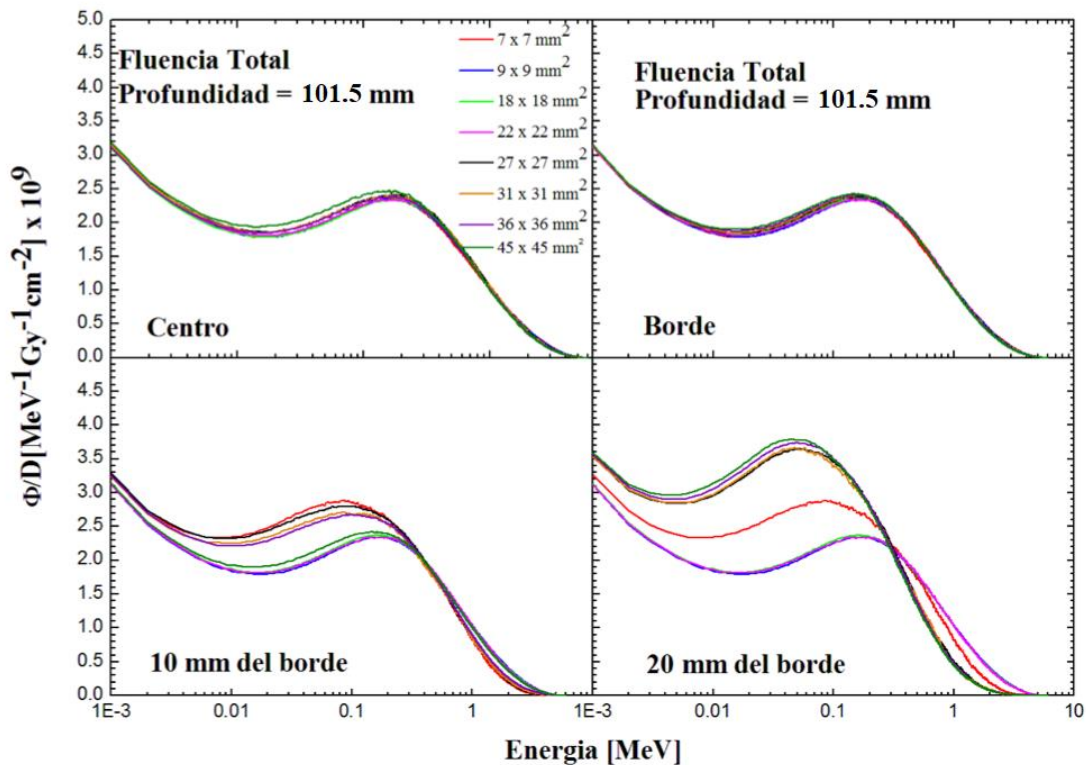


Figura 4.3: Espectros de fluencia total de electrones para diferentes tamaños de campo normalizados por la dosis absorbida en agua. Los espectros fueron obtenidos a 101.5 mm de profundidad, a diferentes distancias del eje del haz: **a)** centro, **b)** borde del campo, **c)** 10 mm del borde y **d)** 20 mm del borde.

En las Figuras 4.4, 4.5 y 4.6 se presentan los valores de energía promedio del espectro de fluencia total de electrones (EFTE), para los diferentes campos. Estos valores se encuentran en las Tablas 4.1, 4.2 y 4.3. Se observa que la energía promedio de los fotones dentro del campo de radiación aumenta conforme el tamaño de campo disminuye. Este incremento puede asociarse con el endurecimiento del haz de fotones por el colimador secundario debido a la disminución del tamaño del campo. Se observa un comportamiento similar en las energías promedio de electrones en las regiones que se encuentran dentro del campo. Es importante notar que la energía promedio del espectro de fotones es mayor que la energía promedio de electrones en regiones que se encuentran dentro campo primario de radiación. Sin embargo, en regiones externas la energía promedio de los electrones es mayor que la energía promedio de los espectros de fotones. Resultados similares han sido encontrados en otros trabajos (Jang *et al* 2007). Además, puede observarse que los valores de energía

promedio de fotones y electrones para el campo irregular (con un tamaño semejante a 0.8 cm) a diferentes profundidades, no sigue la misma tendencia que los campos cuadrados.

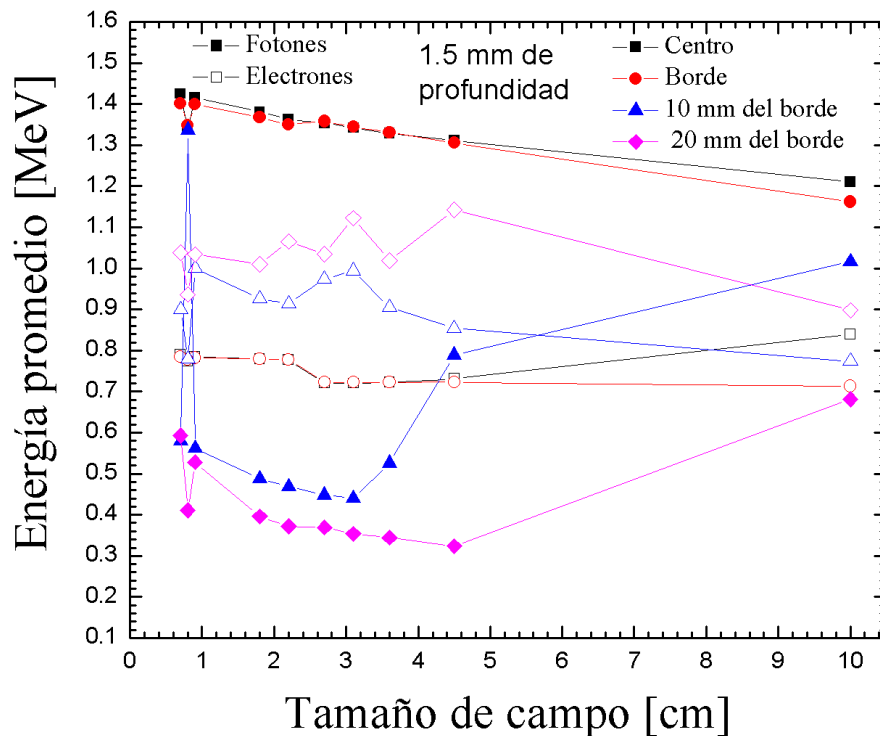


Figura 4.4: Energía promedio de los espectros de fotones y electrones como función del tamaño del campo a una profundidad de 1.5 mm.

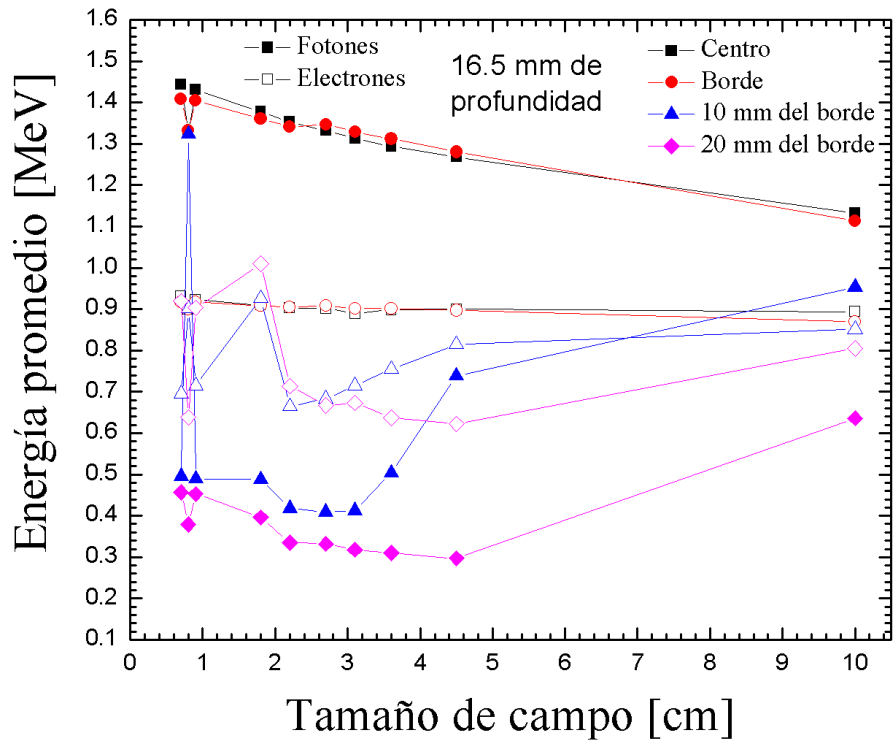


Figura 4.5: Energía promedio de los espectros de fotones y electrones como función del tamaño del campo a una profundidad de 16.5 mm.

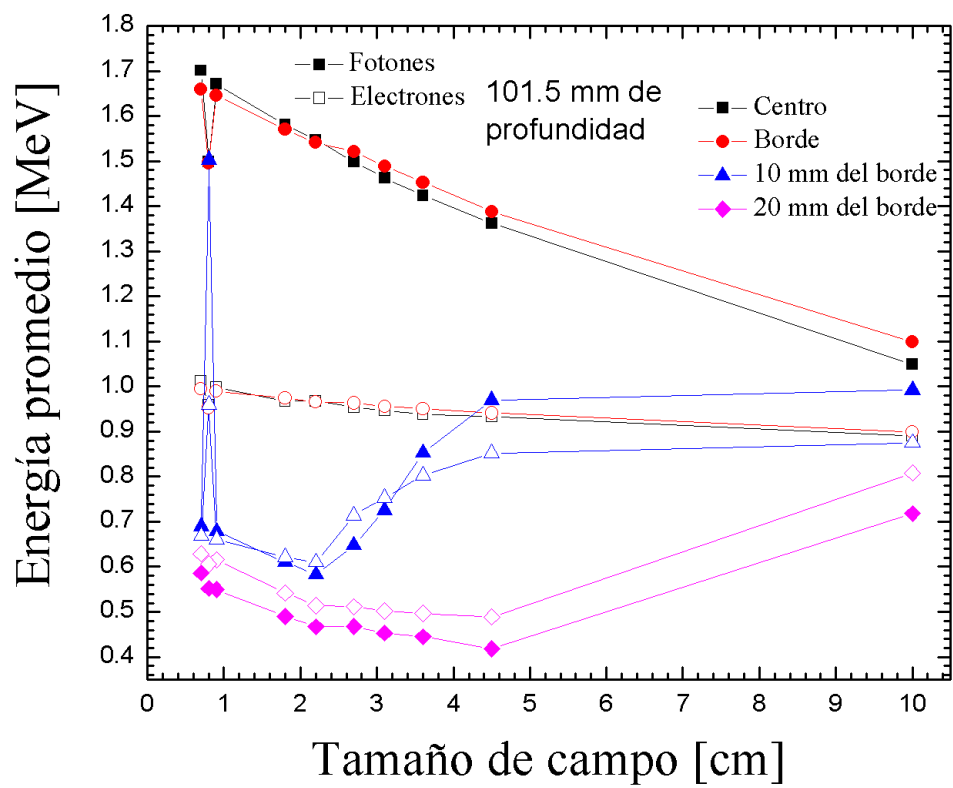


Figura 4.6: Energía promedio de los espectros de fotones y electrones como función del tamaño del campo a una profundidad de 101.5 mm.

Tabla 4.1 Energía promedio del espectro de fluencia total de electrones (EFTE) a 1.5 mm de profundidad en el maniquí y a diferentes distancias fuera del eje. Las incertidumbres de los valores se encuentran dentro del 0.1%-0.7%, $k=1$.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	Energía promedio de fotones (MeV)	Energía promedio de electrones (MeV)
100 x 100	0	1.210	0.839
45 x 45	0	1.311	0.731
36 x 36	0	1.328	0.723
31 x 31	0	1.342	0.720
27 x 27	0	1.354	0.720
22 x 22	0	1.363	0.777
18 x 18	0	1.381	0.779
9 x 9	0	1.416	0.784
7 x 7	0	1.425	0.790
Irregular	0	1.342	0.774
100 x 100	50	1.162	0.713
45 x 45	22.5	1.305	0.723
36 x 36	18	1.331	0.722
31 x 31	15.5	1.344	0.722
27 x 27	13.5	1.358	0.723
22 x 22	11	1.350	0.778
18 x 18	9	1.367	0.779
9 x 9	4.5	1.400	0.782
7 x 7	3.5	1.402	0.784
Irregular	3.7	1.348	0.778
100 x 100	60	1.016	0.774
45 x 45	32.5	0.789	0.854
36 x 36	28	0.526	0.905
31 x 31	25.5	0.440	0.994
27 x 27	23.5	0.448	0.974
22 x 22	21	0.468	0.914
18 x 18	19	0.488	0.926
9 x 9	14.5	0.562	1.000
7 x 7	13.5	0.580	0.900
Irregular	13.7	1.337	0.779
100 x 100	70	0.681	0.898
45 x 45	42.5	0.324	1.142
36 x 36	38	0.344	1.019
31 x 31	35.5	0.354	1.122
27 x 27	33.5	0.369	1.035
22 x 22	31	0.372	1.065
18 x 18	29	0.396	1.010
9 x 9	24.5	0.528	1.034
7 x 7	23.5	0.593	1.038
Irregular	23.7	0.411	0.936

Tabla 4.2 Energía promedio del espectro de fluencia total de electrones (EFTE) a 16.5 mm de profundidad y a diferentes distancias fuera del eje. Las incertidumbres de los valores se encuentran dentro del 0.1%-0.7%, $k=1$.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	Energía promedio de fotones (MeV)	Energía promedio de electrones (MeV)
100 x 100	0	1.133	0.894
45 x 45	0	1.268	0.900
36 x 36	0	1.294	0.898
31 x 31	0	1.313	0.889
27 x 27	0	1.332	0.902
22 x 22	0	1.353	0.903
18 x 18	0	1.378	0.910
9 x 9	0	1.431	0.923
7 x 7	0	1.443	0.931
Irregular	0	1.327	0.900
100 x 100	50	1.113	0.870
45 x 45	22.5	1.280	0.897
36 x 36	18	1.312	0.902
31 x 31	15.5	1.329	0.902
27 x 27	13.5	1.347	0.908
22 x 22	11	1.341	0.905
18 x 18	9	1.361	0.908
9 x 9	4.5	1.405	0.917
7 x 7	3.5	1.408	0.917
Irregular	3.7	1.332	0.900
100 x 100	60	0.954	0.851
45 x 45	32.5	0.739	0.815
36 x 36	28	0.504	0.755
31 x 31	25.5	0.413	0.715
27 x 27	23.5	0.409	0.683
22 x 22	21	0.418	0.665
18 x 18	19	0.488	0.926
9 x 9	14.5	0.490	0.715
7 x 7	13.5	0.496	0.696
Irregular	13.7	1.323	0.902
100 x 100	70	0.636	0.805
45 x 45	42.5	0.297	0.622
36 x 36	38	0.310	0.637
31 x 31	35.5	0.318	0.673
27 x 27	33.5	0.332	0.667
22 x 22	31	0.335	0.714
18 x 18	29	0.396	1.010
9 x 9	24.5	0.453	0.903
7 x 7	23.5	0.457	0.919
Irregular	23.7	0.379	0.638

Tabla 4.3 Energía promedio del espectro de fluencia total de electrones (EFTE) a 101.5 mm de profundidad y a diferentes distancias fuera del eje. Las incertidumbres de los valores se encuentran dentro del 0.1%-0.7%, $k=1$.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	Energía promedio de fotones (MeV)	Energía promedio de electrones (MeV)
100 x 100	0	1.049	0.890
45 x 45	0	1.362	0.933
36 x 36	0	1.424	0.939
31 x 31	0	1.463	0.947
27 x 27	0	1.498	0.954
22 x 22	0	1.547	0.967
18 x 18	0	1.580	0.968
9 x 9	0	1.671	0.998
7 x 7	0	1.701	1.012
Irregular	0	1.498	0.959
100 x 100	50	1.099	0.899
45 x 45	22.5	1.388	0.941
36 x 36	18	1.453	0.951
31 x 31	15.5	1.489	0.956
27 x 27	13.5	1.521	0.963
22 x 22	11	1.541	0.966
18 x 18	9	1.570	0.974
9 x 9	4.5	1.646	0.990
7 x 7	3.5	1.659	0.994
Irregular	3.7	1.496	0.953
100 x 100	60	0.992	0.875
45 x 45	32.5	0.970	0.852
36 x 36	28	0.853	0.803
31 x 31	25.5	0.726	0.753
27 x 27	23.5	0.648	0.714
22 x 22	21	0.583	0.610
18 x 18	19	0.610	0.622
9 x 9	14.5	0.679	0.661
7 x 7	13.5	0.690	0.669
Irregular	13.7	1.503	0.960
100 x 100	70	0.718	0.808
45 x 45	42.5	0.418	0.489
36 x 36	38	0.445	0.497
31 x 31	35.5	0.453	0.502
27 x 27	33.5	0.468	0.512
22 x 22	31	0.467	0.514
18 x 18	29	0.490	0.542
9 x 9	24.5	0.550	0.616
7 x 7	23.5	0.586	0.629
Irregular	23.7	0.552	0.606

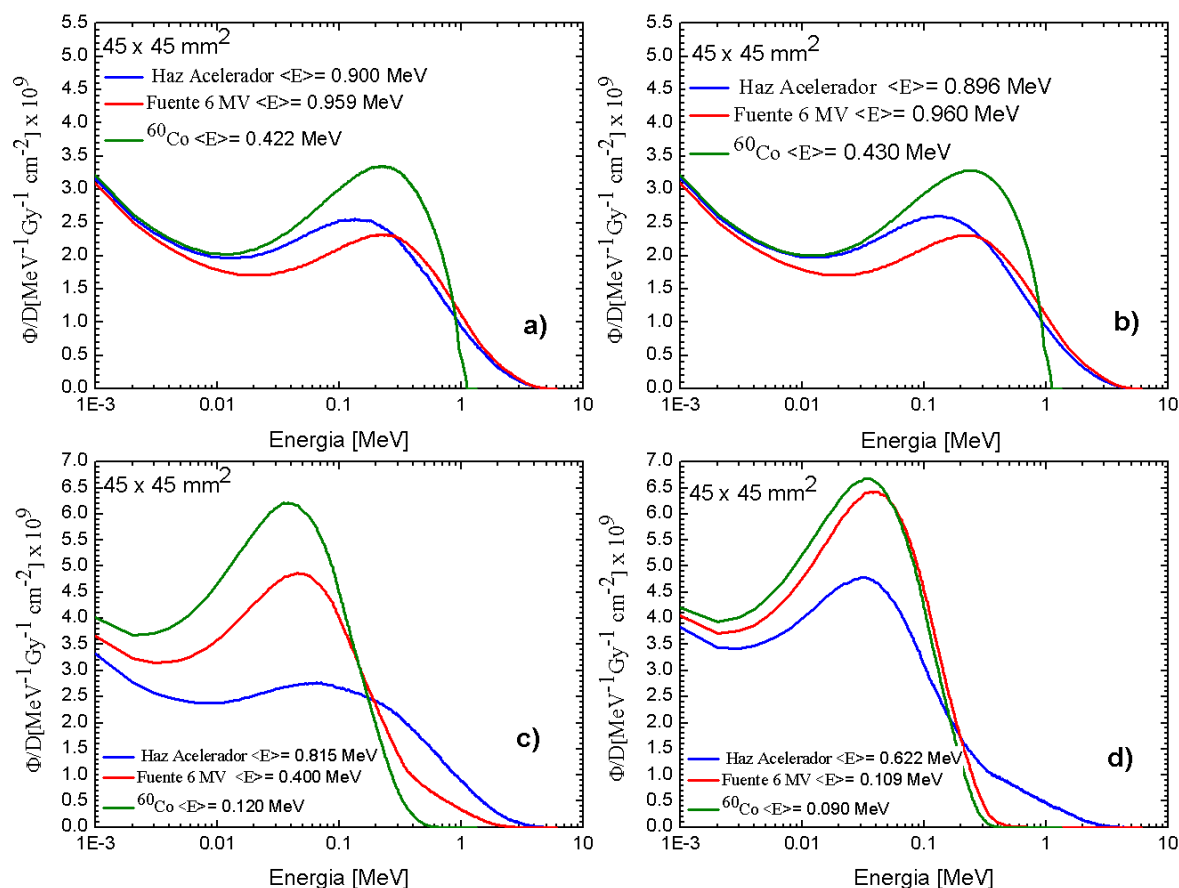


Figura 4.7: Espectros de fluencia total de electrones normalizados por la dosis absorbida en agua, para: el haz de rayos-X del acelerador, una fuente puntual de 6 MV y una fuente de ^{60}Co . Los espectros fueron obtenidos en un campo de $45 \times 45 \text{ mm}^2$, a 16.5 mm de profundidad y para distintas distancias del eje del haz: **a)** $r = 0 \text{ mm}$, **b)** $r = 22.5 \text{ mm}$, **c)** $r = 32.5 \text{ mm}$ y **d)** $r = 42.5 \text{ mm}$.

En la figura 4.7 se presentan los espectros de fluencia total de electrones para distintas fuentes: el haz de rayos-X del acelerador que fue simulado, una fuente puntual de 6 MV y una fuente de ^{60}Co . Todos los espectros mostrados en esta figura fueron obtenidos en un campo de $45 \times 45 \text{ mm}^2$ que fue definido en la superficie del maniquí, a una SSD= 100 cm, a una profundidad de 16.5 mm y a diferentes distancias del eje del haz. Las Figuras 4.7a y 4.7b fueron obtenidas dentro del campo de radiación. Las Figuras 4.7c y 4.7d fueron obtenidas a 10 mm del borde del haz y a 20 mm del borde del haz, respectivamente. El valor de las energías promedio de electrones generados por el haz de rayos-X simulado y la fuente de 6 MV dentro del campo de radiación difiere en un 7%. Sin embargo, en las regiones fuera del campo de radiación, la energía promedio del espectro de electrones generado por el haz de

rayos-X del acelerador es de 2 a 6 veces mayor que el valor de la energía promedio de los electrones generados por la fuente puntual de 6 MV. Puede notarse que en las figuras 4.7c y 4.7d existe una componente de electrones de alta energía para los espectros generados por el haz de rayos-X proveniente del cabezal del acelerador.

En la figura 4.7d, en donde se muestran los espectros a 20 mm del borde del campo, se observa que la fluencia de electrones es nula para los espectros de la fuente puntual y la fuente de ^{60}Co a energías mayores que 500 keV. No obstante, el espectro de electrones generados por haz de rayos-X del acelerador, presenta una contribución de electrones de alta energía, mayor que 1 MeV. La presencia de estos electrones de alta energía, a profundidades menores que 3 cm, puede ser atribuida principalmente a los electrones generados en el cabezal del acelerador y a los generados por efecto fotoeléctrico. Además, esto explicaría que la energía promedio de los electrones sea de 2 a 6 veces mayor que la energía promedio de los fotones fuera del campo de radiación primario. A una profundidad de 101.5 mm y a 20 mm del borde del campo, como se observa en la Tabla 4.3, la energía promedio de los electrones es de 6% a 11% mayor que la energía promedio de fotones. Esta diferencia en las energías promedio de electrones y fotones es menor que la obtenida a 16.5 mm de profundidad y se debe a los electrones generados por efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares.

4.2 Espectro de fluencia de electrones secundarios

En la Figuras 4.8, 4.9 y 4.10 se presentan los espectros de fluencia de electrones secundarios, obtenidos a diferentes profundidades y a distintas distancias del eje central. En general, para una profundidad dada tanto la fluencia y energía de electrones secundarios disminuye independientemente del tamaño del campo. Los espectros calculados dentro del campo de radiación no presentan diferencias significativas, como ocurre con los espectros de fluencia totales.

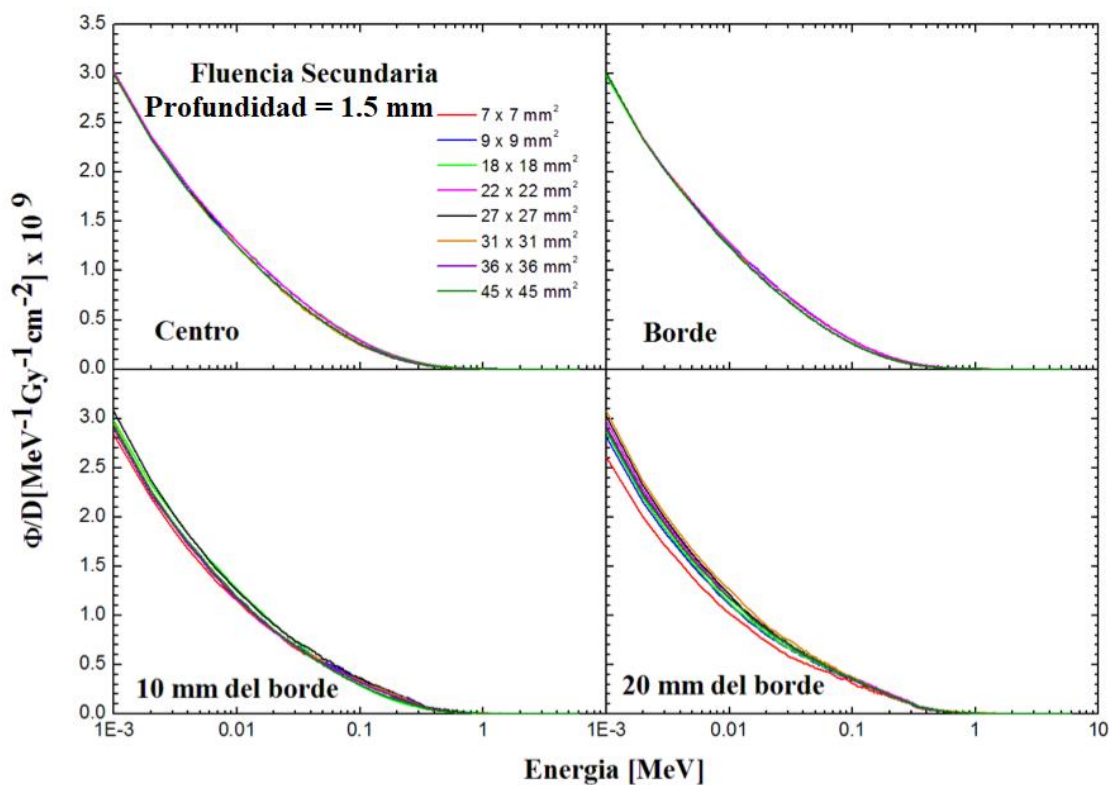


Figura 4.8: Espectros de fluencia de electrones secundarios para diferentes tamaños de campo normalizados por la dosis absorbida en agua. Los espectros fueron obtenidos a una profundidad de 1.5 mm y a diferentes distancias del eje del haz: **a)** centro, **b)** borde del campo, **c)** 10 mm del borde y **d)** 20 mm del borde.

En la Figura 4.9 se muestran los espectros de electrones secundarios obtenidos a 16.5 mm de profundidad. La fluencia de electrones secundarios y su energía incrementan con la profundidad.

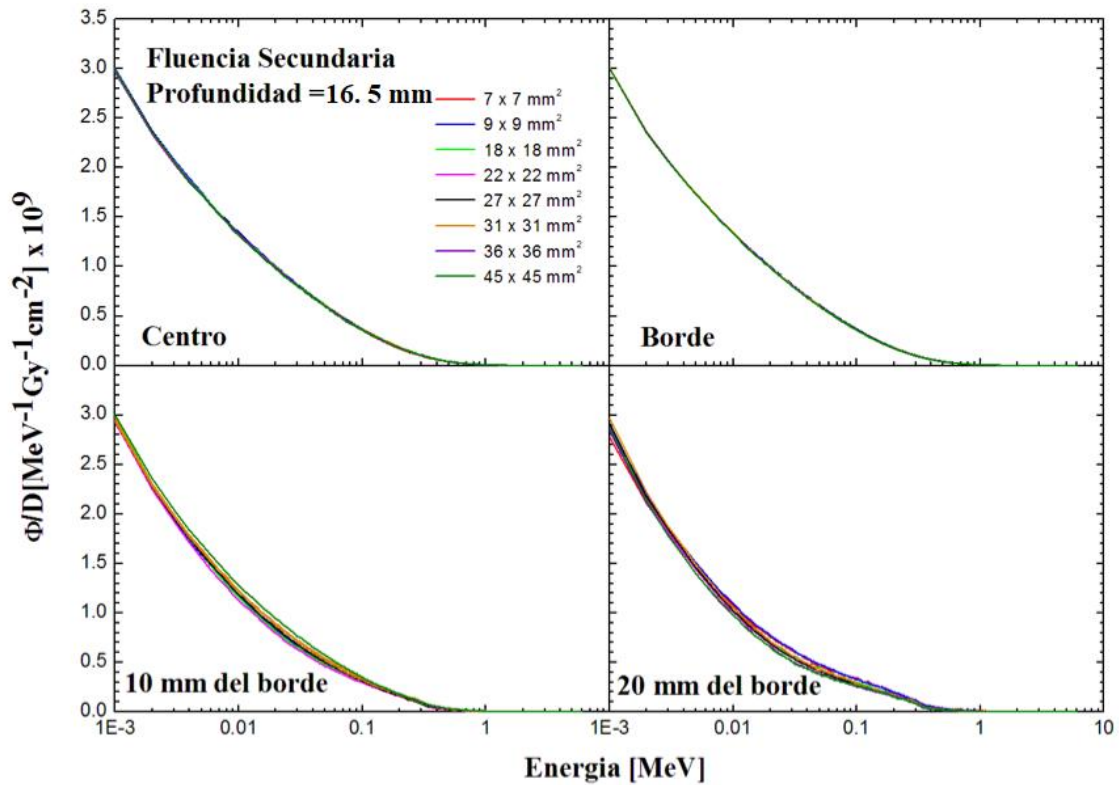


Figura 4.9: Espectros de fluencia de electrones secundarios para diferentes tamaños de campo normalizados por la dosis absorbida en agua. Los espectros fueron obtenidos a 16.5 mm de profundidad y a diferentes distancias del eje del haz: **a)** centro, **b)** borde del campo, **c)** 10 mm del borde y **d)** 20 mm del borde.

En la Figura 4.10 se muestran los espectros de electrones secundarios obtenidos a 101.5 mm de profundidad.

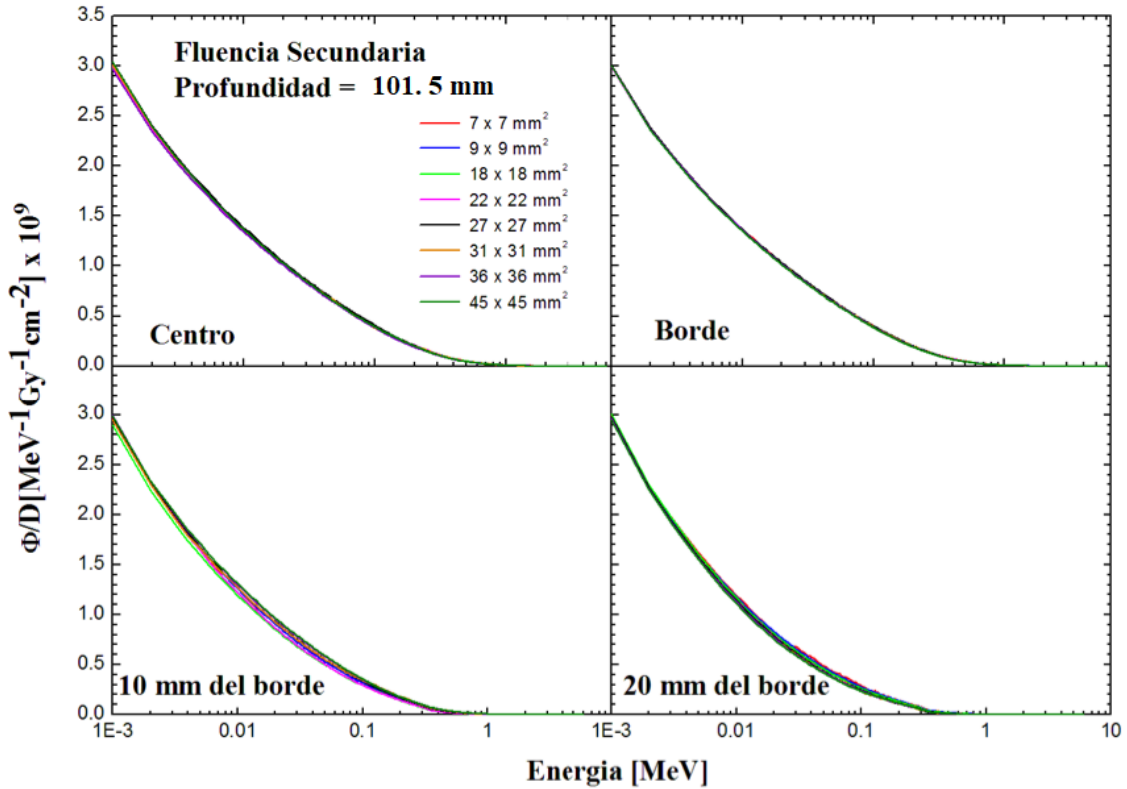


Figura 4.10: Espectros de fluencia de electrones secundarios para diferentes tamaños de campo normalizados por la dosis absorbida en agua. Los espectros fueron obtenidos a 101.5 mm de profundidad y a diferentes distancias del eje del haz: **a)** centro, **b)** borde del campo, **c)** 10 mm del borde y **d)** 20 mm del borde.

En la Tablas 4.4, 4.5 y 4.6 se presentan los valores de la energía promedio del espectro de fluencia de electrones secundarios (EFES), para los diferentes campos. Se observa que la energía promedio de los electrones secundarios tiende a aumentar conforme la distancia al eje central aumenta y aumenta cuando la profundidad es mayor.

Tabla 4.4 Energía promedio del espectro de fluencia de electrones secundarios (EFES) a 1.5 mm de profundidad y a diferentes distancias fuera del eje. Las incertidumbres de los valores se encuentran dentro del 0.1%-0.7%, $k=1$.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	Energía promedio de fotones (MeV)	Energía promedio de electrones secundarios (MeV)
100 x 100	0	1.210	0.127
45 x 45	0	1.311	0.116
36 x 36	0	1.328	0.119
31 x 31	0	1.342	0.114
27 x 27	0	1.354	0.115
22 x 22	0	1.363	0.128
18 x 18	0	1.381	0.132
9 x 9	0	1.416	0.128
7 x 7	0	1.425	0.131
Irregular	0	1.342	0.128
100 x 100	50	1.312	0.117
45 x 45	22.5	1.305	0.116
36 x 36	18	1.331	0.116
31 x 31	15.5	1.344	0.115
27 x 27	13.5	1.358	0.115
22 x 22	11	1.350	0.130
18 x 18	9	1.367	0.130
9 x 9	4.5	1.400	0.130
7 x 7	3.5	1.402	0.130
Irregular	3.7	1.348	0.131
100 x 100	60	1.016	0.126
45 x 45	32.5	0.789	0.143
36 x 36	28	0.526	0.146
31 x 31	25.5	0.440	0.161
27 x 27	23.5	0.448	0.158
22 x 22	21	0.468	0.159
18 x 18	19	0.488	0.156
9 x 9	14.5	0.562	0.165
7 x 7	13.5	0.580	0.154
Irregular	13.7	1.337	0.130
100 x 100	70	0.681	0.144
45 x 45	42.5	0.324	0.169
36 x 36	38	0.344	0.159
31 x 31	35.5	0.354	0.179
27 x 27	33.5	0.369	0.158
22 x 22	31	0.372	0.167
18 x 18	29	0.396	0.169
9 x 9	24.5	0.528	0.166
7 x 7	23.5	0.593	0.170
Irregular	23.7	0.411	0.160

Tabla 4.5 Energía promedio del espectro de fluencia de electrones secundarios (EFES) a 16.5 mm de profundidad y a diferentes distancias fuera del eje. Las incertidumbres de los valores se encuentran dentro del 0.1%-0.7%, $k= 1$.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	Energía promedio de fotones (MeV)	Energía promedio de electrones (MeV)
100 x 100	0	1.133	0.153
45 x 45	0	1.268	0.160
36 x 36	0	1.294	0.159
31 x 31	0	1.313	0.158
27 x 27	0	1.332	0.160
22 x 22	0	1.353	0.160
18 x 18	0	1.378	0.159
9 x 9	0	1.431	0.161
7 x 7	0	1.443	0.163
Irregular	0	1.327	0.162
100 x 100	50	1.113	0.154
45 x 45	22.5	1.280	0.158
36 x 36	18	1.312	0.157
31 x 31	15.5	1.329	0.158
27 x 27	13.5	1.347	0.158
22 x 22	11	1.341	0.158
18 x 18	9	1.361	0.159
9 x 9	4.5	1.405	0.160
7 x 7	3.5	1.408	0.159
Irregular	3.7	1.332	0.158
100 x 100	60	0.954	0.153
45 x 45	32.5	0.739	0.151
36 x 36	28	0.504	0.147
31 x 31	25.5	0.413	0.150
27 x 27	23.5	0.409	0.158
22 x 22	21	0.418	0.133
18 x 18	19	0.488	0.131
9 x 9	14.5	0.490	0.139
7 x 7	13.5	0.496	0.149
Irregular	13.7	1.323	0.130
100 x 100	70	0.636	0.145
45 x 45	42.5	0.297	0.133
36 x 36	38	0.310	0.135
31 x 31	35.5	0.318	0.134
27 x 27	33.5	0.332	0.158
22 x 22	31	0.335	0.145
18 x 18	29	0.396	0.144
9 x 9	24.5	0.453	0.163
7 x 7	23.5	0.457	0.166
Irregular	23.7	0.379	0.160

Tabla 4.6 Energía promedio del espectro de fluencia de electrones secundarios (EFES) a 101.5 mm de profundidad y a diferentes distancias fuera del eje. Las incertidumbres de los valores se encuentran dentro del 0.1%-0.7%, $k= 1$.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	Energía promedio de fotones (MeV)	Energía promedio de electrones (MeV)
100 x 100	0	1.049	0.155
45 x 45	0	1.362	0.168
36 x 36	0	1.424	0.164
31 x 31	0	1.463	0.166
27 x 27	0	1.498	0.167
22 x 22	0	1.547	0.166
18 x 18	0	1.580	0.170
9 x 9	0	1.671	0.169
7 x 7	0	1.701	0.167
Irregular	0	1.498	0.162
100 x 100	50	1.099	0.159
45 x 45	22.5	1.388	0.164
36 x 36	18	1.453	0.166
31 x 31	15.5	1.489	0.168
27 x 27	13.5	1.521	0.165
22 x 22	11	1.541	0.166
18 x 18	9	1.570	0.167
9 x 9	4.5	1.646	0.168
7 x 7	3.5	1.659	0.168
Irregular	3.7	1.496	0.158
100 x 100	60	0.992	0.157
45 x 45	32.5	0.970	0.158
36 x 36	28	0.853	0.149
31 x 31	25.5	0.726	0.148
27 x 27	23.5	0.648	0.138
22 x 22	21	0.583	0.123
18 x 18	19	0.610	0.120
9 x 9	14.5	0.679	0.132
7 x 7	13.5	0.690	0.125
Irregular	13.7	1.503	0.166
100 x 100	70	0.718	0.146
45 x 45	42.5	0.418	0.110
36 x 36	38	0.445	0.106
31 x 31	35.5	0.453	0.103
27 x 27	33.5	0.468	0.109
22 x 22	31	0.467	0.109
18 x 18	29	0.490	0.120
9 x 9	24.5	0.550	0.127
7 x 7	23.5	0.586	0.128
Irregular	23.7	0.552	0.121

En la Figura 4.11 se presenta el cociente entre la fluencia secundaria y la fluencia total de electrones como función de la energía del electrón, para dos tamaños de campo. Esta gráfica puede interpretarse como la fracción de electrones secundarios que son producidos en agua líquida con respecto a la fluencia total. Se observa que existe una mayor cantidad de electrones secundarios conforme la energía del electrón disminuye.

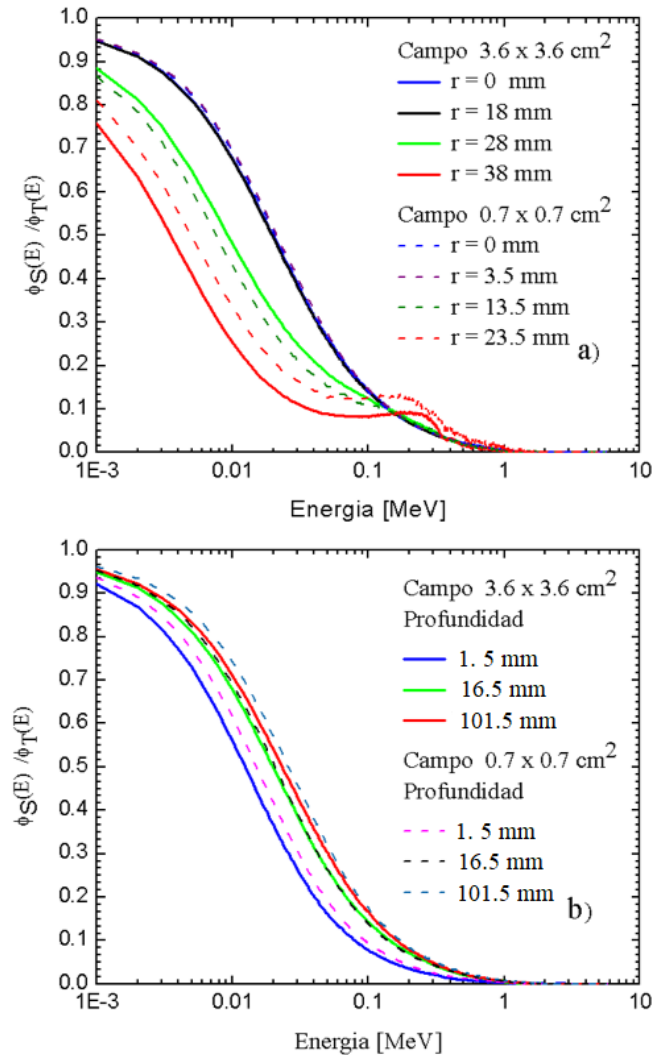


Figura 4.11: Cociente entre la fluencia secundaria y la fluencia total de electrones como función de la energía del electrón para un campo de $3.6 \times 3.6 \text{ cm}^2$ y $0.7 \times 0.7 \text{ cm}^2$. a) A una profundidad de 16.5 mm y distintas distancias al eje del haz, b) Sobre el eje central a diferentes profundidades.

4.3 Alcance y energía promedio del electrón

En la Tablas 4.7, 4.8 y 4.9 y en la Figura 4.12 se presenta el alcance (R_{CSDA}) del electrón como función de su energía cinética en agua líquida. La energía promedio de los electrones según la tablas se encuentra entre 1.142 MeV – 0.502 MeV dependiendo del tamaño del campo y la distancia al eje del haz. El alcance promedio de estos electrones se encuentra entre 5.19 mm- 1.75 mm.

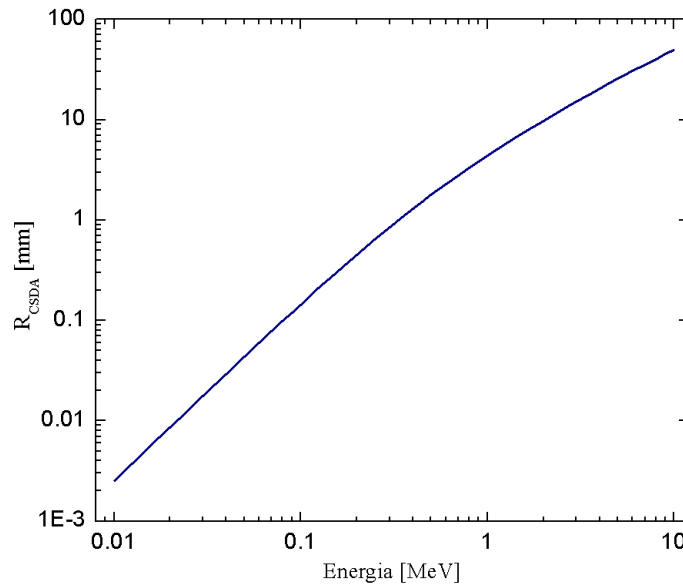


Fig. 4.12: Alcance (R_{CSDA}) en agua líquida como función de la energía.

Tabla 4.7 Alcance del electrón a una profundidad de 1.5 mm en agua líquida.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	Energía promedio de electrones (MeV)	Alcance $\times 10^3$ (μm)
100 x 100	0	0.839	3.53
45 x 45	0	0.731	2.94
36 x 36	0	0.723	2.90
31 x 31	0	0.720	2.88
27 x 27	0	0.720	2.88
22 x 22	0	0.777	3.19
18 x 18	0	0.779	3.20
9 x 9	0	0.784	3.23
7 x 7	0	0.790	3.26
Irregular	0	0.774	3.17
100 x 100	50	0.713	2.85
45 x 45	22.5	0.723	2.90
36 x 36	18	0.722	2.89
31 x 31	15.5	0.722	2.89
27 x 27	13.5	0.723	2.90
22 x 22	11	0.778	3.20
18 x 18	9	0.779	3.20
9 x 9	4.5	0.782	3.22
7 x 7	3.5	0.784	3.23
Irregular	3.7	0.778	3.20
100 x 100	60	0.774	3.17
45 x 45	32.5	0.854	3.61
36 x 36	28	0.905	3.89
31 x 31	25.5	0.994	4.38
27 x 27	23.5	0.974	4.27
22 x 22	21	0.914	3.94
18 x 18	19	0.926	4.01
9 x 9	14.5	1.000	4.41
7 x 7	13.5	0.900	3.86
Irregular	13.7	0.779	3.20
100 x 100	70	0.898	3.85
45 x 45	42.5	1.142	5.19
36 x 36	38	1.019	4.52
31 x 31	35.5	1.122	5.08
27 x 27	33.5	1.035	4.60
22 x 22	31	1.065	4.77
18 x 18	29	1.010	4.47
9 x 9	24.5	1.034	4.60
7 x 7	23.5	1.038	4.62
Irregular	23.7	0.936	4.06

Tabla 4.8 Alcance del electrón a 16.5 mm de profundidad en el maniquí de agua líquida.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	Energía promedio de electrones (MeV)	Alcance $\times 10^3$ (μm)
100 x 100	0	0.894	3.83
45 x 45	0	0.900	3.86
36 x 36	0	0.898	3.85
31 x 31	0	0.889	3.80
27 x 27	0	0.902	3.87
22 x 22	0	0.903	3.88
18 x 18	0	0.910	3.92
9 x 9	0	0.923	3.99
7 x 7	0	0.931	4.03
Irregular	0	0.900	3.86
100 x 100	50	0.870	3.70
45 x 45	22.5	0.897	3.85
36 x 36	18	0.902	3.87
31 x 31	15.5	0.902	3.87
27 x 27	13.5	0.908	3.91
22 x 22	11	0.905	3.89
18 x 18	9	0.908	3.91
9 x 9	4.5	0.917	3.96
7 x 7	3.5	0.784	3.23
Irregular	3.7	0.900	3.86
100 x 100	60	0.851	3.59
45 x 45	32.5	0.815	3.40
36 x 36	28	0.755	3.07
31 x 31	25.5	0.715	2.86
27 x 27	23.5	0.683	2.68
22 x 22	21	0.665	2.59
18 x 18	19	0.926	4.01
9 x 9	14.5	0.715	2.86
7 x 7	13.5	0.696	2.75
Irregular	13.7	0.902	3.87
100 x 100	70	0.805	3.34
45 x 45	42.5	0.622	2.36
36 x 36	38	0.637	2.44
31 x 31	35.5	0.673	2.63
27 x 27	33.5	0.667	2.60
22 x 22	31	0.714	2.85
18 x 18	29	1.010	4.47
9 x 9	24.5	0.903	3.88
7 x 7	23.5	0.919	3.97
Irregular	23.7	0.638	2.45

Tabla 4.9 Alcance del electrón a 101.5 mm de profundidad en agua líquida.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	Energía promedio de electrones (MeV)	Alcance x10 ³ (μ m)
100 x 100	0	0.890	3.81
45 x 45	0	0.933	4.04
36 x 36	0	0.939	4.08
31 x 31	0	0.947	4.12
27 x 27	0	0.954	4.16
22 x 22	0	0.967	4.23
18 x 18	0	0.968	4.24
9 x 9	0	0.998	4.40
7 x 7	0	1.012	4.48
Irregular	0	0.959	4.19
100 x 100	50	0.899	3.86
45 x 45	22.5	0.941	4.09
36 x 36	18	0.951	4.14
31 x 31	15.5	0.956	4.17
27 x 27	13.5	0.963	4.21
22 x 22	11	0.966	4.23
18 x 18	9	0.974	4.27
9 x 9	4.5	0.990	4.36
7 x 7	3.5	0.994	4.38
Irregular	3.7	0.953	4.15
100 x 100	60	0.875	3.73
45 x 45	32.5	0.852	3.60
36 x 36	28	0.803	3.33
31 x 31	25.5	0.753	3.06
27 x 27	23.5	0.714	2.85
22 x 22	21	0.610	2.30
18 x 18	19	0.622	2.36
9 x 9	14.5	0.661	2.57
7 x 7	13.5	0.669	2.61
Irregular	13.7	0.960	4.19
100 x 100	70	0.808	3.36
45 x 45	42.5	0.489	1.69
36 x 36	38	0.497	1.73
31 x 31	35.5	0.502	1.75
27 x 27	33.5	0.512	1.80
22 x 22	31	0.514	1.81
18 x 18	29	0.542	1.95
9 x 9	24.5	0.616	2.33
7 x 7	23.5	0.629	2.40
Irregular	23.7	0.606	2.28

4.4 LET en agua

A continuación se muestran los resultados de la LET promedio en agua obtenidos del espectro de fluencia total de electrones y de la fluencia de electrones secundarios. Los valores de la LET corresponden a los resultados obtenidos a través del cálculo de $L_{\Delta,T}$ con una energía de corte $\Delta=1$ keV. La corrección de la LET por la falta de información espectral a bajas energías puede observarse en la Figura 4.13. En la Figura 4.13a se observa la corrección de la LET para la fluencia de electrones totales y en la Figura 4.13b la corrección de la LET para la fluencia de electrones secundarios. Puede notarse que existe una mayor diferencia entre los valores de la LET con y sin corrección en los resultados obtenidos con los electrones secundarios.

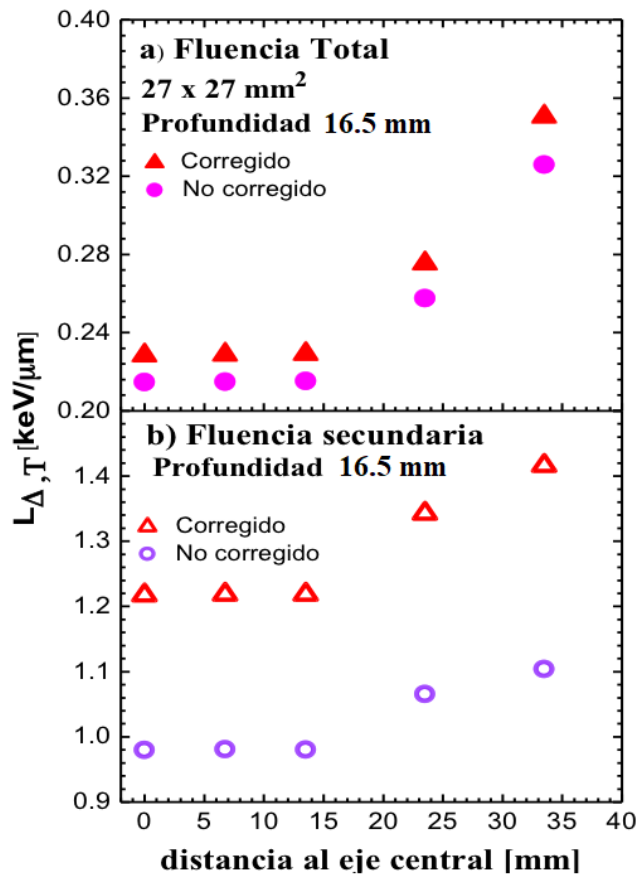


Figura 4.13: Corrección de la LET promedio en agua para los espectros de fluencia total y secundario de electrones como función de la distancia al eje central. Los valores de la LET fueron obtenidos en un campo de $27 \times 27 \text{ mm}^2$ a una profundidad de 16.5 mm.

En la Figura 4.14 se muestran los valores de la LET promedio a distintas profundidades como función de la distancia al eje central para un campo de $45 \times 45 \text{ mm}^2$. Los valores de la LET promedio obtenidos con la fluencia total de electrones aumentan con la distancia al eje central. Se observa los valores de la LET obtenidos en la superficie del maniquí se mantienen prácticamente constantes, presentando poca variación conforme la distancia al eje central aumenta. Los valores más altos de la LET se presentan en las distancias que se encuentran fuera del campo de radiación y a una profundidad de 16.5 mm. Los valores de la LET de los espectros de electrones secundarios aumentan con la distancia al eje central, a las profundidades de 16.5 mm y 101.5 mm. Mientras que a 1.5 mm de profundidad los valores de la LET se mantienen prácticamente constantes dentro del campo de radiación y disminuyen rápidamente fuera de este.

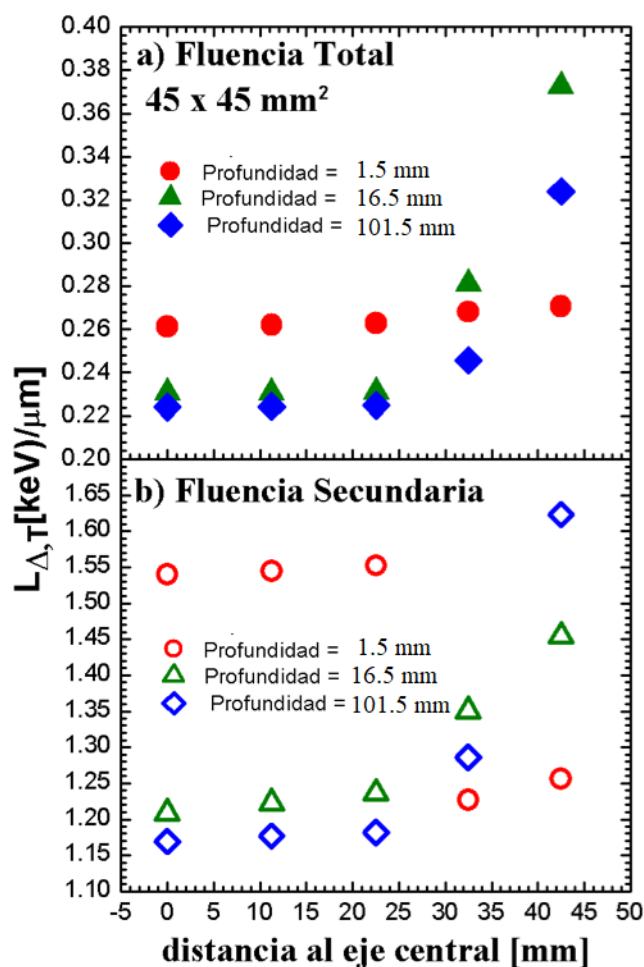


Figura 4.14: LET promedio a distintas profundidades en agua líquida como función de la distancia al eje central para un campo de $45 \times 45 \text{ mm}^2$: **a)** espectro de fluencia total; **b)** espectro de electrones secundarios.

En la Figuras 4.15, 4.16 y 4.17 se muestran los valores de la LET promedio como función del lado del campo, para los diferentes campos pequeños simulados en este trabajo. La Figura 4.15 muestra los valores de la LET obtenidos dentro del campo de radiación a distintas profundidades. Se observa que para la fluencia total los valores de la LET se mantienen prácticamente constantes para los campos con un tamaño mayor o igual que 3 cm.

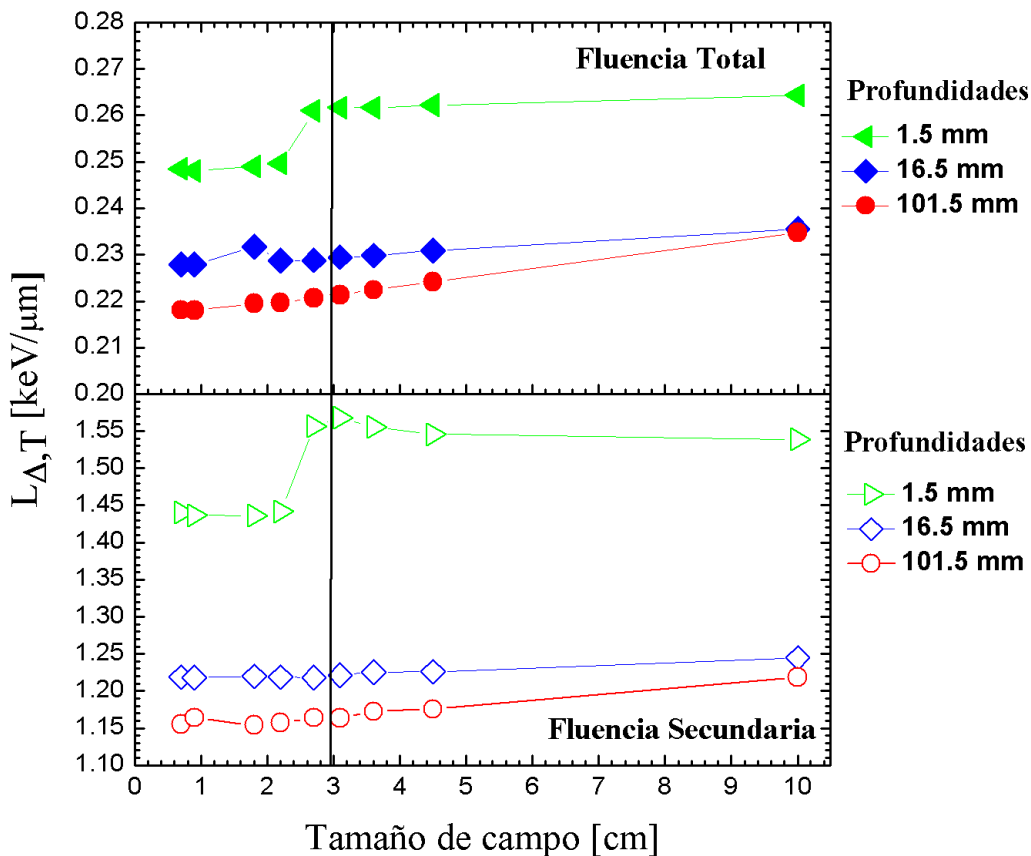


Figura 4.15: LET promedio en agua líquida como función del lado del campo. La LET fue calculada dentro del campo a distintas profundidades.

En la Figura 4.16 se muestran los valores de la LET obtenidos a 10 mm fuera del campo obtenidos a diferentes profundidades. Se observa que los valores de la LET para los campos menores que 3 cm presentan una mayor variación que los campos de mayor tamaño.

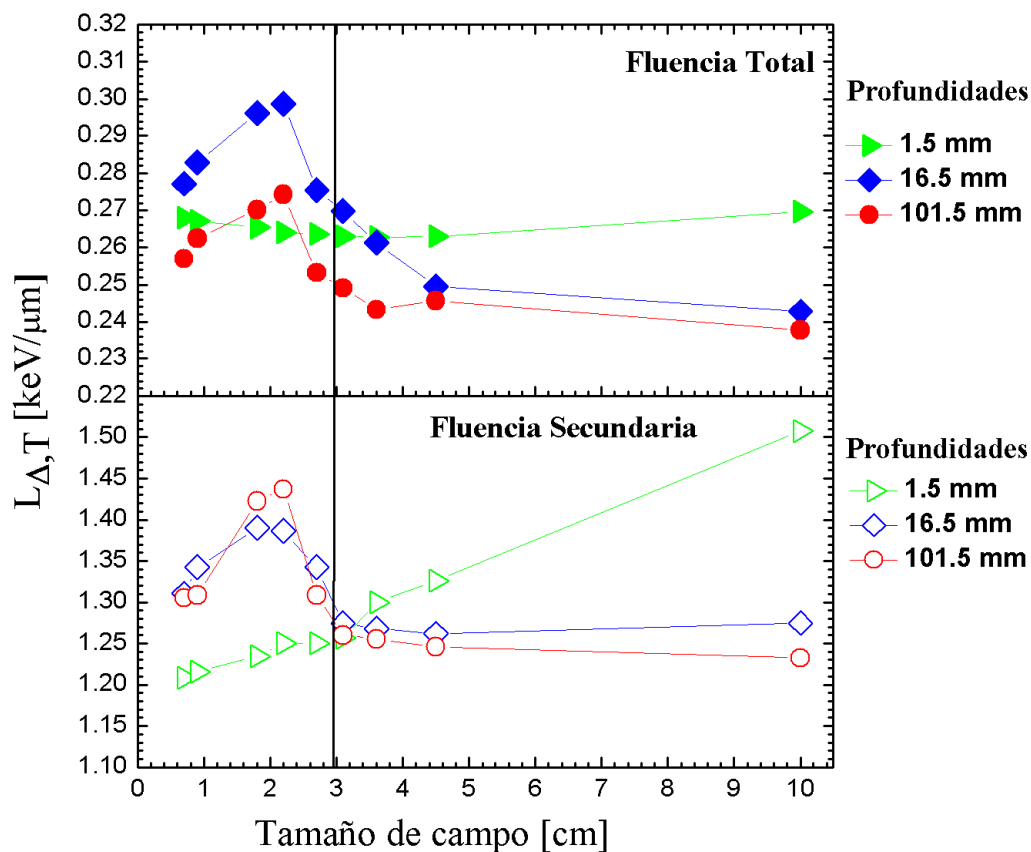


Figura 4.16: LET promedio en agua líquida como función del lado del campo. La LET fue calculada a 10 mm del borde del campo a distintas profundidades.

En la figura 4.17 se muestran los valores de LET obtenidos a 20 mm fuera del campo obtenidos a diferentes profundidades.

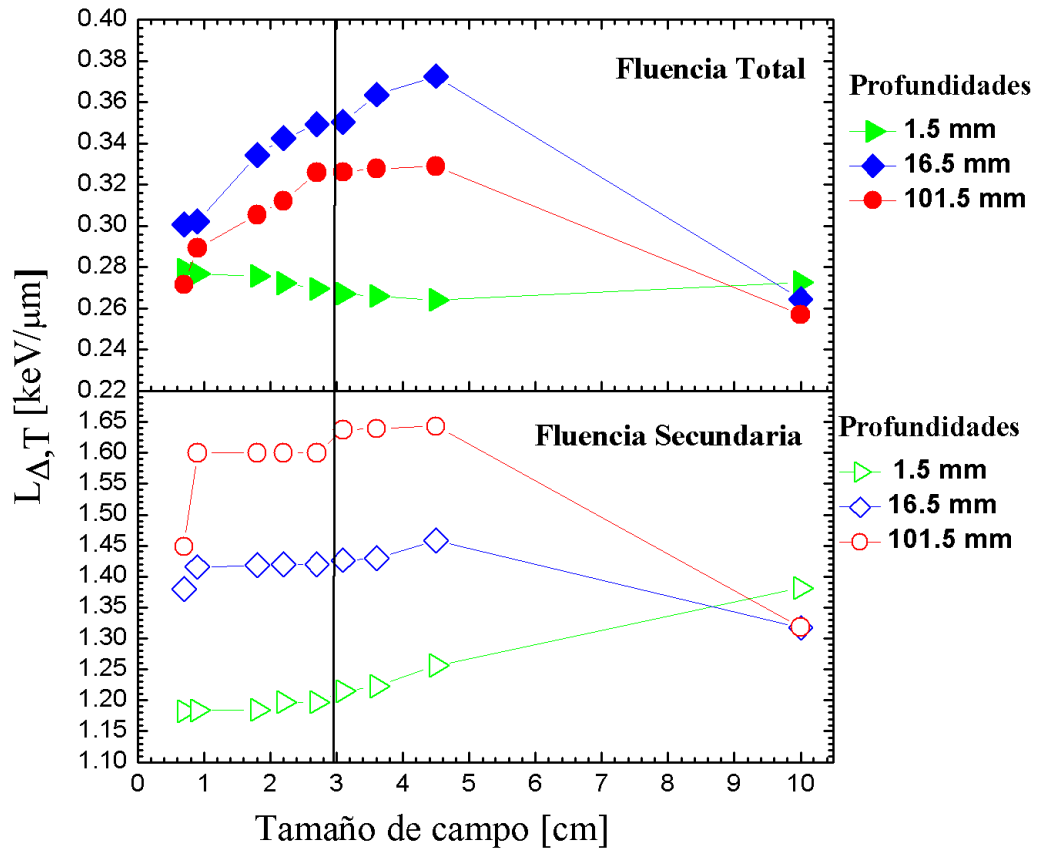


Figura 4.17: LET promedio en agua líquida como función del lado del campo. La LET fue calculada a 20 mm del borde del campo a distintas profundidades.

Tabla 4.10 LET promedio para distintos tamaños de campo a 1.5 mm de profundidad del maniquí. Las incertidumbres de los valores se encuentran dentro del 0.1%-0.7%, $k=1$.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	LET promedio EFTE (keV/ μ m)	LET promedio EFES (keV/ μ m)
100 x 100	0	0.264	1.538
45 x 45	0	0.262	1.545
36 x 36	0	0.261	1.555
31 x 31	0	0.261	1.568
27 x 27	0	0.261	1.556
22 x 22	0	0.249	1.441
18 x 18	0	0.249	1.436
9 x 9	0	0.248	1.436
7 x 7	0	0.248	1.439
Irregular	0	0.248	1.211
100 x 100	60	0.269	1.507
45 x 45	32.5	0.262	1.326
36 x 36	28	0.262	1.300
31 x 31	25.5	0.262	1.256
27 x 27	23.5	0.263	1.249
22 x 22	21	0.264	1.250
18 x 18	19	0.265	1.234
9 x 9	14.5	0.267	1.215
7 x 7	13.5	0.267	1.208
Irregular	13.7	0.250	1.230
100 x 100	70	0.272	1.381
45 x 45	42.5	0.264	1.255
36 x 36	38	0.266	1.222
31 x 31	35.5	0.267	1.214
27 x 27	33.5	0.269	1.197
22 x 22	31	0.272	1.196
18 x 18	29	0.275	1.184
9 x 9	24.5	0.276	1.183
7 x 7	23.5	0.278	1.182
Irregular	23.7	0.279	1.391

Tabla 4.11 LET promedio para distintos tamaños de campo a 16.5 mm de profundidad. Las incertidumbres de los valores se encuentran dentro del 0.1%-0.7%, k= 1.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	LET promedio EFTE (keV/μm)	LET promedio EFES (keV/μm)
100 x 100	0	0.235	1.244
45 x 45	0	0.230	1.225
36 x 36	0	0.229	1.225
31 x 31	0	0.229	1.221
27 x 27	0	0.228	1.218
22 x 22	0	0.227	1.218
18 x 18	0	0.231	1.219
9 x 9	0	0.227	1.218
7 x 7	0	0.227	1.218
Irregular	0	0.229	1.211
100 x 100	60	0.242	1.274
45 x 45	32.5	0.249	1.261
36 x 36	28	0.261	1.268
31 x 31	25.5	0.269	1.274
27 x 27	23.5	0.275	1.342
22 x 22	21	0.298	1.386
18 x 18	19	0.296	1.389
9 x 9	14.5	0.282	1.342
7 x 7	13.5	0.277	1.310
Irregular	13.7	0.229	1.230
100 x 100	70	0.264	1.317
45 x 45	42.5	0.372	1.457
36 x 36	38	0.363	1.429
31 x 31	35.5	0.350	1.426
27 x 27	33.5	0.349	1.419
22 x 22	31	0.342	1.419
18 x 18	29	0.334	1.418
9 x 9	24.5	0.302	1.415
7 x 7	23.5	0.300	1.380
Irregular	23.7	0.305	1.392

Tabla 4.12 LET promedio para distintos tamaños de campo a 101.5 mm de profundidad. Las incertidumbres de los valores se encuentran dentro del 0.1%-0.7%, $k= 1$.

Tamaño de campo (mm x mm)	Distancia fuera del eje (mm)	LET promedio EFTE (keV/ μ m)	LET promedio EFES (keV/ μ m)
100 x 100	0	0.234	1.218
45 x 45	0	0.224	1.175
36 x 36	0	0.222	1.172
31 x 31	0	0.221	1.163
27 x 27	0	0.220	1.163
22 x 22	0	0.219	1.156
18 x 18	0	0.219	1.154
9 x 9	0	0.218	1.163
7 x 7	0	0.218	1.154
100 x 100	60	0.237	1.232
45 x 45	32.5	0.245	1.245
36 x 36	28	0.243	1.255
31 x 31	25.5	0.249	1.260
27 x 27	23.5	0.253	1.308
22 x 22	21	0.274	1.436
18 x 18	19	0.270	1.422
9 x 9	14.5	0.262	1.308
7 x 7	13.5	0.256	1.305
Irregular	13.7	0.221	1.168
100 x 100	70	0.256	1.318
45 x 45	42.5	0.328	1.642
36 x 36	38	0.327	1.638
31 x 31	35.5	0.326	1.636
27 x 27	33.5	0.325	1.599
22 x 22	31	0.312	1.599
18 x 18	29	0.305	1.599
9 x 9	24.5	0.289	1.599
7 x 7	23.5	0.271	1.448
Irregular	23.7	0.275	1.430

Capítulo 5

Discusiones

5.1 Espectro de fluencia total de electrones y energía promedio del electrón

En este trabajo se calcularon los espectros de fluencia de electrones totales y secundarios por unidad de fluencia generados por un haz de rayos-X de 6 MV en un maniquí de agua líquida. Los espectros fueron normalizados por la dosis absorbida por unidad de fluencia en agua líquida y calculados a distintas distancias al eje del haz y a distintas profundidades, para diferentes tamaños de campo. Los resultados muestran que en las regiones de bajas dosis, esto es, en las regiones más alejadas del eje central se registró una mayor fluencia de electrones de bajas energías. La causa principal del cambio de fluencia está asociada con el aumento de fotones dispersados en las fronteras del campo. Se observa que en general, para cualquier tamaño de campo, la fluencia total de electrones aumenta conforme la distancia al eje central es mayor. El incremento de la fluencia total en la región más alejada del eje del haz comparado con la fluencia en las regiones dentro del campo, es del 60% para electrones con energías entre 1 a 10 keV. También se presentan diferencias en la calidad de los espectros, como puede notarse en la Tablas 4.1, 4.2 y 4.3, la energía promedio de los espectros totales de fluencia de electrones aumenta conforme la distancia al eje central

aumenta. Por otro lado, observando los datos de las mismas tablas, puede notarse que la energía promedio del espectro obtenido sobre el eje del haz incrementa conforme el tamaño de campo es menor. Este incremento puede asociarse con el endurecimiento del haz de fotones primario debido a la disminución del tamaño del campo. En las figuras 4.1, 4.2 y 4.3 se observa que la fluencia total de electrones aumenta con la profundidad.

Con respecto a la forma del espectro en la fluencia total, todos los espectros presentan un solo máximo, el cual se atribuye principalmente a electrones generados por efecto Compton. No se observan diferencias significativas en la fluencia y calidad de los espectros calculados dentro del campo de radiación. Los máximos de los espectros obtenidos en regiones dentro del campo de radiación, para los diferentes tamaños de campo se presentan alrededor de los 110 keV, mientras que para los espectros obtenidos fuera del campo se presentan entre los 30 keV y 50 keV. La diferencia de fluencia entre un campo de tamaño $45 \times 45 \text{ mm}^2$ y otro de $7 \times 7 \text{ mm}^2$, a una profundidad de 16.5 mm, sobre el eje central es de alrededor del 21%. Mientras que el aumento de fluencia es del 30% en la superficie comparado con la fluencia registrada a 101.5 mm de profundidad. Con relación a los espectros de electrones secundarios (Figuras 4.8 4.9 y 4.10), la forma de las curvas como función de la energía del electrón no refleja ningún tipo de interacción. Se observa que la fluencia tiende a crecer conforme la energía se acerca a la energía de corte. Al contrario de lo que pasa con la fluencia total de electrones, la fluencia de electrones secundarios tiende a disminuir conforme la distancia al eje del haz aumenta. Por otra parte, la fluencia de electrones secundarios aumenta con la profundidad, existe un aumento del 35% a 101.5 mm de profundidad con respecto a la fluencia registrada en la superficie. Los valores de energía promedio también disminuyen conforme la distancia al eje central crece y aumentan con la profundidad.

En la Figura 4.11 se presenta el cociente entre la fluencia secundaria y la fluencia total de electrones como función de la energía del electrón para un campo de $36 \times 36 \text{ mm}^2$ y $7 \times 7 \text{ mm}^2$. En la figura 4.11a el cociente se calcula a una profundidad de 16.5 mm para distintas distancias al eje del haz. El cociente no presenta diferencias significativas para los espectros calculados dentro de los campos de radiación. La contribución de electrones secundarios para estos espectros es del 60%-95 % para energías entre 1 keV y 10 keV. Para

regiones externas al campo, la contribución de electrones secundarios es del 76%-88% para la energía de 1 keV. Se observa que existe una mayor contribución de electrones secundarios, para el campo de $7 \times 7 \text{ mm}^2$, en la región mas externa para ambos campos.

5.2 LET en agua

Para realizar el cálculo de la transferencia lineal de energía, se utilizó el poder de frenado restringido de colisiones con una energía de corte de 1 keV, para todos los espectros de electrones. Los cálculos de $L_{\Delta,T}$ se realizaron para distintos tamaños de campo cuadrados, que son equivalentes a los campos circulares utilizados en un equipo Cyberknife. Los valores fueron obtenidos a distintas profundidades y diferentes distancias del eje central. En la figura 4.13 se presentan los valores de $L_{\Delta,T}$ corregidos y no corregidos para la fluencia total y secundaria de electrones como función de la distancia del eje central, en un campo de $27 \times 27 \text{ mm}^2$, a una profundidad de 16.5 mm. Puede notarse que existe una mayor diferencia entre los valores de LET corregidos y no corregidos para la fluencia de electrones secundarios. La mayor diferencia para estos valores es de un 30 % y se presenta en la región externa al campo. El alto impacto de la corrección por la falta de fluencia de electrones a energías menores que 1 keV en la LET de electrones secundarios se debe a que la fluencia de electrones secundarios se compone principalmente de energías por debajo de 10 keV. Esta observación concuerda con resultados reportados previamente (Cabrera-Santiago and Massillon-JL 2016). Trabajos recientes (Flores-Mancera UNAM 2018) han demostrado que la probabilidad de la interacción de electrones aumenta a bajas energías, presentando un valor máximo para distintos materiales como el agua a energías menores que 0.1 keV. Los valores de LET corregidos y no corregidos para la fluencia total de electrones presentan una diferencia del 3%.

Para analizar la dependencia de la LET con la profundidad, la figuras 4.14a y 4.14b muestran los valores promedio para la fluencia total y secundaria de electrones en el campo de $45 \times 45 \text{ mm}^2$ como función de la distancia al eje central para 3 valores de profundidad en

agua. Se observa que los valores de $L_{\Delta,T}$ que se calcularon dentro del campo de radiación, disminuyen con la profundidad. Para una profundidad dada, la $L_{\Delta,T}$ aumenta con la distancia al eje central. Sin embargo a 1.5 mm de profundidad este aumento no es significativo, los valores presentan una variación de 1 %. No obstante, a las profundidades de 16.5 mm y 101.5 mm se percibe un aumento significativo en los valores que se encuentran más alejados del eje central y que se sitúan fuera del campo de fotones primario. A una profundidad de 16.5 mm la diferencia de los valores de LET que se calculan dentro del campo de radiación (0.230 keV/ μm) y (0.372 keV/ μm) presentan una diferencia del 38%. El comportamiento de los valores de LET de electrones secundarios con la profundidad y que se encuentran dentro del campo de radiación, es similar al que se presenta en el caso de la LET calculada con el espectro de fluencia total. Por otra parte, los valores de LET de electrones secundarios obtenidos en la superficie (1.532 keV/ μm -1.553 keV/ μm) se mantienen prácticamente constantes (variación de 1%) dentro del campo primario de radiación, y disminuyen de forma notable (variación de 19%) en las regiones exteriores a este (1.250 keV/ μm). A las profundidades de 16.5 mm y 101.5 mm los valores de LET aumentan 19% con la distancia al eje central. En general los valores de LET de electrones secundarios son de 7-6 veces más grandes que los obtenidos con la fluencia total de electrones.

Se puede observar en la Figura 4.15 que a 1.5 mm de profundidad, la LET de la fluencia total de electrones dentro del campo es prácticamente constante para los campos mayores que 3 cm. Los valores se encuentran en un rango de 0.261 keV/ μm -0.264 keV/ μm (variación de 1%). Sin embargo, para campos menores que este tamaño, se observa que la LET disminuye drásticamente (variación de 6%). De manera similar se observa que a una profundidad de 16.5 mm, la LET para la fluencia total disminuye ligeramente conforme disminuye el campo (variación de 2%), hasta alcanzar un mínimo en el campo de radiación de 2.2 x 2.2 cm² (0.227 keV/ μm) y presenta un máximo en el campo de 1.8 x1.8 cm² (0.231 keV/ μm). La diferencia entre este mínimo y el máximo es del 2 %. Para campos menores que 1.8 x1.8 cm², los valores de LET disminuyen en un 2% con respecto al máximo. Mientras que a la profundidad de 101.5 mm la LET disminuye gradualmente con el tamaño de campo. La variación de LET para esta profundidad, entre el campo más pequeño (0.7 x 0.7 cm²) y el campo más grande (10 x 10 cm²) es del 8%.

El comportamiento de la LET para electrones secundarios es similar al obtenido con la fluencia total de electrones. A la profundidad de 1.5 mm, i.e. cerca de la superficie, los valores de LET varían dentro de un 1% para los campos mayores que 3 cm. Mientras en los campos más pequeños, se observa una caída abrupta en el valor de la LET del 8 %. A la profundidad de 16.5 mm la LET de electrones secundarios disminuye ligeramente con el tamaño de campo. A dicha profundidad, la diferencia entre la LET del campo más grande y el más pequeño es del 2%. Por otro lado, a la profundidad de 101.5 mm la LET también disminuye con el tamaño del campo de manera paulatina con una variación máxima de 5% . El hecho de que la LET decrece con el tamaño de campo se debe a que el haz de fotones primario se endurece conforme el tamaño de campo se reduce (Tablas 4.4, 4.5 y 4.6). Por otro lado, se observa que los valores de la LET calculados cerca de la superficie del maniquí son mayores que los valores de la LET calculados en las profundidades de 16.5 mm y 101.5 mm. Esto puede explicarse si se considera que los valores de la LET obtenidos a 1.5 mm de profundidad provienen de la ionización originada por los fotones de bajas energías provenientes del haz primario y de la dispersión producida desde el cabezal del acelerador. Mientras que los valores de la LET obtenidos en las otras profundidades tienen su origen en la ionización originada por el haz de fotones que se endurece con la profundidad.

En el reporte técnico número 483 (TRS-483 2017) mediante simulación Monte Carlo se calcula el cociente de dosis en agua y el kerma de colisión como función del tamaño de campo de radiación, para diferentes haces de rayos-X de alta energía. Esto con el objetivo de mostrar en qué campos se presenta equilibrio de partícula cargada (EPC). Los campos se definen a una distancia fuente-superficie (SSD) de 100 cm y el cociente se obtiene a 5 cm de profundidad en agua dentro del campo. Los resultados muestran que para un haz de 6 MV, el cociente es 1 para campos mayores que 1 cm. Como se puede observar en la Figura 4.15a, el tamaño de campo donde existe EPC es una función de la profundidad ya que la fluencia de electrones que se generan depende de la cantidad de fotones dispersados. Por ejemplo, a la profundidad de 1.5 mm, cerca de la superficie donde se define el tamaño de campo, existe EPC hasta un campo de 3.1 cm de lado (3.5 cm de diámetro equivalente), a 16.5 mm de profundidad, i.e. cerca de la profundidad de dosis máxima d_{max} , dicho campo se reduce a 1.8

cm de lado (2 cm de diámetro equivalente), mientras que a 101.5 mm, no se observa ningún umbral debido a la alta contribución de radiación dispersa. Basándose en este análisis, se puede decir que el valor de 1 cm de diámetro reportado en el Código de Práctica no. 483 como el límite para que haya EPC en un haz de rayos-X de 6 MV es razonable. Esto sugiere que el conocimiento de la LET como función del tamaño de campo y profundidad dentro del campo es un buen indicador de EPC.

Por otra parte, los valores de LET de la fluencia secundaria mostrada en la Figura 4.15b, muestran un comportamiento similar a los valores obtenidos con la fluencia total de electrones a una profundidad de 1.5 mm. A una profundidad de 16.5 mm los valores de LET no presentan variación. Es importante recordar que los electrones secundarios tienen una energía menor que los electrones primarios y en consecuencia un alcance menor, por lo que su depósito de energía ocurre de una manera más local. Por lo tanto, esto explicaría porque no se observa una variación en la LET para la fluencia de electrones secundarios dentro del campo de radiación.

En la figura 4.16 se muestra la LET calculada a 10 mm del borde del campo de radiación a diferentes profundidades para la fluencia total y la fluencia secundaria de electrones. Se observa que a 1.5 mm de profundidad, la LET de la fluencia total de electrones disminuye ligeramente conforme el tamaño de campo disminuye hasta alcanzar un mínimo en el campo de $3.1 \times 3.1 \text{ cm}^2$. Para los campos más pequeños que $3.1 \times 3.1 \text{ cm}^2$ la LET aumenta ligeramente (variación $\sim 2\%$) conforme el campo disminuye. A la profundidad de 16.5 mm, la LET aumenta hasta alcanzar un valor máximo en el campo de $2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$. La variación entre el valor de LET del campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ($0.242 \text{ keV}/\mu\text{m}$) y el valor máximo ($0.298 \text{ keV}/\mu\text{m}$) es del 23 %. Los valores de LET disminuyen para los campos más pequeños hasta alcanzar un valor de $0.277 \text{ keV}/\mu\text{m}$ para el campo de $0.7 \times 0.7 \text{ cm}^2$. La diferencia entre la LET de éste último campo y el máximo valor de LET para esta profundidad es del 8%. El comportamiento de la LET a la profundidad de 101.5 mm es similar al que se presenta a la profundidad de 16.5 mm. La LET aumenta conforme el campo disminuye hasta alcanzar un valor máximo en el campo $2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$. Para los campos de menor tamaño tienden a

disminuir. La variación entre el valor de LET del campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y el valor máximo es del 15 % para esta profundidad.

Para la fluencia secundaria de electrones, la LET disminuye de forma notable con el tamaño de campo a la profundidad de 1.5 mm. La diferencia entre el valor de LET más alto que corresponde al campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y el valor más bajo que corresponde al campo de $0.7 \times 0.7 \text{ cm}^2$, es del 25 %. A la profundidad de 16.5 mm los valores de LET se mantienen prácticamente constantes para los campos mayores que 3 cm. La variación entre dichos valores es menor que el 1%. La LET alcanza un máximo ($0.296 \text{ keV}/\mu\text{m}$) en el campo de $1.8 \times 1.8 \text{ cm}^2$ y luego disminuye con el tamaño del campo. La diferencia entre los valores de LET para los campos mayores que 3 cm y el valor máximo de LET es del 22%. Por otro lado, a la profundidad de 101.5 mm, la LET para campos mayores que 3 cm presentan una variación de 5%. La LET alcanza un máximo ($0.274 \text{ keV}/\mu\text{m}$) en el campo de $2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$. La diferencia entre el valor máximo de LET y el valor de mínimo que se presenta en el campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ es del 16%.

En la figura 4.17 se muestra la LET calculada a 20 mm del borde del campo de radiación a diferentes profundidades para la fluencia total y la fluencia secundaria de electrones. Se observa que a 1.5 mm de profundidad, la LET de la fluencia total de electrones se mantiene prácticamente constante (variación $\sim 2\%$) para campos mayores que 3 cm. En los campos menores que 3 cm la LET aumenta hasta un 5% con respecto a los valores de LET obtenidos para campos de mayor tamaño. La LET a la profundidad de 16.5 mm crece conforme el tamaño del campo aumenta. La diferencia entre el valor máximo que se presenta en el campo de $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ y el valor de LET obtenido en el campo de $0.7 \times 0.7 \text{ cm}^2$ es del 6%. Puede observarse que la LET obtenida para el campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ es menor que la LET para el campo de $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$. La diferencia entre estos valores es del 11%. Se observa un comportamiento semejante para los valores de LET calculados a 101.5 mm de profundidad. La diferencia entre el valor máximo que se presenta en el campo de $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ y el valor de LET obtenido en el campo de $0.7 \times 0.7 \text{ cm}^2$ es también del 6%. La LET calculada con la fluencia secundaria, a una profundidad de 2 mm disminuye con el tamaño de campo. La variación entre el valor máximo (campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$) y el valor mínimo

(campo $0.7 \times 0.7 \text{ cm}^2$) es del 23%. Los valores más pequeños puede explicarse a la gran variación de la fluencia dentro del campo y a la pérdida lateral de equilibrio de partícula cargada.

Capítulo 6

Conclusiones

Se calcularon los espectros totales y secundarios de electrones en agua líquida generados por un haz de rayos X de 6 MV, mediante simulaciones Monte Carlo. Los valores de LET en agua líquida fueron calculados empleando cada uno de los espectros de fluencia, para diferentes campos pequeños de radioterapia.

Se observó un incremento significativo en la componente de baja energía de los espectros de fluencia totales de electrones como función de la distancia al eje central. Este comportamiento fue observado para los diferentes tamaños de campo. Existe un incremento del 60 % en la fluencia total de electrones para energías de 1 a 10 keV para los espectros calculados fuera del campo de radiación, comparados con los espectros calculados dentro del campo de radiación. Mientras que la fluencias de electrones secundarios para este rango de energías disminuyen un 24 %.

Se observó la presencia de electrones de alta energía en los espectros de fluencia total generados por el haz de rayos-X del acelerador. Estos pueden ser atribuidos a la generación de electrones de alta energía dentro del cabezal del acelerador que alcanzan el maniquí de agua, además, esto puede explicar que la energía promedio de la fluencia total de electrones

en regiones externas al campo de radiación tengan un valor mayor que la energía promedio de los fotones.

Los valores de LET promedio en agua líquida aumentan como función de la distancia al eje central. El incremento en los valores de LET como función de la distancia al eje del haz puede ser una razón de la sobre-respuesta que ha sido reportada en la literatura para dosímetros situados fuera del eje central del haz.

Se observó que la LET calculada con la fluencia total de electrones dentro del campo de radiación se mantiene prácticamente constante para campos mayores que 3 cm en la superficie. Mientras que a una profundidad de 16.5 mm los valores de LET se mantienen constantes para campos mayores que 2 cm de lado. La variación en los valores de LET para campos menores que estos tamaños se debe a la gran variación en la fluencia de electrones y a la pérdida de equilibrio de partícula cargada. Por esta razón la LET podría ser considerada como un factor importante en la dosimetría de campos pequeños, para determinar el umbral donde existe equilibrio de partícula cargada.

Bibliografía

- (Alfonso *et al.* 2008) Alfonso R., Andreo P., Capote R., Huq Saiful M., Kilby W., Kjall P., Mackie T., Palmans H., Rosser K., Seuntjens J., Ulrich W., Vatnitsky S., *A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields*, Med. Phys., vol. 35, no. 11., pp. 5179-5186, 2008.
- (Andreo 1991) Andreo P., *Monte Carlo techniques in Medical Radiation Physics*, Phys. Med. Biol., vol. 36, no. 7, pp. 861-920, 1991.
- (Attix 2004) Attix F.H., *Introduction to radiological Physics and Radiation Dosimetry*, USA: WILEY-VCH, 2004.
- (Benmakhlouf *et al.* 2014) Benmakhlouf H., Sempau J., Andreo P., *Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: a PENELOPE Monte Carlo study.*, Med. Phys., vol. 41, no. 4, pp. 041711.1-041711.12, 2014.
- (Bielajew 2001) Bielajew A. F., *Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport*. University of Michigan, 2001.
- (Cabrera-Santiago 2014) Cabrera Santiago A., *Cálculo de espectros en LiF por rayos-X de bajas energías y su transferencia lineal de energía (LET)*, Tesis de maestría UNAM, 2014.
- (Cabrera-Santiago and Massillon-JL 2016) Cabrera-Santiago A and Massillon-JL G, *Track -average LET of secondary electrons in LiF : Mg, Ti in liquid water by 20-300 kV X ray, ¹³⁷Cs and ⁶⁰Co beams*, Phys. Med. Biol., vol. 61, no. 22, pp. 70919-7933, 2016.
- (Cormack and Johns 1952) Cormack D.V. and Johns H.E., *Electron energies and ion densities in water irradiated with 200 keV, 1 MeV and 25 MeV radiation*, Brit. J. Radiol., vol. 25, no. 295, pp. 369-381, 1952.
- (Flores-Mancera UNAM 2018) Flores Mancera M.A., *Cálculo de camino libre medio inelástico y poder de frenado lineal de colisión para electrones de bajas energías en distintos compuestos de interés dosimétrico*, Tesis de licenciatura UNAM, 2018.
- (Gray 1947) Gray L., *The distribution of the ions resulting from the irradiation of living cells*, Brit. J. Radiol. Suppl., vol. 1, no. 17, pp. 7-15, 1947.
- (Hall 2017) Hall E.J., *Radiobiology for the radiologist*, Wolters Kluwer, 2017.
- (Harrison 2017) Harrison R., *Out-of-field doses in radiotherapy: Input to epidemiological studies and dose-risk models*, Phys. Med., no. 17, pp. 239-246, 2017.

- (Hernández-Guzmán *et al.* 2016) Hernández-Guzmán A., Aragón-Martínez N., Gómez-Muñoz A. and Massillon-JL G., *Absorbed dose distribution in liquid water for Cyberknife VSI using radiochromic EBT3 film*, AIP Conf. Proc., vol. 1747, no. 1, pp. 060004-1, 2016.
- (ICRU 1970) ICRU, *ICRU report 16: Linear energy transfer*, Washington, DC: International Commission on Radiation Unit and Measurements, 1970.
- (Jang *et al.* 2007) Jang S., Helen-Liu H. and Mohan R., *Variations in energy spectra and water-to- material stopping-power ratios in three-dimensional conformal and intensity- modulated fields*. Med. Phys., vol. 34, no. 4, pp. 1388-1397, 2007.
- (Kawrakow *et al.* 2016) Kawrakow I., Mainegra-Hing E., Rogers D., Tessier F., and Walters B.R.B., *The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of electron and Foton Transport*, NRCC Report PIRS-701, 2016.
- (Khan and Gibbons 2014) Khan F. M. and Gibbons J. P., *The Physics of Radiation Therapy*, Wolters Kluver, 2014.
- (Lea 1946) Lea D. E., *Actions of Radiations on Living Cells*, New York Cambridge University Press, , London and Macmillan, 1946.
- (Massillon-JL *et al.* 2007) Massillon-JL G., Gamboa de Buen I. and Brandan M. E., *TL response of LiF:Mg,Ti exposed to intermediate energy ^1H , ^3He , ^{12}C , ^{16}O and ^{20}Ne ions*, J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 40, no. 8, pp. 2584-2593, 2007.
- (Massillon-JL 2010) Massillon-JL G., *Dosimetry in steep dose-rate gradient radiation fields: A challenge in clinical applications*, AIP Conf. Proc.1310, vol. 2010, no. 23, pp. 23-28, 2010.
- (Massillon *et al.* 2013) Massillon-JL G., Cueva-Prócel D., Díaz-Aguirre P., Herrera-Martinez F., *Dosimetry for Small Fields in Stereotactic Radiosurgery Using Gafchromic MD-V2-55 Film, TLD-100 and Alanine Dosimeters*, PLoS ONE, vol. 8, no. 5, pp. e63418-5, 2013.
- (Massillon *et al.* 2014) Massillon-JL G., Cabrera-Santiago A., Minniti R., O'Brien M. and Soares C.G., *Influence of phantom material on the energy dependence of LiF:Mg,Ti thermoluminescent dosimeters exposed to 20-300 kV narrow x-ray spectra ^{137}Cs and ^{60}Co photons*, Phys. Med. Biol., vol. 59, no. 15, pp. 4149-4166, 2014.
- (Nahum 1978) Nahum A. E., *Water/air mass stopping power ratios for megavoltage photon and electron beams*, Phys. Med. Biol.,vol. 23, no. 1, pp. 24-38,1978.

- (Podgorsak 2009) Podgorsak E. B., *Radiation Physics for Medical Physicists*, Springer, 2009.
- (Rogers *et al.* 2017) Rogers D., Walters B.R.B., Kawrakow I, *The EGSnrc Code System: BEAMnrc Users Manual*, NRCC Report PIRS-509(A), 2017.
- (TRS-398 2000) Technical Reports Series No. 398, *Absorbed Dose Determination in external Beam Radiotherapy*, IAEA, 2000.
- (TRS-483 2017) Technical Reports Series No. 483, *Dosimetry of small static fields used in External beam radiotherapy*, IAEA, 2017.
- (Zirkle *et al.* 1952) Zirkle R.E., Marchbank D.F., and Kuck K.D., *Exponential and sigmoid survival curves resulting from alpha and x-irradiation of Aspergillus spores*, J. Cell. Comp. Physiol., vol. 39, Suppl.1, pp. 78-85,1952.