



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

Caracterización del Haz de Fotones de un Acelerador Lineal

Jose Miguel Barrera Causil

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias, Escuela de Física.
Medellín, Colombia
2012

Caracterización del Haz de Fotones de un Acelerador Lineal

Jose Miguel Barrera Causil

Trabajo de grado presentado como requisito parcial para optar al título de:
Magister en Ciencias Física

Director:
Doctor, Jorge Anselmo Puerta

Línea de Investigación:
Física Radiológica
Grupo de Investigación:
Grupo de Investigación de Física Radiológica

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias, Escuela de Física.
Medellín, Colombia
2012

Dedicatoria

A Dios, fuente de sabiduría, a mis padres Jose Barrera de Aguas y Pabla Causil Rodriguez por su apoyo, esfuerzo y oraciones, a mis hermanos Elkin, Carlos y Víctor por el amor brindado y apoyo moral, a mi novia Leidy Jhoanna Muñoz por su compañía y amor, y a mis tíos, en especial a Olivia Causil y Alvaro Álvarez (Q.E.P.D).

Agradecimientos

Quiero dar un agradecimiento especial a los profesores del grupo de investigación de Física Radiológica Jorge Anselmo y Javier Morales por los conocimientos brindados en el transcurso de la maestría. A la empresa Varian Medical Systems por la información suministrada, a todos mis amigos los cuales hicieron parte de este proceso.

Resumen

Las energías utilizadas en el tratamiento de cáncer con aceleradores lineales son muy altas. Con el fin de desarrollar un método preciso de verificación de los planes de tratamiento se ha simulado el cabezal de un acelerador lineal de la empresa Varian, con el método Monte Carlo utilizando el código PENELOPE. el documento suministrado por la empresa Varian hace referencia a los aceleradores lineales Novalis TX, Trilogy, Clinac iX, DX, C/D, EX y el cX.

Inicialmente con el paquete PENGEOM de PENELOPE se construyó el cabezal del acelerador que en principio es el mismo en su estructura geométrica para cada una de las series mencionadas. Luego se procedió a simular cada uno de los blancos y filtros aplanadores para las energías de 6, 10, 15 y 18 MeV, por lo que se establecen 4 geometrías. En la primera etapa de la simulación se pone a colisionar un haz monoenergético de electrones para cada uno de los blancos, los parámetros iniciales de este haz se definieron en un archivo con extensión .IN el cual es leído previamente por el programa, en esta parte inicial se colocaron dos detectores uno a la entrada y salida de cada filtro aplanador, para la obtención del espectro y estudiar también la atenuación de cada uno de estos filtros. Con los espectros obtenidos se procedió a la obtención de las curvas de dosis en profundidad, en donde se tuvo en cuenta la información obtenida en la primera parte en la que se utilizó el archivo del espacio de fase para la obtención de los factores de la calidad del haz como lo son el factor $TPR_{20,10}$ y las curvas de dosis en profundidad, estos resultados se compararon finalmente con los encontrados en la literatura.

Palabras clave: acelerador lineal, caracterización, espectro, curvas de dosis, fotones.

Abstract

The energies used in cancer treatment with linear accelerators are very high. To develop an accurate method of verification of treatment plans we have simulated the head of a linear accelerator of the Varian company with the Monte Carlo method using the code PENELOPE. The document provided by the Varian company refers to linear accelerators Novalis TX, Trilogy, Clinac iX, DX, C / D, EX and cX.

Initially with the package PENGEOM of PENELOPE we was built the head of the accelerator which in principle is the same in its geometrical structure for each series mentioned. Then he proceeded to simulate each of the targets and flattening filters for the energies 6, 10, 15 and 18 MeV, so we establishes 4 geometries. In the first stage of the simulation is set to collide with a monoenergetic beam of electrons for each of the targets, the initial parameters of this beam is defined in a file with extension .IN which is read in advance by the program, in this initial part two detectors placed one at the inlet and outlet of each filter flatter to obtain the spectrum and also to study the attenuation of each of these filters.

With the spectra obtained are proceeded to obtain the depth dose curves, where it took into account the information obtained in the first part where the file was used phase space for obtaining quality factors beam such as the $TPR_{20,10}$ and depth dose curves, these results were compared with those found eventually in the literature.

Keywords: linear accelerator, characterization, spectrum, dose curves, photons

Contenido

Agradecimientos	vii
Resumen	ix
1. Introducción	2
2. Revisión de literatura	4
2.1. El acelerador Lineal	4
2.2. Producción de fotones en un acelerador lineal de electrones. Espectro energético	7
2.3. Interacción radiación-materia	8
2.3.1. Sección eficaz y recorrido libre medio	8
2.3.2. Interacción de los fotones con la materia	9
2.3.3. Procesos de interacción de los electrones.	11
2.4. Cantidades físicas para describir haces de fotones	14
2.4.1. Unidades básicas	14
2.5. Especificación de la calidad del haz de fotones	18
3. Materiales y método	20
3.1. Materiales	20
3.1.1. Acelerador Lineal Varian	20
3.1.2. Penelope	21
3.2. Método	26
3.2.1. Creación de la geometría	26
3.2.2. Creación de materiales	29
3.2.3. Archivo de entrada	30
4. Resultados	32
4.1. Obtención del espectro de Fluencia por electrón incidente	32
4.2. Obtención de la curva de dosis en profundidad para las diferentes energías .	34
4.3. Comparación de resultados obtenidos	35
4.4. Cálculo del factor que determina la calidad del haz $TPR_{20,10}$	39
5. Conclusiones y recomendaciones	40
5.1. Conclusiones	40

5.2. Recomendaciones	41
A. Anexos	42
Bibliografía	53

Lista de Figuras

2-1. Esquema general de un acelerador lineal de uso clínico. Se ilustra la fuente de microondas (A), el sistema generador de pulsos (B), la fuente de electrones (C), la guía aceleradora (D), el sistema deflector magnético (E), la lámina dispersora primaria (F), el dispersor secundario o ecualizador (G), el sistema monitor de dosis (H), las mordazas de colimación (I), los sistemas de control automático de frecuencia (J), los sistemas eléctricos y de seguridad (K) y la consola de control (L) [23].	4
2-2. Esquema del tránsito de los electrones por la guía aceleradora. El electrón 1 es acelerado en la primera cavidad resonante, mientras el electrón 2 atraviesa el espacio entre dos cavidades sin variar su energía cinética [22].	5
2-3. Representación esquemática de la distribución espacial de rayos X alrededor de un blanco delgado [19].	8
2-4. Sección Eficaz Diferencial [29].	9
2-5. Mecanismo de interacción de fotones con la materia [29].	9
2-6. Mecanismos de interacción de los electrones [29].	11
2-7. Concepto de fluencia [5].	15
2-8. Configuración experimental para la determinación del índice de calidad del haz Q ($TPR_{20,10}$). La distancia fuente-cámara (SCD) se mantiene constante a 100 cm y las medidas se hacen con $10g/cm^2$ y $20g/cm^2$ de agua sobre la cámara. El tamaño del campo en la posición del punto de referencia de la cámara es de $10cm \times 10cm$. Se puede usar una cámara cilíndrica o una plano-paralela[1]	19
3-1. Transporte de radiación mediante técnicas MC [29]	23
3-2. Estructura general de PENELOPE [21].	24
3-3. Vista en 3D cabezal del acelerador Varian de 6 MV.	27
3-4. Vista en 2D del colimador primario y el filtro aplanador.	27
3-5. Filtro aplanador 6 MV.	28
3-6. Filtro aplanador 10 MV.	28
3-7. Filtro aplanador 15 MV.	28
3-8. Filtro aplanador 18 MV.	29
3-9. Generación de materiales con material.exe, en este caso específicamente el tungsteno.	29

4-1.	Espectros de fluencia de fotones por electrón incidente, con detector a la entrada y salida del filtro aplanador. Energía 6 MV.	32
4-2.	Espectros de fluencia de fotones por electrón incidente, con detector a la entrada y salida del filtro aplanador. Energía 10 MV.	33
4-3.	Espectros de fluencia de fotones por electrón incidente, con detector a la entrada y salida del filtro aplanador. Energía 15 MV.	33
4-4.	Espectros de fluencia de fotones por electrón incidente, con detector a la entrada y salida del filtro aplanador. Energía 18 MV.	34
4-5.	Curvas de dosis en profundidad para 6, 10, 15 y 18 MV, normalizadas al máximo de dosis.	35
4-6.	Espectro obtenido por Mesbahi para el acelerador varian de 6 MV utilizando un detector de 1 cm de radio y a una distancia de 8 cm del blanco.	35
4-7.	Espectros simulado y publicado por Mesbahi, normalizados ambos al máximo de fluencia de fotones por electron incidente.	36
4-8.	Prueba de Kolmogorov-Smirnov, se grafica la densidad de probabilidad de la energía, construida teniendo en cuenta la fluencia en cada punto de la energía.	36
4-9.	Curva de dosis en profundidad para 6 MV.	37
4-10.	Curva de dosis en profundidad obtenida de la calibración de un acelerador Varia de 6 MV.	38
4-11.	Comparación de la curva de dosis en profundidad simulada y la obtenida por calibración.	38

Lista de Tablas

3-1. Composición de los blancos bajo diferentes energías.	20
---	----

1. Introducción

Cada centro de radioterapia debe contar con los medios necesarios tanto materiales como humanos para que la dosis suministrada, ya sea de tratamiento o de diagnóstico radiológico cumpla con los estándares de calidad como lo recomiendan las publicaciones de la Comisión Internacional de Protección Radiológica [24] y disponer de los mecanismos necesarios para corregir desviaciones que puedan afectar al paciente [12][8][1]. Estos elementos constituyen la base de los programas de garantía de la calidad en los servicios de radioterapia y son responsabilidad de cada institución, en particular de los administradores, los jefes de servicio, los médicos y los profesionales de las distintas áreas.

El uso de los aceleradores lineales en radioterapia implica una responsabilidad grande desde el punto de vista dosimétrico, ya que podemos poner en riesgo al paciente por las altas energías manejadas en este tipo de equipos y su distribución espectral. De ahí la importancia de caracterizar el haz de fotones en los aceleradores. Para su caracterización, se hace habitualmente mediante medidas experimentales de la dosis, con diversos tipos de detectores, como cámaras de ionización, diodos, TLD, etc. Hoy en día, la valoración de distribución de la dosis de radiación en la planificación de tratamiento requiere de métodos cada vez más precisos debido a las mejoras tecnológicas disponibles para entregar dosis conformacional. Las mediciones directas de los espectros de los aceleradores lineales clínicos (LINAC) son muy difíciles de realizar, sin embargo la simulación Monte Carlo ha demostrado ser una herramienta adecuada para este fin [32][11].

La simulación Monte Carlo del transporte de la radiación involucra seguir a las partículas individuales incluyendo electrones y fotones a través de una geometría idealizada. La interacción con el material que compone la geometría se basa en principios físicos, e incluye la pérdida de energía, la dispersión y la transferencia de energía a las partículas nuevas o existentes, tales como los fotones por bremsstrahlung y los rayos delta. La simulación Monte Carlo del transporte de la radiación involucra seguir a las partículas individuales incluyendo electrones y fotones a través de una geometría idealizada. En este trabajo se utilizó el código PENELOPE (PENetration and Energy Loss of Positrons and Electrons)[28], en el cual se construyó toda la geometría por medio del paquete PENGEOm de PENELOPE el cual es la base para la obtención de los parámetros para poder caracterizar el haz de fotones del acelerador Varian, gracias a la información suministrada por este fabricante.

El enfoque de este trabajo es caracterizar el haz de fotones de tal manera que se pueda tener conocimiento completo de este, y obtener una mejor distribución de la dosis. Los objetivos de este trabajo son:

- Determinación de la distribución espectral de fotones producidos en un acelerador lineal para las energías más utilizadas en el medio por el método Montecarlo.

- Obtención de curvas dosimétricas en un simulador de agua para haces de fotones.

2. Revisión de literatura

2.1. El acelerador Lineal

Actualmente existen maquinas capaces de generar haces de electrones a altas energías para uso terapéutico, el más usado es el acelerador lineal de electrones. Se sabe que hay distintos tipos de aceleradores dependiendo el fabricante, a continuación mostraremos el esquema general de un acelerador lineal mostrando los componentes más relevantes como se ilustra en la figura 2-1

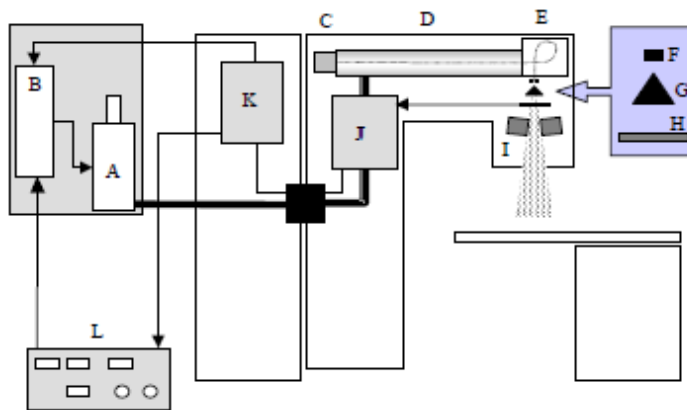


Figura 2-1.: Esquema general de un acelerador lineal de uso clínico. Se ilustra la fuente de microondas (A), el sistema generador de pulsos (B), la fuente de electrones (C), la guía aceleradora (D), el sistema deflector magnético (E), la lámina dispersora primaria (F), el dispersor secundario o ecualizador (G), el sistema monitor de dosis (H), las mordazas de colimación (I), los sistemas de control automático de frecuencia (J), los sistemas eléctricos y de seguridad (K) y la consola de control (L) [23].

- Guía de onda aceleradora

Para uso terapéutico, se utilizan fotones y electrones de hasta $50MeV$, estas energías son alcanzadas gracias a la aceleración del haz de electrones en la guía de onda aceleradora, debido a un campo eléctrico alterno de alta frecuencia. Esta guía de onda esta seccionada por cavidades, en donde cada electrón gana cierta energía ΔE , durante la parte negativa del

pulso. El proceso es repetitivo todas las cavidades, ganando ΔE_i en la i -ésima cavidad. Por tanto en la n -ésima cavidad resonante, tenemos.

$$E = \Delta E_1 + \Delta E_2 + \dots + \Delta E_n \quad (2-1)$$

La guía de onda aceleradora esta ubicada en el gantry, por lo que esta también gira junto con el gantry, en donde los electrones son llevados a través de la guía, focalizados magnéticamente. Los electrones en su paso por cada cavidad interactúan con el campo electromagnético, mientras que entre cavidades el campo generado por las microondas es nulo. En la figura 2-2 Se muestra el tránsito del electrón 1 atravesando una cavidad, en donde la fase de la onda en la cavidad que le sucede tiene tiempo para invertirse, de modo que en esta cavidad el electrón 1 es acelerado nuevamente, mientras que el electrón 2 que se encuentra entre las dos cavidades no es acelerado.

Las velocidades que pueden llegar alcanzar estos electrones son próximas a la velocidad de la luz por tanto se consideran velocidades relativistas.

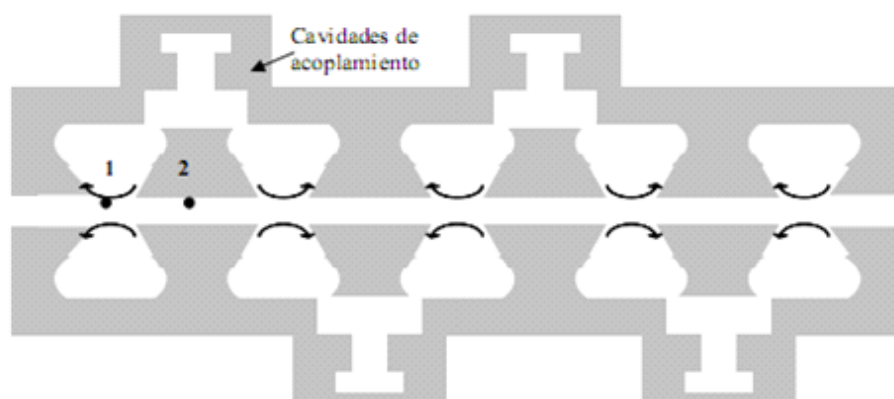


Figura 2-2.: Esquema del tránsito de los electrones por la guía aceleradora. El electrón 1 es acelerado en la primera cavidad resonante, mientras el electrón 2 atraviesa el espacio entre dos cavidades sin variar su energía cinética [22].

La absorción electromagnética es la causa de la aceleración de los electrones en la guía, en donde las primeras cavidades agrupan a los electrones suministrados por el cañón de electrones, mientras que en las cavidades siguientes son las encargadas de la aceleración, con la ayuda de pulsos de microondas de alta potencia suministrados a la guía por un klystron o un magnetrón. Como ya habíamos mencionado estos electrones son acelerados a velocidades próximas a la de la luz.

- Suministro de potencia por microonda.

El Klistron o magnetrón es el encargado de generar las microondas de alta potencia a través de la guía de onda aceleradora, la cual puede estar al vacío o bien contener un gas dieléctrico poco mayor que la presión de la atmosfera.

- Haz pulsado.

Teniendo en cuenta que la energía total disponible para la producción y aceleración del haz, es obtenida a través de la red eléctrica convencional, la alta potencia requerida es generada a través del almacenamiento de la potencia eléctrica producida por el generador, descargándola de forma abrupta a cada dispositivo implicado. De esta manera la acumulación toma lugar durante algunos milisegundos donde la descarga se produce en tiempos de pocos milisegundos. En esta medida, el haz de radiación que se genera no es continuo, sino pulsado. Ya que el conjunto de dispositivos que permite la descarga de forma abrupta es denominada generador de pulsos.

- Fuente termoiónica de electrones.

Los electrones son producidos por efecto termoiónico y son preacelerados a energías cercanas a 150 kV. La carga se controla con una rejilla de control polarizada. El conjunto de fuente, rejilla, focalizador y preacelerador se encuentran conectados a la guía y en donde su interior se encuentra un alto vacío.

- Sistema de deflexión magnético acromático.

La guía de onda aceleradora se encuentra en una posición horizontal o casi horizontal, por lo que el haz de electrones tiene que ser desviado con el fin de orientarlo hacia el blanco, el cual se convertirá en la nueva fuente de fotones con dirección hacia la camilla de tratamiento. Esta desviación se logra haciendo pasar el pulso de electrones por una cavidad de alto vacío que se encuentra acoplada a la guía de onda, en cuyo interior se encuentran unos electroimanes, quienes son los encargados de generar un campo magnético transversal. Estos electroimanes se encuentran muy bien diseñados con el fin de desviar los electrones hacia la ventana de salida, independientemente de la dirección y energía inicial de desplazamiento. El diseño de estos electroimanes es acromático, de tal manera que permite obtener un alto rendimiento en la guía de onda, además, tiene un sistema de colimación de la trayectoria tal que limita la anchura espectral y la divergencia angular del haz. Este sistema acromático también permite tener haces más estables ante pequeñas variaciones de la energía en la guía de onda.

- Ventana de salida refrigerada.

Después de ser desviado el pulso de electrones por medio el sistema de deflexión, este emerge a través de una ventana de salida la cual está diseñada mediante dos finas láminas metálicas a través de las cuales se hace circular un fluido refrigerante con el fin de reducir las altas temperaturas que se producen de la colisión de los electrones con el blanco.

- Blanco.

El blanco de de el acelerador varian esta compuesto de dos capas de materiales, generalmente tungsteno y cobre, generalmente el cobre es para disipar el calor.

- Hojas homogeneizadoras.

Debido a que el espectro del haz de fotones tiene un perfil de fluencia aproximadamente gaussiano y su intensidad es mucho mayor en la región axial que en la región periférica, es necesario un filtro aplanador para evitar que esta falta de uniformidad afecte a la calidad del tratamiento. Este filtro es más grueso en la parte central, tiene una forma cónica tal que el haz de fotones a la salida del filtro sea uniforme.

- Colimadores primarios (mandíbulas o mordazas).

Para ajustar el campo de tratamiento del haz de fotones, es necesario colimarlo con unas mandíbulas o mordazas las cuales están hechas de tungsteno y de un grosor considerable, tal que se pueda delimitar el haz de fotones a la zona de tratamiento.

2.2. Producción de fotones en un acelerador lineal de electrones. Espectro energético

Los electrones son generados por efecto termoiónico, para después ser pulsados a la guía de ondas aceleradora, en donde alcanzan velocidades cercanas a la de la luz, posteriormente este haz de electrones es desviado por el deflector magnético y dirigido al blanco, el cual está hecho de tungsteno y cobre. Este blanco es lo que luego llamaremos fuente del haz de radiación. Al colisionar los electrones con el blanco, estos sufren un frenado muy rápido, produciendo así radiación electromagnética, producto de la pérdida de la energía cinética en la colisión. Este tipo de radiación se conoce como radiación de frenado o bremsstrahlung.

El espectro del haz de fotones es continuo, cuya energía máxima será igual a la de los electrones incidentes. Ahora, un tercio de la energía máxima de estos electrones incidentes será igual a la energía media del haz de fotones. En principio resultarían fotones en todas las direcciones, pero para las energías que se manejan con los aceleradores lineales de uso clínico, que están entre 4 y 25 MV, este espectro predomina direccionalmente hacia delante como se muestra en la figura **2-3**, la cual muestra la distribución angular para los fotones producidos por brumsstrahlung para distintas energías. Podemos notar que para la energía de 6 MV utilizadas en este trabajo el espectro es predominante hacia delante.

Al hablar de un haz de fotones en un acelerador lineal, nos referiremos como energía nominal del haz a la energía máxima de los fotones generados. Al hablar de energías de haces de electrones, expresaremos sus unidades como MeV, puesto que los haces son monoenergéticos. Al referirnos a haces de fotones, expresaremos sus unidades como MV [6].

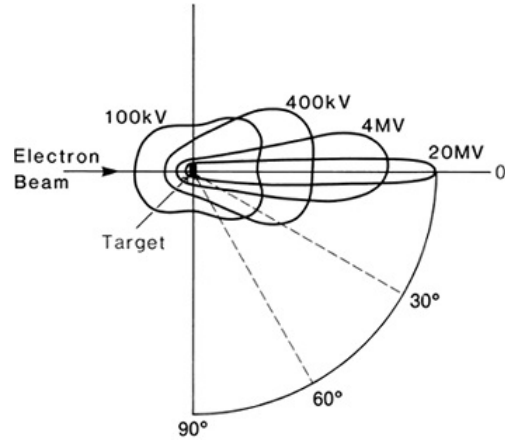


Figura 2-3.: Representación esquemática de la distribución espacial de rayos X alrededor de un blanco delgado [19].

2.3. Interacción radiación-materia

2.3.1. Sección eficaz y recorrido libre medio

Para definir la sección eficaz, inicialmente suponemos un flujo incidente de partículas J_{inc} (número de partículas por unidad de área perpendicular al haz y de tiempo) que incide sobre un cierto blanco. Si a la salida tenemos un detector que cuenta el número de partículas dispersadas por unidad de tiempo \dot{N} que han experimentado una pérdida de energía entre W y $W + \Delta W$ (respecto a la energía inicial E) dentro de un cierto ángulo sólido $d\Omega$ (ver Figura 2-4), la sección eficaz total y diferencial se define como

$$\sigma = \int dW \int d\Omega \frac{d^2\sigma}{dW d\Omega} \quad (2-2)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dW d\Omega} \equiv \frac{\dot{N}}{J_{inc} dW d\Omega} \quad (2-3)$$

Definimos el camino libre medio λ^{-1} como el recorrido medio que recorre una partícula entre dos interacciones consecutivas y que mantiene la relación $\lambda^{-1} = N\sigma$, siendo N el número de partículas por unidad de volumen. Para el caso de fotones se define el coeficiente de atenuación μ como $\mu \equiv \lambda^{-1}$.

PENELOPE permite simular en un rango de energías de las partículas incidentes entre 50 eV y 1 GeV. En este rango tenemos diferentes interacciones de los fotones y los electrones/positrones con la materia.

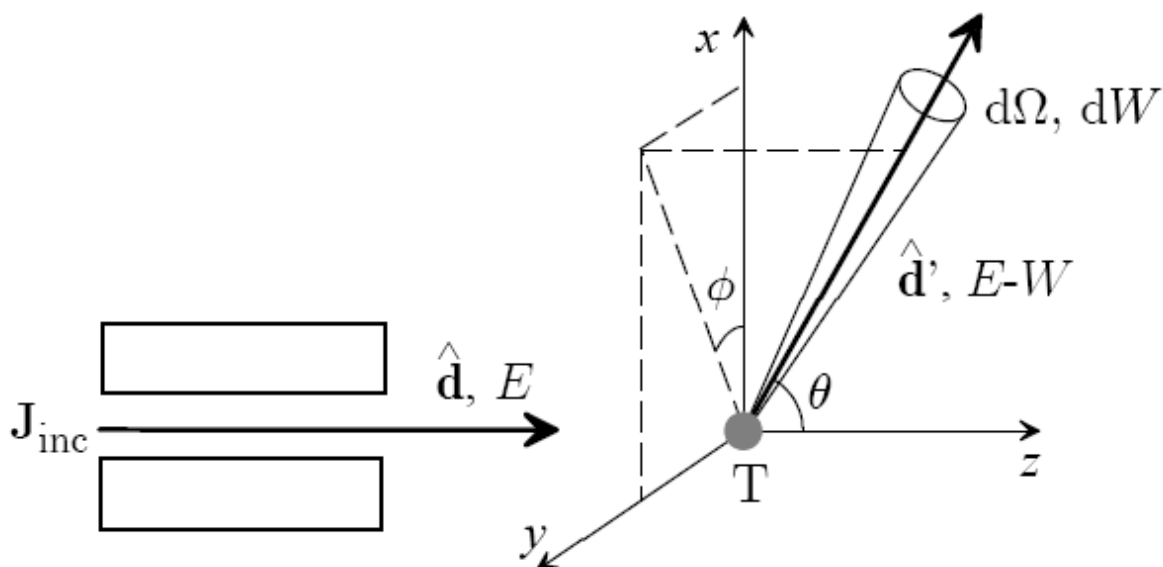


Figura 2-4.: Sección Eficaz Diferencial [29].

2.3.2. Interacción de los fotones con la materia

Los fotones son partículas que no poseen carga ni masa en reposo, por lo que su interacción es inferior a la de las partículas cargadas. Los principales mecanismos de interacción de los fotones con la materia son los que se muestran en la Figura 2-5

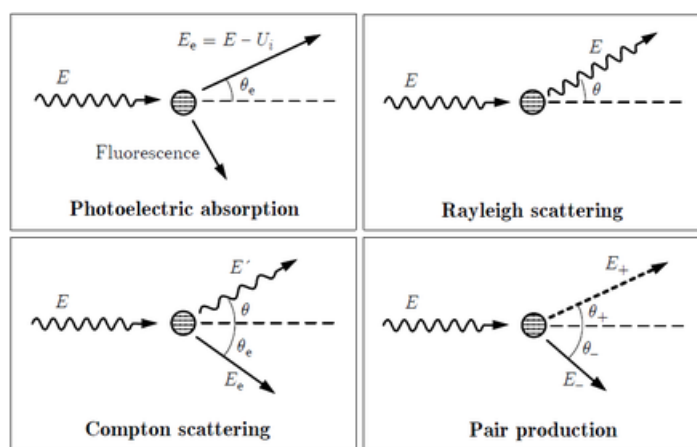


Figura 2-5.: Mecanismo de interacción de fotones con la materia [29].

Dispersión elástica o Rayleigh: El fotón de energía E es dispersado por uno de los electrones del átomo de número atómico Z sin pérdida de energía del fotón, por lo que solo hay una leve excitación del átomo.

Efecto fotoeléctrico: El fotón de energía E es absorbido por el átomo con número atómico

Z y un electrón de la capa i -ésima es emitido con energía $E_e = E - U_i$, siendo U_i la energía de ionización de la capa. Cuando el átomo es desexcitado emite radiación de fluorescencia.

Efecto Compton: Un fotón (E) interactúa con un electrón que lo absorbe y reemite un nuevo fotón con energía $E' < E$. Después de la interacción, el electrón retrocede con una energía E_e .

El electrón sale con un ángulo θ respecto a la dirección de incidencia del fotón, y éste sufre una dispersión de ángulo θ_e . Del principio de la conservación de la energía y del momento lineal deducimos que la energía $E_e = hv'$ del fotón dispersado en función del ángulo de dispersión θ_e .

$$hv' = \frac{hv}{1 + \frac{hv}{m_0c^2}(1 - \cos \theta_e)} \quad (2-4)$$

La energía cinética T del electrón liberado es:

$$T = hv - hv' \quad (2-5)$$

Podemos escribir el ángulo de dispersión θ del electrón, en función del ángulo de dispersión del fotón:

$$\cot \theta = \left(1 + \frac{hv}{m_0c^2}\right) \tan \left(\frac{\theta_e}{2}\right) \quad (2-6)$$

La distribución angular de los fotones dispersados está dada por la fórmula de Klein – Nishina para la sección eficaz diferencial de dispersión:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta_e)}\right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta_e}{2}\right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta_e)^2}{(1 - \cos \theta_e)[1 + \alpha(1 - \cos \theta_e)]}\right) \quad (2-7)$$

donde r_0 es el radio clásico del electrón y $\alpha = \frac{hv}{m_0c^2}$.

Para altas energías del fotón incidente, los fotones tienden a ser dispersados predominantemente hacia adelante (con un ángulo θ_e muy pequeño).

La probabilidad de interacción Compton (por átomo) crece con el número de electrones disponibles y por tanto con Z .

El efecto Compton predomina en medios de bajo Z , como es el caso del cuerpo humano, a las energías habituales en radioterapia, del orden de magnitud de pocos MeV [6].

Producción de pares: Un fotón ($E > 2m_e c^2$) desaparece y la energía es invertida en generar un electrón y un positrón.

2.3.3. Procesos de interacción de los electrones.

El material irradiado con electrones es homogéneo, de densidad ρ y número atómico Z . Esto se asume por simplicidad. A su vez los poderes de frenado se toman como una aproximación de cómo se deposita la energía en función de la distancia recorrida dentro del material, en esta medida se asume que esta energía depositada es muy pequeña al compararla con la energía cinética del electrón. La trayectoria del electrón se simula con una serie de pasos, después de los cuales, la dirección, energía y posición del electrón son nuevamente calculados. Para los cálculos de los poderes de frenado se tiene en cuenta que los electrones interactúan con la materia por medio de distintos procesos con el campo externo nuclear, tales como las colisiones débiles, fuertes, *Bremsstrahlung*, y dispersiones elásticas con núcleos[18].

Se describen ahora las interacciones más importantes en dosimetría de las partículas cargadas. Agrupadas en cuatro categorías, tal como se muestran en las figuras siguientes: “Dispersión inelástica”, “Dispersión elástica”, “Emisión de *Bremsstrahlung*” (captura radiactiva o absorción) y “Aniquilación electrón-positrón”.

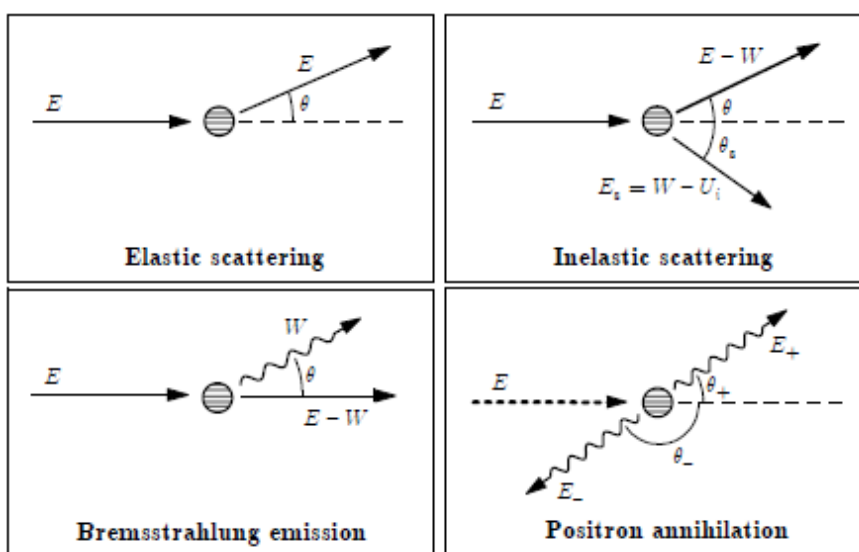


Figura 2-6.: Mecanismos de interacción de los electrones [29].

Dispersiones inelásticas con los electrones atómicos (colisiones débiles).

Las dispersiones inelásticas son producidas cuando la trayectoria de los electrones se encuentra relativamente alejados del átomo y se supone que realiza la interacción con todo el átomo como un conjunto. Al colisionar un electrón de alta velocidad, con un electrón de un átomo, lo expulsa de su órbita produciendo una ionización, por lo que se reduce la energía del primer electrón, la cual es cedida al segundo electrón. Este proceso puede ser repetido por uno o ambos electrones, hasta que la cantidad de energía para cada electrón sea inferior al umbral fijado en la simulación. Estos electrones de baja energía, reaccionarán

eventualmente con átomos produciendo ionizaciones secundarias. En este caso los átomos no son ionizados, pero a los electrones orbitales se les provee de un pequeño exceso de energía que eventualmente ceden en una forma de radiación electromagnética de baja energía.

Las colisiones inelásticas son el mecanismo que domina para energías bajas e intermedias (energías no relativistas), para la pérdida de energía de partículas cargadas incidentes, en particular electrones (o positrones), que pueden ser de tipo excitaciones electrónicas o ionizaciones en el medio.

Los cálculos de las secciones eficaces para colisiones inelásticas pueden obtenerse utilizando los modelos cuánticos de Bethe [16], aunque para materiales densos se requieren correcciones específicas como las sugeridas por Fano [13] y Fermi.

El efecto de una colisión inelástica individual sobre el proyectil (partícula cargada) queda completamente descrito por la pérdida de energía W y la dirección de dispersión, dada por los ángulos (θ, φ) . Para el caso de materiales amorfos, es decir, sin orientaciones preferenciales como los cristales, la sección eficaz inelástica σ_{inel} resulta independiente del ángulo acimutal φ . En estas condiciones, la sección eficaz diferencial inelástica se calcula como:

$$\frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega} = \frac{2\pi q_e^4}{m_e v^2} \left(\frac{2m_e c^2}{WQ(Q + 2m_e c^2)} + \frac{\beta^2 \sin^2(\theta_R) W 2m_e c^2}{[Q(Q + 2m_e c^2) - W^2]^2} \right) \frac{df(Q, W)}{dW} \quad (2-8)$$

donde: Q es la energía de retroceso, $\beta = \frac{v}{c}$, el factor $\frac{df(Q, W)}{dW}$ representa la intensidad del oscilador, que determina completamente los efectos de la colisión inelástica sobre el proyectil y θ_R es el ángulo entre la dirección inicial del proyectil y el momento transferido[18].

Dispersiones elásticas con los electrones atómicos (colisiones fuertes).

En la colisión elástica el electrón incidente es dispersado debido al campo electrostático del núcleo del blanco. Cuando un electrón colisiona elásticamente no hay una pérdida de energía, ni emisión de rayos X, ni excitación del átomo. El electrón es simplemente desviado bruscamente de su trayectoria inicial, lo que hace que los electrones tengan una trayectoria tan discontinua.

Dispersiones inelásticas con los núcleos atómicos (Bremsstrahlung).

Las partículas incidentes sufren fuertes cambios de dirección al interactuar con el campo electrostático de los núcleos (la carga positiva del núcleo actúa sobre la carga negativa del electrón).y esto ocurre cuando las trayectorias son más cercanas al núcleo, con distancias comprendidas entre el radio atómico y el nuclear. En este caso el electrón es traído hacia el núcleo tomando una desviación de su trayectoria original, lo cual origina en su medida la emisión de energía mediante radiación electromagnética (fotones) fenómeno denominado radiación de frenado o *Bremsstrahlung*.

Es allí donde se emite radiación de Bremsstrahlung como consecuencia del cambio de velocidad (aceleración, desaceleración, deflexiones) de partículas cargadas que interactúan electrostáticamente con el campo Culombiano. En este tipo de situaciones la partícula cargada incidente con energía cinética genera un fotón con energía W , que puede variar entre 0 y E . En algunas ocasiones el electrón puede chocar frontalmente con el núcleo generando que toda la energía del electrón aparezca como un único fotón de rayos X (radiación secundaria), proceso que se describe mediante la sección eficaz diferencial en la pérdida de energía W , la dirección final del proyectil y la dirección de emisión del fotón. Para describir la emisión de Bremsstrahlung, uno de los modelos más sencillos es el modelo de Bethe y Heitler [7] con apantallamiento, que resulta válido sólo si la energía cinética del proyectil antes y después de la emisión es mucho mayor a la energía en reposo ($m_0 \cdot c^2$).

Introduciendo un modelo de apantallamiento tipo exponencial con radio característico R , la sección eficaz diferencial de emisión *Bremsstrahlung* $\frac{d\sigma_{Br}}{dW}$, por parte de electrones incidiendo sobre un blanco de número atómico Z resulta:

$$\frac{d\sigma_{Br}}{dW} = r_e^2 \alpha Z(Z + \eta) \frac{1}{W} \left[\epsilon^2 \varphi_1(b) + \frac{4}{3}(1 - \epsilon) \varphi_2(b) \right] \quad (2-9)$$

donde η es la eficiencia de producción de *Bremsstrahlung* en el campo de electrones atómicos, α es la constante de estructura fina, r_e es el radio clásico del electrón, los parámetros ϵ y b están definidos por:

$$\epsilon = \frac{W}{E + m_e c^2} = \frac{W}{\gamma m_e c^2} \quad (2-10)$$

$$b = \frac{R m_e c}{\hbar} \frac{1 - \epsilon}{2\gamma(1 - \epsilon)} \quad (2-11)$$

donde $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 6,58211915 \times 10^{-16} eV$.

Mientras que las funciones φ_1 y φ_2 estan dadas por:

$$\varphi_1(b) = 4 \ln \left(\frac{R m_e c}{\hbar} \right) + 2 - 2 \ln(1 + b^2) - 4b \arctan(b^{-1}) \quad (2-12)$$

$$\varphi_2(b) = 4 \ln \left(\frac{R m_e c}{\hbar} \right) + \frac{7}{3} 2 \ln(1 + b^2) - 6b \arctan(b^{-1}) - b^2 [4 - 4b \arctan(b^{-1}) - 3(1 + b^{-2})] \quad (2-13)$$

Si la probabilidad determina que se cree un fotón Bremsstrahlung se deberá calcular la energía y la deflexión angular del nuevo fotón: la dirección y energía del electrón no cambian porque el promedio ya ha sido tomado en cuenta en las teorías de dispersión múltiple (poder de frenado)[18].

Dispersiones elásticas con los núcleos.

En la dispersión elástica no se generan fotones de energía apreciable, por lo que es un tipo de reacción de escaso interés en dosimetría ya que la partícula incidente apenas pierde energía, aunque origina fuertes desviaciones en la trayectoria del electrón incidente. Se trata de la clásica dispersión de *Rutherford*.

$$\frac{d\sigma_{Rut}}{dW} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right) \frac{1}{\sin^4(\theta)} \quad (2-14)$$

donde, E es la energía del proyectil antes de la colisión y θ es el ángulo de dispersión. Si le energía la expresamos en MeV, es conveniente tomar $e^2 = 1,44 \times 10^{13} \text{ MeV} \cdot \text{cm}$.

Debido a la dependencia funcional $\frac{1}{\sin^4(\theta)}$ la mayoría de estas colisiones resultan en una pequeña deflexión angular de la partícula. Pero a medida que la partícula va penetrando se ve expuesta a muchas de estas interacciones y el efecto final neto es un desvío con respecto a su dirección original.

Aniquilación electrón-positrón.

El proceso de aniquilación implica la conversión de la energía total de un positrón y un electrón en dos fotones de rayos gamma. Se trata de un proceso muy poco probable, (inferior al 1%). Debido a la conservación de la energía y el momento, los fotones emitidos en la desintegración tienen energías de aproximadamente $mc^2 = 0,511 \text{ MeV}$, y sus momentos son casi opuestos[18].

2.4. Cantidades físicas para describir haces de fotones

Se mostraran a continuación las ideas fundamentales y los principios involucrados en la dosimetría de la radiación, independientemente del detector particular que se utilice. Se enfocara además en el análisis de las magnitudes físicas más significativas que describen los haces de fotones para radioterapia externa. Los haces de fotones externos se caracterizan según sus parámetros físicos y se clasifican de acuerdo a su origen, medio de producción y energía..

2.4.1. Unidades básicas

Estas unidades son en base a ICRU 60 [25]

Dosis absorbida

Esta magnitud es utilizada para caracterizar el efecto de un haz de radiación cuando interactúa con un medio. Consideramos una porción de masa dm en el medio atravesado por el

haz de radiación. Podemos definir la dosis absorbida como:

$$D = \frac{d\bar{E}_{ab}}{dm} \quad (2-15)$$

donde $d\bar{E}_{ab}$ es la energía media depositada por el haz en la porción dm del medio. Esta energía depositada o impartida, por el haz al medio es una magnitud estocástica, ya que si observamos esta depende de las interacciones de los fotones con el medio, los cuales son estocásticas. Mientras, la dosis absorbida no es una magnitud estocástica, en su definición se emplea el promedio o valor esperado de la energía impartida. Por tal motivo dm , aunque es considerada según la definición de dosis absorbida como la masa encerrada en un volumen pequeño del medio, no es un infinitésimo en sentido matemático, por consiguiente, podemos decir que éste, no es arbitrariamente pequeño. En esta medida se promediaría sobre un volumen finito.

En el sistema internacional la unidad utilizada para la dosis absorbida es el *julio* \times *kilogramo*⁻¹ que recibe el nombre de *Gray* (Gy).

Fluencia

Supongamos una esfera infinitesimal de sección máxima da centrada en un punto P. Se define la fluencia [25] como el número de partículas que inciden en la esfera por unidad de superficie da :

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (2-16)$$

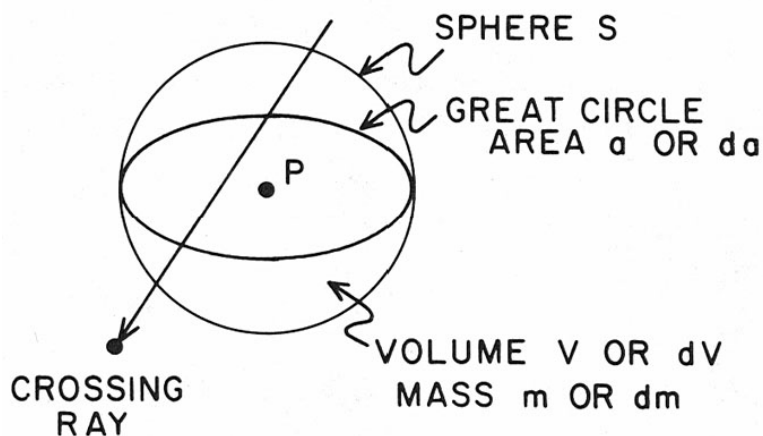


Figura 2-7.: Concepto de fluencia [5].

Por tanto, el concepto de fluencia es una magnitud escalar. Esto se debe a que en radioterapia, las magnitudes de interés van a ser la energía absorbida en un volumen y la dosis absorbida que, como veremos, está directamente relacionada con ella. Ambas son magnitudes escalares. Los fotones que contribuyen a la dosis en un volumen lo hacen independientemente de su dirección de movimiento.

Consideremos un punto P. Imaginemos que da es la “sección eficaz”, que manifiesta este punto, teniendo en cuenta que las partículas que atraviesan da hacen parte de la fluencia en P. Si no tenemos en cuenta la trayectoria de las partículas, el volumen más apropiado centrado sería P, utilizado para caracterizar la fluencia la cual se constituye como una esfera, independientemente de la dirección, ya que la partícula incidente “verá una superficie efectiva (sección eficaz) da ”. Al dividir el número de las partículas que inciden en la esfera entre da obtenemos la fluencia en P. Donde al fijar un plano y considerar el número de partículas que lo atraviesan dividido por el valor absoluto del área, llegamos al concepto de fluencia planar. En este caso nuevamente es un concepto que refleja una magnitud escalar: no tenemos en cuenta la dirección de las partículas. Fluencia y fluencia planar son conceptos similares pero con una pequeña diferencia. En esta medida supongamos la fijación de un plano que pasa por P. Donde cualquier partícula cercana a P con trayectoria paralela al plano fijado no contribuye a la fluencia planar, pero sí a la fluencia (suponiendo, evidentemente, que la cercanía a P da pie para considerar una superficie de área da por la que pase la partícula). La tasa de fluencia se define como la fluencia por unidad de tiempo:

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dN}{da} \right) \quad (2-17)$$

Si tenemos en cuenta la energía de los fotones, podemos definir la fluencia energética como la energía que atraviesa cualquier sección da que podamos formar en la esfera:

$$\Psi = \frac{dE}{da} \quad (2-18)$$

Si el haz es monoenergético, con fotones de energía $h\nu$, la fluencia energética se puede escribir como:

$$\Psi = h\nu \frac{dN}{da} = h\nu \cdot \Phi \quad (2-19)$$

Por último, la tasa de fluencia energética se define de manera análoga a la tasa de fluencia [6]:

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{da} \right) \quad (2-20)$$

Relación entre fluencia y dosis absorbida: el kerma

Consideramos una porción de masa del medio, dm . Definimos el kerma (K) como la energía transferida (suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas puestas en movimiento) por el haz de fotones en la porción de masa considerada dm , dividida entre dm .

$$K = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} \quad (2-21)$$

Análogamente a la definición de dosis absorbida, la magnitud $d\bar{E}_{tr}$ representa la energía promedio transferida por el haz de fotones a las partículas cargadas (electrones y positrones) del medio.

La unidad de kerma en el sistema internacional es el *julio* \times *kilogramo*⁻¹ (*Gray*), al igual que la unidad de dosis absorbida. El kerma se define únicamente para radiaciones indirectamente ionizantes, en las cuales la absorción de energía se produce en dos pasos.

El kerma y la fluencia se pueden relacionar. Consideremos un haz monoenergético de fotones. La fracción de energía transferida al medio en forma de energía cinética de las partículas cargadas puestas en movimiento será proporcional al coeficiente de atenuación lineal μ y recibe el nombre de coeficiente de transferencia de energía, μ_{tr} :

$$\mu_{tr} = \frac{\bar{E}_{tr}}{h\nu} \mu \quad (2-22)$$

donde \bar{E}_{tr} es la energía media transferida por cada interacción por el haz a las partículas cargadas del medio (electrones y positrones) en forma de energía cinética. Si el haz no es monoenergético, se define un μ_{tr} promediado para todas las energías, denotado como $\bar{\mu}_{tr}$.

Ahora podemos relacionar el kerma con la fluencia energética:

$$K = \Psi \frac{\bar{\mu}_{tr}}{\rho} \quad (2-23)$$

donde ρ es la densidad másica del medio.

Podemos separar en el kerma una parte de la energía que se depositará en el medio debido a colisiones duras y blandas y otra que se depositará debido a pérdidas radiativas. Así, consideramos el kerma total como suma del kerma de colisión y el kerma radiativo:

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (2-24)$$

Si denotamos por \bar{g} la fracción media de energía perdida por los electrones por *bremstrahlung*, entonces:

$$K_{col} = K (1 - \bar{g}) \quad (2-25)$$

$$K_{rad} = K\bar{g} \quad (2-26)$$

Ahora tenemos ya todos los conceptos para relacionar dosis absorbida (magnitud que caracteriza la energía impartida por el haz en la masa dm de medio) con fluencia (magnitud que caracteriza el propio haz de radiación) [6].

2.5. Especificación de la calidad del haz de fotones

La mayoría de los protocolos de dosimetría, basados en patrones de kerma en aire y en patrones de dosis absorbida en agua, han recomendado la razón tejido–maniquí, $TPR_{20,10}$, como descriptor de la calidad de un haz de fotones de alta energía [1][2][20].

Para fotones de alta energía producidos por aceleradores de uso clínico, la calidad Q del haz se especifica mediante la razón tejido maniquí, $TPR_{20,10}$. Es el cociente entre las dosis absorbidas en las profundidades de 20 y 10 cm en el maniquí de agua, medidas con una SCD constante de 100 cm y un tamaño de campo de $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ en el plano de la cámara.

La característica más importante del índice de calidad del haz, $TPR_{20,10}$, es su independencia de la contaminación electrónica en el haz incidente. Es también una medida del coeficiente efectivo de atenuación que describe la disminución aproximadamente exponencial de una curva de dosis en profundidad de fotones más allá de la profundidad del máximo de dosis [9][15][10]. Como la $TPR_{20,10}$ se obtiene mediante el cociente de las dosis, no se necesita el uso del factor de corrección por desplazamiento en las dos profundidades cuando se utilizan cámaras cilíndricas. Además, la $TPR_{20,10}$, en la mayor parte de las configuraciones clínicas, no se ve afectada por los pequeños errores sistemáticos en el posicionamiento de la cámara en cada profundidad debido a que la colocación en las dos posiciones se verá afectada de la misma manera.

En la literatura se han propuesto otros descriptores de la calidad del haz, como el porcentaje de dosis en profundidad a 10 cm y la profundidad del 80 % de la dosis en profundidad [4] en donde se hace una revisión de los descriptores de la calidad de los haces de fotones, basada en una descripción proporcionada por ICRU[26]. Se debe recalcar, sin embargo, que no hay un índice de calidad del haz que satisfaga todos los posibles requisitos de ser un índice único para todo el rango de energías de este Código de Práctica y todos los posibles aceleradores usados en hospitales y laboratorios de calibración. Esto es muy importante ya que los haces producidos por los aceleradores no clínicos presentes en algunos laboratorios de calibración, en general no serán idénticos a los de los aceleradores de uso clínico.

La $TPR_{20,10}$ también puede obtenerse mediante la relación sencilla [14]

$$TPR_{20,10} = 1,2661PDD_{20,10} - 0,0595 \quad (2-27)$$

donde $PDD_{20,10}$ es el cociente de los porcentajes de dosis en profundidad en las profundidades de 20 y 10 cm para un tamaño de campo de $10\text{cm} \times 10\text{cm}$, definido en la superficie del maniquí a una SSD de 100 cm. Esta ecuación empírica se obtuvo de una muestra de alrededor de 700 aceleradores y ha confirmado una aproximación anterior [3] usada en [1].

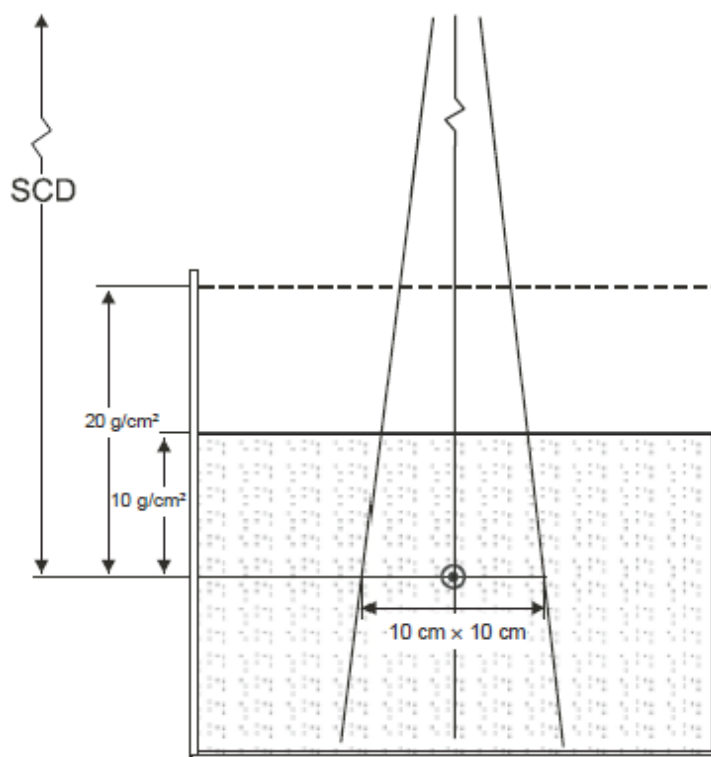


Figura 2-8.: Configuración experimental para la determinación del índice de calidad del haz Q ($TPR_{20,10}$). La distancia fuente-cámara (SCD) se mantiene constante a 100 cm y las medidas se hacen con 10g/cm^2 y 20g/cm^2 de agua sobre la cámara. El tamaño del campo en la posición del punto de referencia de la cámara es de $10\text{cm} \times 10\text{cm}$. Se puede usar una cámara cilíndrica o una plano-paralela[1]

En este trabajo se calculó el $TPR_{20,10}$ con la ecuación 2-27 por lo que obtuvimos los valores de la curva de dosis en profundidad.

3. Materiales y método

3.1. Materiales

3.1.1. Acelerador Lineal Varian

En la sección 2.1 de este trabajo se hizo una descripción general de los componentes de un acelerador lineal, a continuación encontraremos la descripción general de los aceleradores lineales Novalis TX, Trilogy, Clinac iX, DX, C/D, EX y el cX, según el paquete Monte Carlo suministrado por la empresa Varian.

Inicialmente tenemos que el haz de electrones golpea en el blanco, generalmente compuesto de dos capas (algunos son cobre únicamente). La primera capa está hecha de tungsteno (la mayor parte de la producción de fotones *bremstrahlung* se produce aquí). El segundo es de cobre (para una rápida disipación de calor). En la tabla **3-1** mostramos en detalle la composición de los blancos utilizados para las diferentes energías.

Tabla 3-1.: Composición de los blancos bajo diferentes energías.

X-ray target	Material	Thickness (cm)	Notes
6	Tungsten, Copper	0.0889 W, 0.1575 Cu	El blanco se asume como una superficie semi-infinita
10	Copper	0.508 Cu	
15	Tungsten, Copper	0.0635 W, 0.79248 Cu	
18	Tungsten, Copper	0.0635 W, 1.016 Cu	

El tamaño del campo de los haces de rayos X producidos por *bremstrahlung* en el blanco están limitados por el colimador primario el cual esta hecho de tungsteno , luego debajo de este colimador primario se encuentra el filtro aplanador, el cual va a depender de la energia, en este trabajo se simularon 4 filtros aplanadores para las diferentes energias utilizadas, estos filtros están más grueso en medio que en los bordes exteriores para producir un campo de radiación de intensidad uniforme en la profundidad. Los filtros de 6 y 10 MV estan hechos de cobre, mientras que el de 15 MV es de tungsteno y el de 18 MV de acero.

Posterior de los filtros se encuentra la cámara de Ionización las cuales se modelaron con planos paralelos equidistantes, luego de esta se encuentra los colimadores secundarios los cuales están diseñados para ajustar el campo de tratamiento, este colimador esta hecho de tungsteno. Las mandíbulas superiores (Y) viajan a lo largo de un arco de radio de 28cm aproximadamente del blanco.

3.1.2. Penelope

PENELOPE (PENetration and Energy Loss of Positrons and Electrons) es un paquete de subrutinas escrito en Fortran 77 que simula el transporte acoplado de fotones, electrones y positrones utilizando técnicas Monte Carlo [29][30].

La complejidad de la interacción radiación-materia para una geometría y material arbitrarios implica que tengamos que utilizar técnicas numéricas ya que es imposible encontrar una expresión analítica para describir el transporte de partículas en un medio. En la actualidad, la simulación Monte Carlo es la mejor alternativa para tratar este tipo de problemas.

En el ámbito de la física médica, el número de trabajos publicados en los que la simulación Monte Carlo juega un papel fundamental no ha parado de aumentar en las últimas décadas [31][27]. Junto con la creciente disponibilidad de potencia de cálculo, el desarrollo de códigos Monte Carlo cada vez más robustos y exhibibles como PENELOPE está permitiendo avances notables en muchas aplicaciones relacionadas con la física médica.

PENELOPE, de código abierto y libre, está disponible a través de la Nuclear Energy Agency (NEA). (Ver página web: <http://www.oecd-nea.org/globalsearch/search.php?q=penelope>).

PENELOPE: el método Monte Carlo.

Idea general El método Monte Carlo (MC) se define como una técnica numérica no determinista basada en el muestreo aleatorio repetido para obtener el resultado, en esta medida se constituye como un método extensamente usado para simular sistemas físicos cuando es imposible tener una solución exacta con un algoritmo determinista. A diferencia de otras técnicas numéricas, que producen soluciones aproximadas, la ventaja del método MC es que tiene un error absoluto de la estimación que decrece como $\sim 1/\sqrt{N}$, con N el número de historias simuladas, independientemente de la dimensión del problema a estudiar.

Probabilidad y sorteo de números aleatorios La probabilidad que una variable aleatoria esté entre un valor x_1 y $x_1 + dx$ viene determinada por

$$P\{x_1 < x < x_1 + dx\} = p(x_1)dx \quad (3-1)$$

donde $p(x)$ es la función de distribución de probabilidad. La función de distribución de probabilidad acumulada se denota como

$$P(x) \equiv \int_{x_{\min}}^x p(x') dx' \quad (3-2)$$

donde $P(x)$ es una función monótona creciente que varia de 0 a 1. Por lo tanto, si hacemos la transformación $\xi = P(x)$, la nueva variable aleatoria ξ toma valores en el intervalo (0,1). La función de distribución de probabilidad de la variable ξ está relacionada con la de x de la siguiente forma

$$p_{\xi}(\xi) = p(x) \left(\frac{d\xi}{dx} \right)^{-1} = p(x) \frac{dP}{dx} = 1 \quad (3-3)$$

de donde se deduce que ξ está distribuida uniformemente en el intervalo (0,1). Así pues, sorteando valores uniformemente distribuidos entre 0 y 1, podemos obtener x que siguen la distribución de probabilidad $p(x)$ invirtiendo la transformación $x = P^{-1}(\xi)$ [29].

Ésto se llama método de la transformada inversa, pero existen otros métodos para obtener variables aleatorias que sigan cierta distribución de probabilidad a partir de la generación de números aleatorios[21].

Generadores de números aleatorios. Existen diferentes generadores de números aleatorios; el utilizado en PENELOPE es una adaptación de la subrutina RANECU [17], basada en el método congruencial. El método congruencial genera números aleatorios u_i (en realidad son pseudo-aleatorios) uniformemente distribuídos en el intervalo (0,1) de la siguiente forma

$$S_{i+1} = aS_i \text{ mod}(m) \quad u_i = \frac{S_i}{m} \quad (3-4)$$

donde se fijan a y m , enteros positivos con ciertas propiedades para asegurar un buen generador de números aleatorios. S_0 es lo que se llama semilla inicial.

En el caso de RANECU se combinan dos generadores de números aleatorios congruenciales para conseguir números aleatorios con un período de repetición inagotable en las simulaciones prácticas ($T \sim 2,10^{18}$) de la siguiente forma:

$$S_i = (S_i^1 - S_i^2) \text{ mod}(m^1 - 1) \quad (3-5)$$

con los siguientes parámetros: $m^1 = 2147483563$, $m^2 = 2147483399$, $a^1 = 40014$ y $a^2 = 40692$, [21][29].

Simulación del transporte de radiación El método MC nos reproduce la propagación de la radiación en la materia sorteando numéricamente:

- Distancia entre interacciones
- Tipo de interacción
- De exión angular y/o pérdida de energía en la interacción
- Generación de radiación secundaria

Evaluemos con más detalle la simulación del transporte de radiación mediante técnicas MC como se muestra en la figura 2.3. Suponemos que en nuestro problema hay dos tipos de interacciones: A y B, con sus secciones eficaces diferenciales $\frac{d^2\sigma_A}{dWd\Omega}(E; W, \theta, \phi)$ y $\frac{d^2\sigma_B}{dWd\Omega}(E; W, \theta, \phi)$. Las secciones eficaces totales de A y B son σ_A y σ_B ; así pues, la sección eficaz total de interacción será

$$\sigma = \sigma_A + \sigma_B \quad (3-6)$$

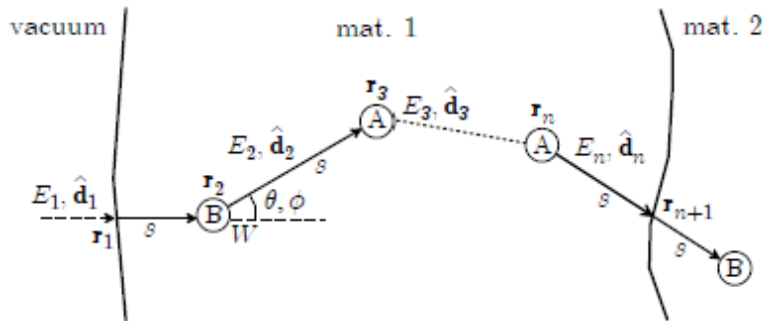


Figura 3-1.: Transporte de radiación mediante técnicas MC [29]

1. Inicialmente tenemos una partícula en un cierto estado inicial, de nido por la posición $\vec{r}(x, y, z)$, energía E y dirección $\vec{d}(u, v, w)$.
2. Sorteamos la longitud s hasta la siguiente interacción.
3. Movemos la partícula $\vec{r} \rightarrow \vec{r} + s\vec{d}$
4. El tipo de interacción lo seleccionaremos según las probabilidades $PA = \sigma_A/\sigma$ y $PB = \sigma_B/\sigma$.
5. El ángulo de dispersión y energía perdida se tendrán que mostrear según la sección eficaz diferencial.

6. La nueva energía y dirección de movimiento serán $E \rightarrow E - W$ y $\vec{d} \rightarrow R(\theta, \phi) \vec{d}$.
7. La simulación consistirá en repetir los pasos anteriores hasta que la partícula deja el material o bien su energía es inferior a una cierta energía de absorción (EABS).
8. Después de simular la vida de una partícula, se tiene que hacer lo mismo para las partículas secundarias a las que ha dado lugar, [21].

Simulación condensada. En la práctica, hacer una simulación como la anterior requiere largos tiempos de cálculo, sobretodo si intervienen electrones de alta energía (un electrón de 1 MeV puede interactuar un millón de veces antes de ser absorbido). Para solucionar este problema se usa la simulación condensada.

La simulación condensada consiste en simular el efecto general de muchas interacciones mediante una única interacción. Concretamente, PENELOPE utiliza la simulación mixta, que combina la simulación detallada para interacciones *hard* y la simulación condensada para interacciones *soft*.

Así pues, consideraremos que una interacción es *hard* cuando el ángulo de dispersión es mayor que un cierto ángulo de nido por el usuario $\theta > \theta_C$ o bien cuando la pérdida de energía es mayor que una cierta pérdida de energía crítica $W \geq W_C$ [21].

La estructura de PENELOPE.

Estructura general PENELOPE es un paquete de subrutinas; por lo tanto, requiere de un programa principal para funcionar, además de ciertos datos de entrada. En la Figura 3-2 se ilustra la estructura general de PENELOPE.

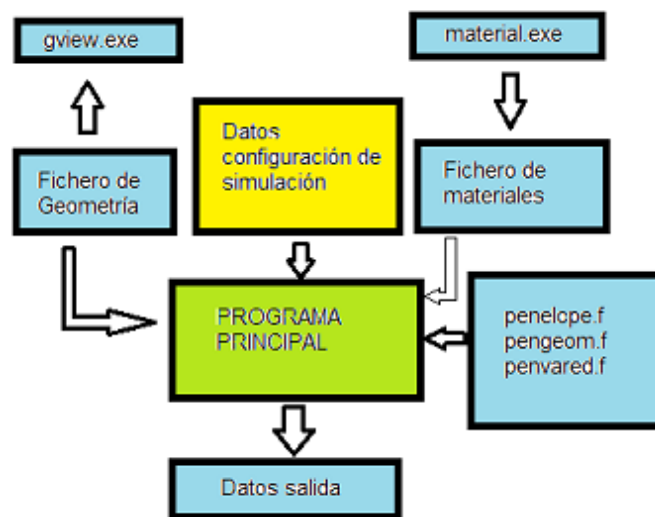


Figura 3-2.: Estructura general de PENELOPE [21].

Las fuentes básicas de PENELOPE son las siguientes:

- **penelope.f.** Paquete de subrutinas para la simulación MC del transporte acoplado de fotones y electrones en un medio homogéneo. Está compuesto de las siguientes rutinas:
 - **PEINIT.** Inicializa el paquete de simulación.
 - **CLEANS.** Inicia una pila donde se guarda el estado de las partículas generadas por una misma historia.
 - **START.** Inicia el transporte de una partícula.
 - **SECPAR.** Lee el estado de una nueva partícula de la pila. Nos retorna LEFT, el número de partículas secundarias generadas que todavía se guardan en la pila.
 - **JUMP.** Determina la distancia hasta la siguiente interacción.
 - **KNOCK.** Simula una interacción.
 - **RAND.** Genera números aleatorios uniformemente distribuidos entre 0 y 1.
- **pengeom.f.** Permite la simulación en cualquier sistema de materiales formado por diferentes cuerpos homogéneos limitados por superficies cuadradas.
 - **GEOMIN.** Lee las variables de entrada del archivo de geometría e inicializa el paquete de geometría.
 - **LOCATE.** Determina el cuerpo (IBODY) y material (MAT) donde se mueve la partícula en cada momento. Si MAT=0, la partícula ha escapado del sistema.
 - **STEP.** Mueve la partícula una cierta distancia DS. Si al mover la partícula una cierta distancia se encuentra una interfaz (NCROSS), se para la partícula en la interfaz y se vuelve a empezar la simulación de la partícula con las condiciones de antes de cruzar la frontera.
- **material.f.** Permite crear el archivo de materiales que contiene la información física de cada material que usaremos en la simulación.
- **penvared.f.** Permite aplicar técnicas de reducción de varianza (técnicas matemáticas para reducir el tiempo en conseguir una cierta incertidumbre en la simulación). PENELOPE también dispone de otras subrutinas/programas:
- **GVIEW.** Programa para visualizar la geometría.
- **SHOWER.** Programa para visualizar la trayectoria de las partículas.
- **EMFIELDS.** Paquete de subrutinas para simular el transporte de partículas en campos electromagnéticos estáticos.
- **TABLES.** Genera tablas con los datos físicos del transporte de radiación[21].

El archivo de geometría Para crear el archivo de geometría, uno de los conceptos básicos a tener en cuenta es el que una superficie se define por una función $\Phi(x; y; z) = 0$ ($\Phi(x; y; z) > 0$ para los puntos de fuera de la superficie y $\Phi(x; y; z) < 0$ para los de dentro). Generaremos nuestros objetos a partir de cuádricas (planos, esferas, cilindros, paraboloides) que se pueden expresar muy fácilmente en su forma reducida:

$$\Phi(x; y; z) = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5 = 0 \quad (3-7)$$

donde los coeficientes I_i solo pueden tomar valores -1, 0 y 1. Aplicando transformaciones de escalado (X-SCALE, Y-SCALE, Z-SCALE), de rotación (OMEGA, THETA) y de traslación (X-SHIFT, Y-SHIFT, Z-SHIFT) podemos obtener cualquier cuádrica en cualquier posición del espacio, [29].

3.2. Método

3.2.1. Creación de la geometría

Inicialmente se arma la geometría teniendo en cuenta la ecuación 3-7 En un archivo con extensión .geo, según la información suministrada por el fabricante. La geometría del cabezal de acelerador lineal se armó tomando varias figuras geométricas y superponiéndolas, las más utilizadas fueron los planos, cilindros, conos y esferas. A continuación se muestra el archivo acel.geo del acelerador lineal de 6 MV, que difiere de los otros solo en el blanco y la estructura del filtro aplanador. En el archivo anexo se puede encontrar el archivo de la geometría completa del acelerador Varian.

En este archivo, podemos notar que el acelerador fue encapsulado en un módulo de aire para hacer mucho más real la simulación, además fue introducido un módulo de agua a 100 cm de la fuente para simular el phantom y obtener la curva de dosis en profundidad en la segunda parte de la simulación. El ángulo dado a las mordazas están dadas para proyectar un campo $10\text{cm} \times 10\text{cm}$.

Se tuvieron en cuenta la mayor parte de la geometría suministrada por el fabricante, en donde se no se tuvo en cuenta los aplicadores ni las multiláminas ya que para el estudio realizado eran irrelevantes.

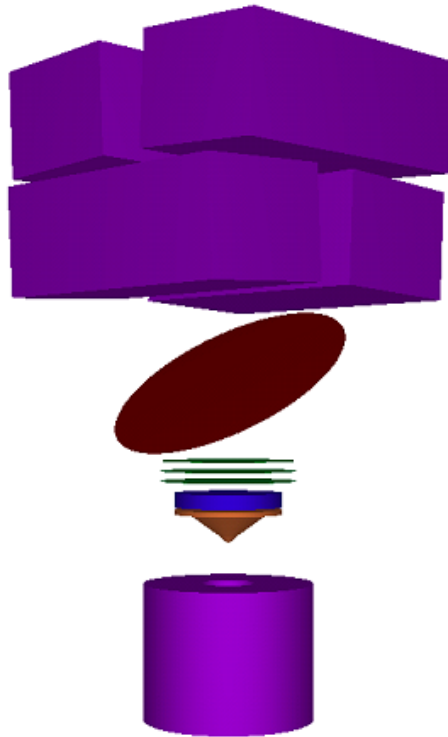


Figura 3-3.: Vista en 3D cabezal del acelerador Varian de 6 MV.

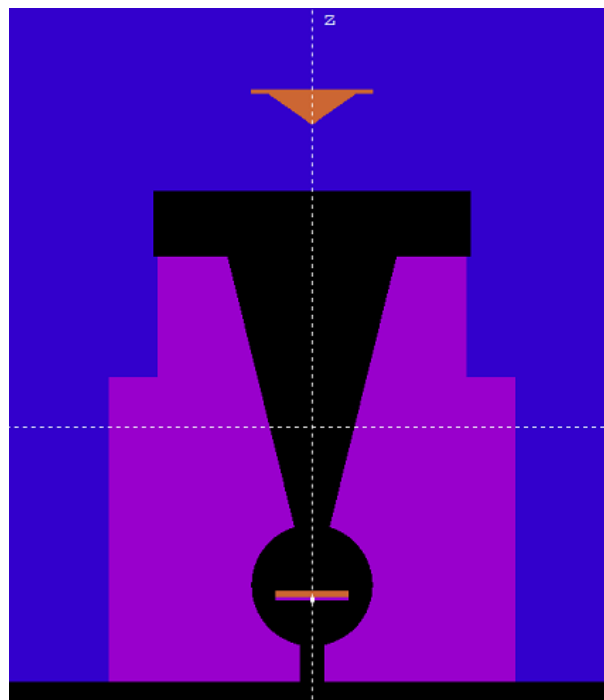


Figura 3-4.: Vista en 2D del colimador primario y el filtro aplanador.

Se simularon también 4 filtros aplanadores y 4 blancos para las energías de 6, 10, 15 y 18 MV utilizando conos segmentados.

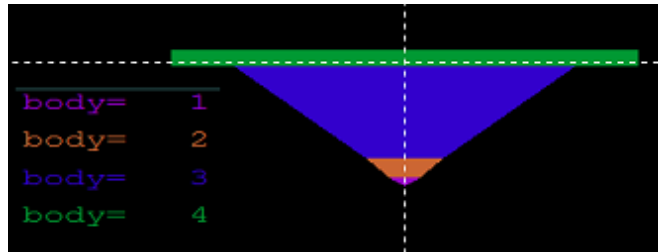


Figura 3-5.: Filtro aplanador 6 MV.

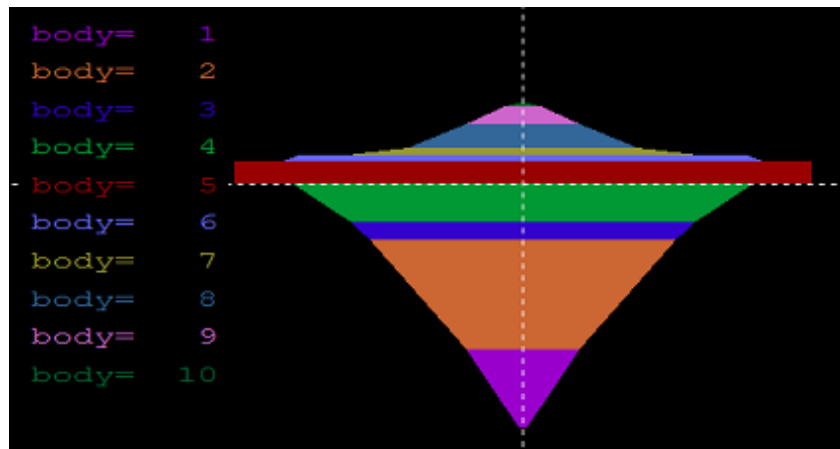


Figura 3-6.: Filtro aplanador 10 MV.

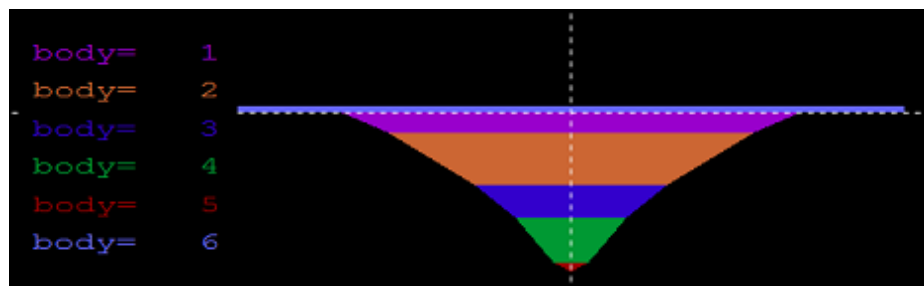


Figura 3-7.: Filtro aplanador 15 MV.

Se ubico el detector después del filtro aplanador, un cilindro de 1.5 cm de radio y 0.1 cm de espesor, el cual nos suministra información y nos arroja los archivos de espacio de fase y el espectro, los cuales se utilizan para la segunda parte de la simulación (se enexo cada uno de estos filtros en los anexos).

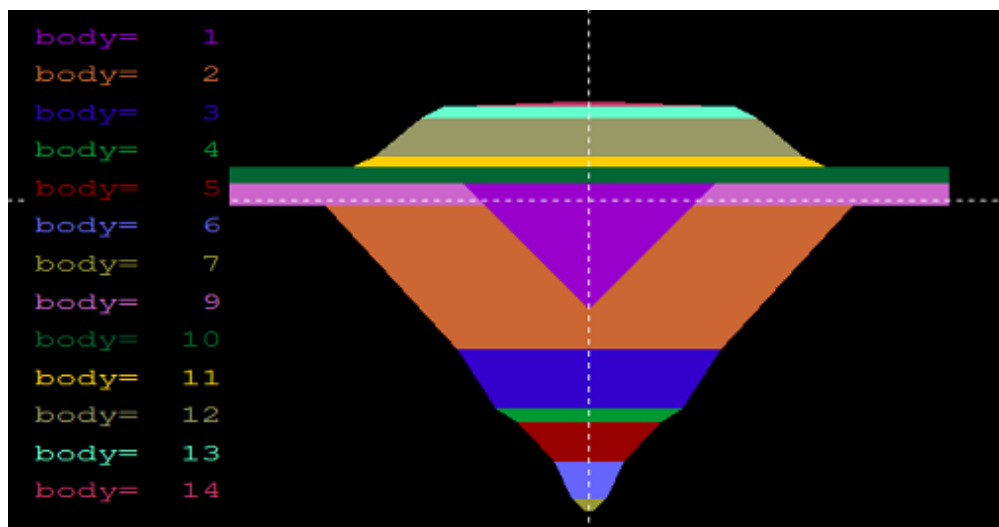


Figura 3-8.: Filtro aplanador 18 MV.

3.2.2. Creación de materiales

Siguiendo las especificaciones del paquete Montecarlo entregado por la empresa Varian, se generaron cada uno de los materiales que componen el cabezal del acelerador en penbase con el ejecutable material.exe.

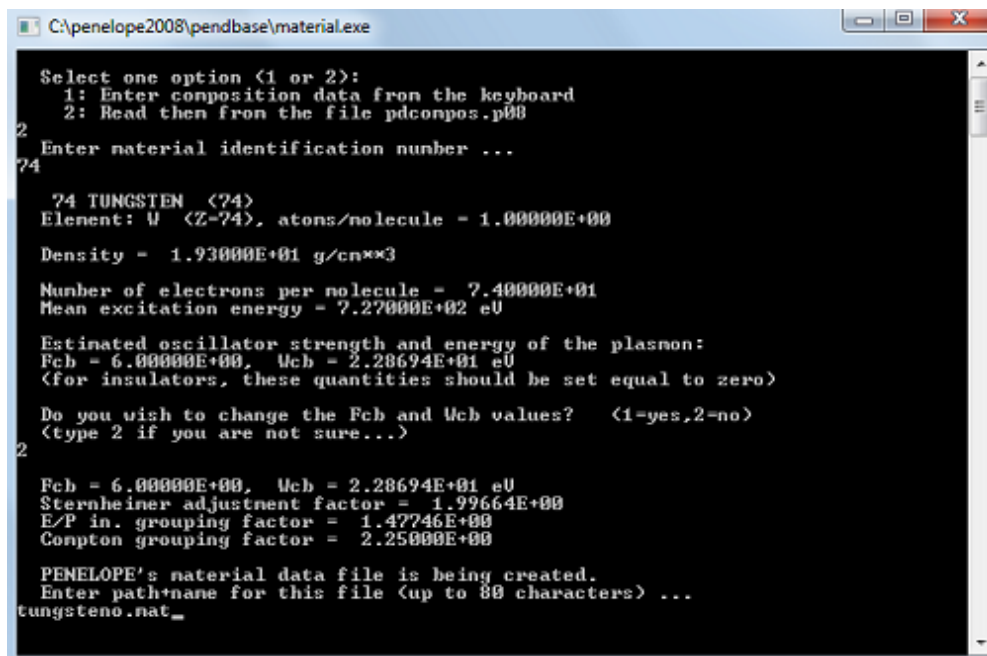


Figura 3-9.: Generación de materiales con material.exe, en este caso específicamente el tungsteno.

3.2.3. Archivo de entrada

En el archivo de entrada con extensión .in, en nuestro caso lo llamamos accel1.in para la primera parte de la simulación en donde interaccionan electrones con el blanco y en la segunda parte de la simulación llamamos accel2.in la cual ya entraría a la interacción de fotones con la materia en donde nuestro blanco se convertirá en fuente de fotones. A continuación el archivo de entrada de datos iniciales para el acelerador Varian de 6 MV.

```
TITLE Simple accelerator head and water phantom (step 1)
A phase-space file named 'pm_psf_impdet_01.dat' is generated.
>>>>>>>> Source definition.
SKPAR 1 [Primary particles: 1=electron, 2=photon, 3=positron]
SENERG 6e6 [Initial energy (monoenergetic sources only)]
SPOSIT 0.0 0.0 -2 [Coordinates of the source]
SCONE 0 0 0 [Conical beam; angles in deg]
.
>>>>>>>> Material data and simulation parameters.
MFNAME tung.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e5 1e4 1e5 0.2 0.2 5e3 1e4 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME cobre.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e5 1e4 1e5 0.2 0.2 5e3 1e4 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME aire.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e5 1e4 1e5 0.2 0.2 5e3 1e4 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME kapton.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e5 1e4 1e5 0.2 0.2 5e3 1e4 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME mylar.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e5 1e4 1e5 0.2 0.2 5e3 1e4 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME agua.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e5 1e4 1e5 0.2 0.2 5e3 1e4 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
.
>>>>>>>> Geometry definition file.
GEOMFN acel.geo [Geometry file, up to 20 chars]
DSMAX 1 9e-3 [KB, maximum step length in body KB]
DSMAX 2 1.6e-2 [KB, maximum step length in body KB]
.
>>>>>>>> Interaction forcing.
IFORCE 1 1 2 15.0 0.1 5.0 [KB,KPAR,ICOL,FORCER,WLOW,WHIG]
IFORCE 1 1 3 15.0 0.1 5.0 [KB,KPAR,ICOL,FORCER,WLOW,WHIG]
IFORCE 1 1 4 15.0 0.1 5.0 [KB,KPAR,ICOL,FORCER,WLOW,WHIG]
IFORCE 1 1 5 15.0 0.1 5.0 [KB,KPAR,ICOL,FORCER,WLOW,WHIG]
```

```

IFORCE 2 1 2 15.0 0.1 5.0 [KB,KPAR,ICOL,FORCER,WLOW,WHIG]
IFORCE 2 1 3 15.0 0.1 5.0 [KB,KPAR,ICOL,FORCER,WLOW,WHIG]
IFORCE 2 1 4 15.0 0.1 5.0 [KB,KPAR,ICOL,FORCER,WLOW,WHIG]
IFORCE 2 1 5 15.0 0.1 5.0 [KB,KPAR,ICOL,FORCER,WLOW,WHIG]
.
>>>>>>> Emerging particles. Energy and angular distributions.
NBE 1e2 6e6 200 [Energy window and no. of bins]
NBANGL 45 24 [No. of bins for the angles THETA and PHI]
.
>>>>>>> Impact detectors (up to 25 different detectors).
IMPDET 1e3 6e6 200 1 2 [E-window, no. of bins, IPSF, IDCUT]
IDBODY 10 [Active body; one line for each active body]
.
>>>>>>> Job properties
RESUME dump1.dat [Resume from this dump file, 20 chars]
DUMPTO dump1.dat [Generate this dump file, 20 chars]
DUMPP 120 [Dumping period, in sec]
.
NSIMSH 2e9 [Desired number of simulated showers]
TIME 2e9 [Allotted simulation time, in sec]
.
END [Ends the reading of input data]

```

Podemos notar que en este archivo encontramos información de la creación del archivo de espacio de fase, fundamental para la segunda etapa de la simulación, además de la energía inicial de los electrones, posición de la fuente, lectura de los materiales, y otros parámetros que nos permitirán generar también el archivo de fluencia.

En la segunda etapa de la simulación encontramos que nuestro blanco será nuestra fuente de fotones. Este nuevo archivo de entrada “accel2.in” permitirá generar información para obtener la curva de dosis en profundidad, la cual es fundamental para los cálculos del $TPR_{20,10}$.

4. Resultados

4.1. Obtención del espectro de Fluencia por electrón incidente

En la primera parte de la simulación obtuvimos para cada energía dos espectros de fluencia de fotones por electrón incidente, uno a la entrada del filtro aplanador y otro a la salida para un campo $10\text{cm} \times 10\text{cm}$, nuestro detector esta hecho de aire y es un cilindro de 1,5 cm de radio por 0.1 de espesor. a continuación los espectros para cada una de las energías.

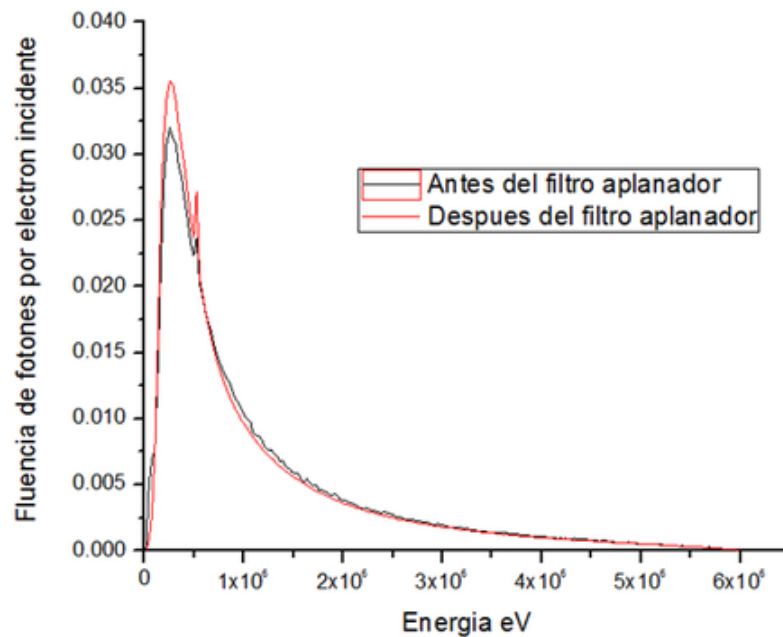


Figura 4-1.: Espectros de fluencia de fotones por electrón incidente, con detector a la entrada y salida del filtro aplanador. Energía 6 MV.

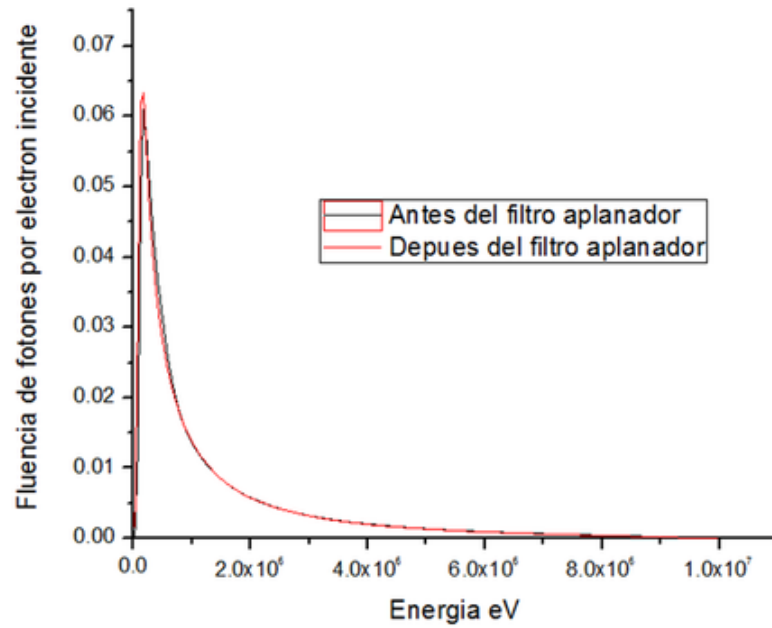


Figura 4-2.: Espectros de fluencia de fotones por electrón incidente, con detector a la entrada y salida del filtro aplanador. Energía 10 MV.

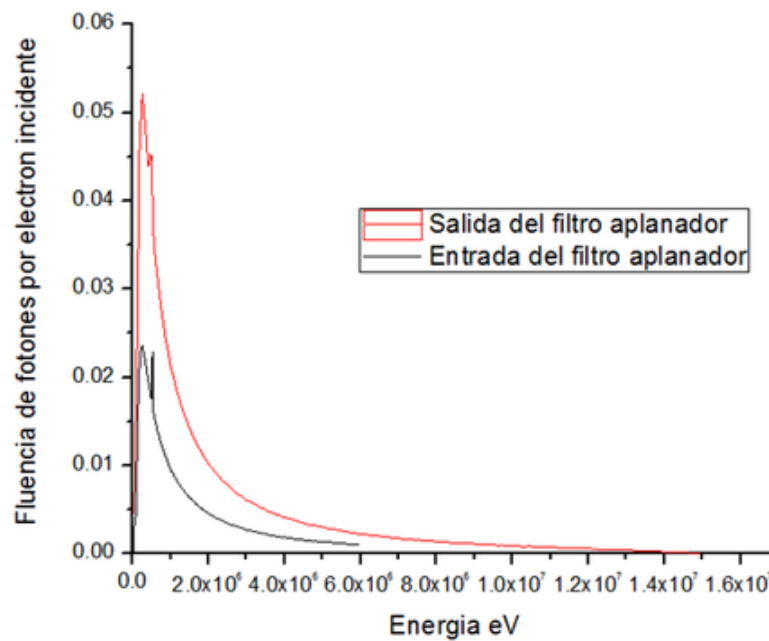


Figura 4-3.: Espectros de fluencia de fotones por electrón incidente, con detector a la entrada y salida del filtro aplanador. Energía 15 MV.

Podemos notar en los espectros que la fluencia de fotones por electrón incidentes es mayor cuando el detector lo colocamos a la salida del filtro aplanador, en donde físicamente se

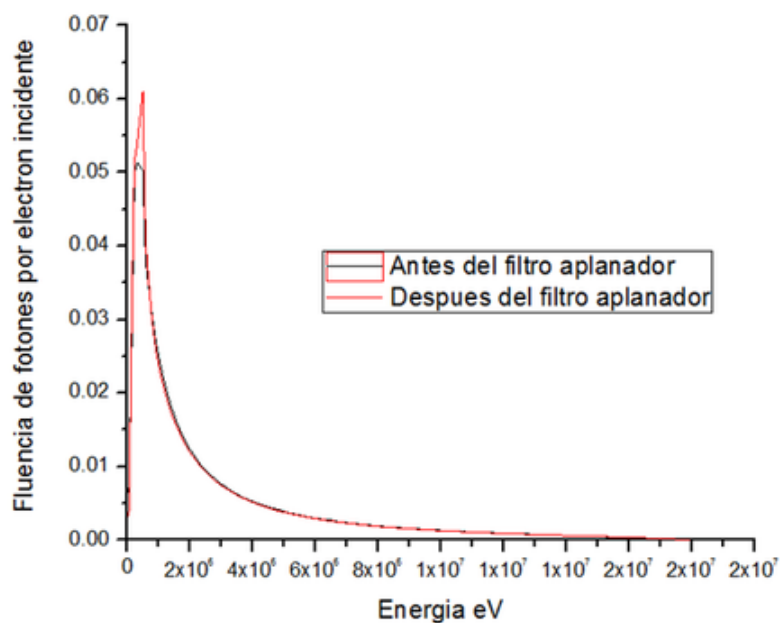


Figura 4-4.: Espectros de fluencia de fotones por electrón incidente, con detector a la entrada y salida del filtro aplanador. Energía 18 MV.

están generando mayor número de partículas secundarias, Además, se puede notar que para el filtro de 15 MV la diferencia se hace relevante, esto se hace relevante ya que el material del filtro aplanador es de tungsteno, mientras el de 8 y 10 MV es de cobre. Sabemos que el tungsteno tiene mayor Z que el cobre, por lo que suponemos tiene mayor probabilidad de generar partículas secundarias.

4.2. Obtención de la curva de dosis en profundidad para las diferentes energías

Con cada uno de los espectros de salida del filtro aplanador se obtuvieron las curvas de dosis en profundidad, para un campo $10\text{cm} \times 10\text{cm}$

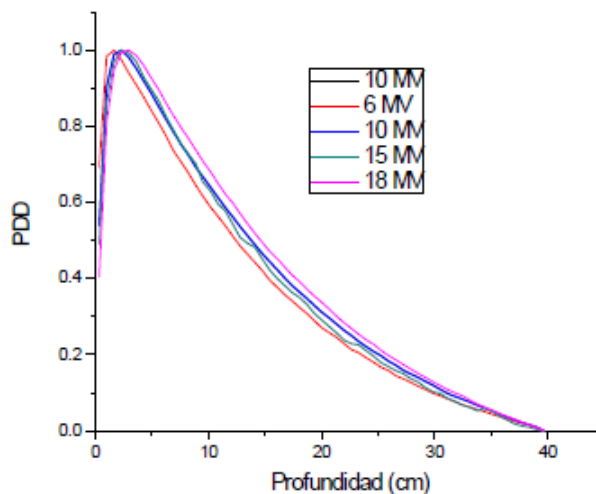


Figura 4-5.: Curvas de dosis en profundidad para 6, 10, 15 y 18 MV, normalizadas al máximo de dosis.

Estas curvas están normalizadas al máximo de dosis en profundidad en donde se puede notar, como era de esperarse que la zona del máximo de dosis va aumentando conforme a la energía.

4.3. Comparación de resultados obtenidos

Para validar nuestro espectro hemos comparado el obtenido en este trabajo para el acelerador que opera a 6 MV con el publicado por A. Mesbahi [17].

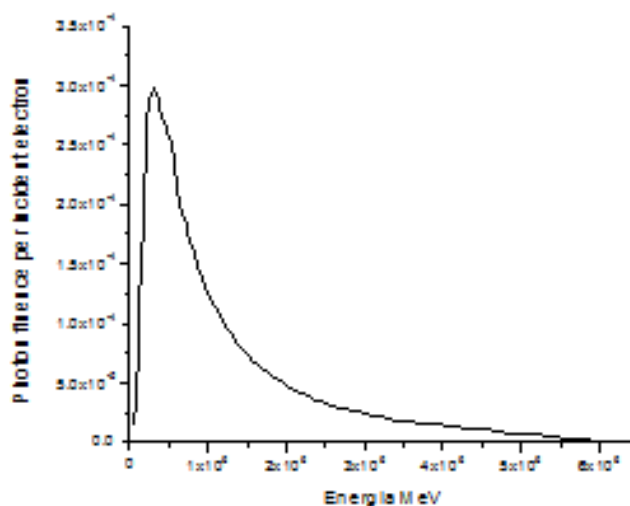


Figura 4-6.: Espectro obtenido por Mesbahi para el acelerador varian de 6 MV utilizando un detector de 1 cm de radio y a una distancia de 8 cm del blanco.

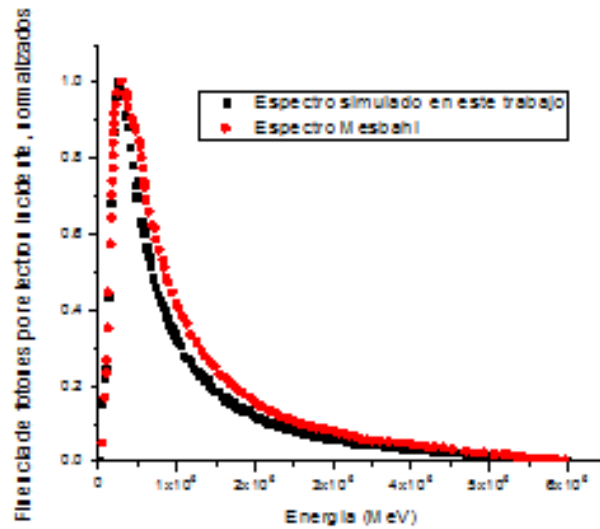


Figura 4-7.: Espectros simulado y publicado por Mesbahi, normalizados ambos al máximo de fluencia de fotones por electrón incidente.

Notamos que las curvas alcanzan su punto de máxima fluencia a energías muy cercanas.

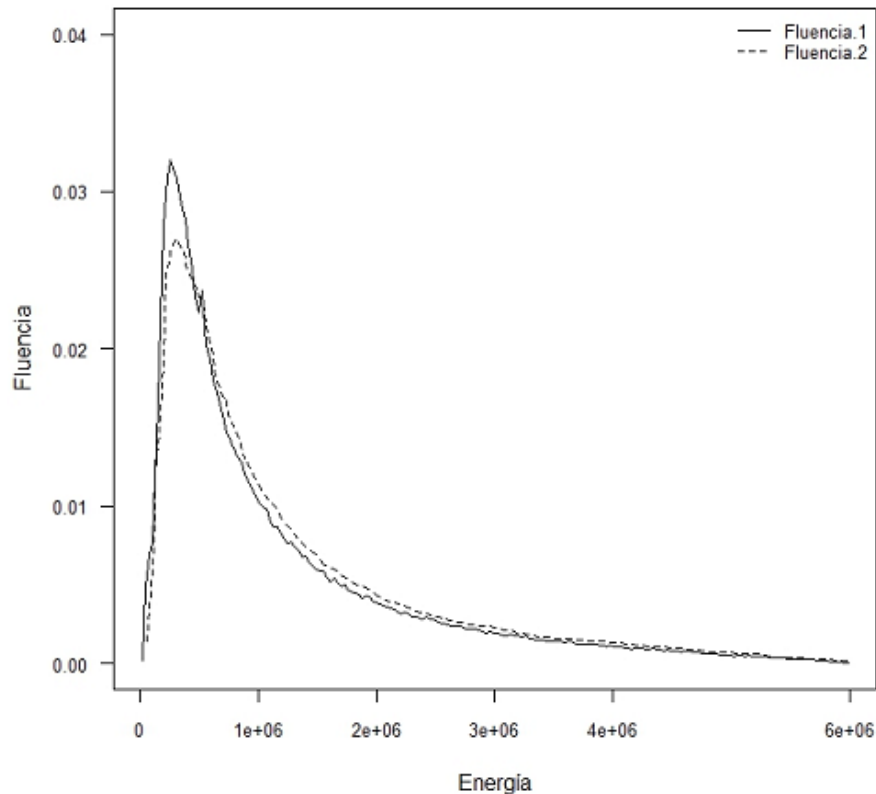


Figura 4-8.: Prueba de Kolmogorov-Smirnov, se grafica la densidad de probabilidad de la energía, construida teniendo en cuenta la fluencia en cada punto de la energía.

Se realizó la prueba de Kolmogorov-Smirnov a los espectros usando la función `ks.test` del software estadístico R, el cual arrojó los siguientes resultados: $D = 0.1262$, $p\text{-value} = 0.04967$. Teniendo en cuenta el valor P, y con un nivel de significancia estadística de 0.01, concluimos que No podemos rechazar la hipótesis nula que nos dice que las funciones son iguales, es decir, las distribuciones son iguales a un nivel de significancia del 1%. Note que con un nivel de significancia del 5% podríamos concluir lo mismo debido a que nos encontramos en el borde de la significancia.

En nuestro caso el detector estaba ubicado a 10 cm del blanco y con un radio de 1.5 cm. Después de tomar este espectro y utilizarlo para encontrar la curva de dosis en profundidad, para 6 MV, la curva obtenida fue la siguiente.

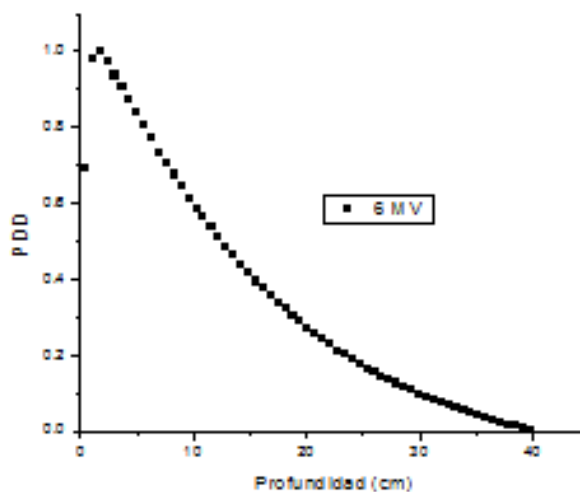


Figura 4-9.: Curva de dosis en profundidad para 6 MV.

Luego de una calibración de un acelerador Varian que opera a 6 MV la curva de dosis en profundidad obtenida para el mismo campo $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ fue la siguiente

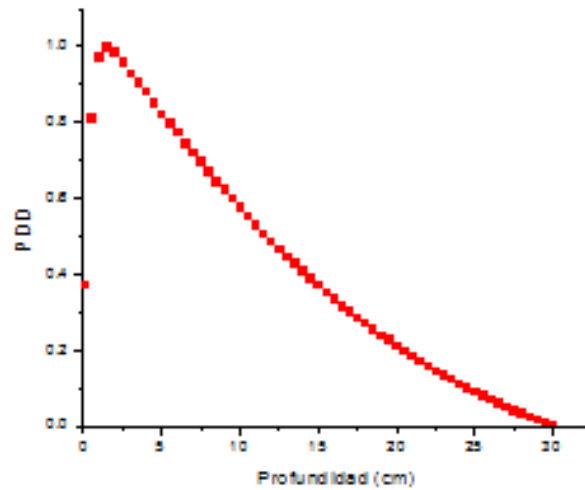


Figura 4-10.: Curva de dosis en profundidad obtenida de la calibración de un acelerador Varian de 6 MV.

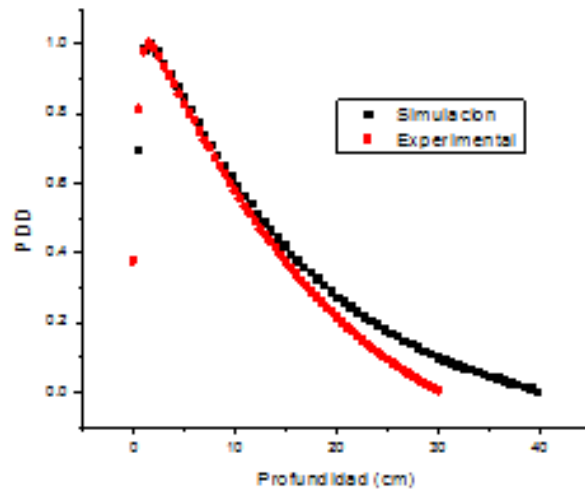


Figura 4-11.: Comparación de la curva de dosis en profundidad simulada y la obtenida por calibración.

Se puede observar que en nuestra simulación se utilizó un módulo de agua de $40\text{cm} \times 40\text{cm}$ mientras que en la curva de calibración experimental se utilizó una cámara de $30\text{cm} \times 30\text{cm}$, por lo que difirió al final de la cola.

4.4. Cálculo del factor que determina la calidad del haz

$$TPR_{20,10}$$

Utilizamos el haz de $6MV$ con un campo $10cm \times 10cm$, y a una distancia fuente superficie de $100cm$ como lo recomienda el Protocolo IAEA TRS 277. Utilizamos la ecuación

$$TPR_{20,10} = 1,2661PDD_{20,10} - 0,0595 \quad (4-1)$$

En donde solo nos queda tomar el $PDD_{20,10}$ que es la razón de la dosis a 20 y 10 cm de profundidad en la curva de dosis en profundidad. Por lo que se interpolaron ciertos datos para encontrar la dosis a esas profundidades. Con $PDD_{20,10} = 0,7000$ tenemos que $TPR_{20,10} = 1,2661PDD_{20,10} - 0,0595 = 0,626$

5. Conclusiones y recomendaciones

5.1. Conclusiones

En la caracterización del haz de fotones se obtuvieron dos espectros para cada energía uno a la entrada y otro a la salida del filtro aplanador en donde se nota un mayor número de fluencia en el espectro de salida, esto físicamente es debido a la generación de partículas secundarias en el filtro aplanador. Además, se puede notar que para el filtro de 15 MV la diferencia se hace relevante, esto se hace relevante ya que el material del filtro aplanador es de tungsteno, mientras el de 8 y 10 MV es de cobre. Sabemos que el tungsteno tiene mayor Z que el cobre, por lo que suponemos tiene mayor probabilidad de generar partículas secundarias.

Para caracterizar el haz de fotones de un acelerador lineal es necesario validar la información, en nuestro caso tomamos el espectro de fluencia de fotones por electrón incidente y lo comparamos con el reportado por Mesbahi, el cual coinciden muy con la energía en el punto de máxima fluencia, además en la prueba de kolmogoroff smirnof pudimos comprobar que las funciones son iguales con un 1% de significancia.

Con los espectros obtenidos pudimos obtener las curvas de dosis en profundidad, en donde se nota en las gráficas que el máximo de dosis en profundidad se va a dando en zonas más profundas, a medida que se aumenta la energía, por lo que la zona build up es más grande. Al tomar la curva de dosis en profundidad para 6 MV y compararla con los obtenidos en una calibración, notamos que son similares, a diferencia en las colas de estas curvas, esto se justifica ya que los tamaños de las los maniqués de agua son diferentes, el de nuestra simulación es de 40 cm y el de la calibración de 30cm.

El TPR_{20,10} es considerado uno de los factores más importantes que determina la calidad del haz, al hacer los cálculos de este factor sobre la curva de dosis en profundidad PDD encontramos que el valor obtenido fue de 0.626, el cual es un valor aceptable dentro de los protocolos establecidos para este factor.

5.2. Recomendaciones

Para la simulación del espectro energético es recomendable utilizar computadores de alta tecnología o en su defecto, utilizar cluster para que las simulaciones no se hagan largas en tiempo.

Si se desea reducir el tiempo de simulación en el cálculo del factor $TPR_{20,10}$ es recomendable hacer el cálculo con la ecuación 2-27 la cual relaciona de manera precisa el $TPR_{20,10}$ con el $PDD_{20,10}$.


```

MODULE ( 7)
0000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 13) Ventana de Vacío
INDICES=( 1, 1, 0, 0,-1)
X-SCALE=( 3.9000000000000000E+00, 0)
Y-SCALE=( 3.9000000000000000E+00, 0)
0000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 14) par de planos para la ventana de vacío
INDICES=( 0, 0, 1, 0,-1)
Z-SCALE=( 8.0000000000000000E-01, 0)
0000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
MODULE ( 9) Ventana de Vacío.
MATERIAL( 0)
SURFACE ( 13), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 14), SIDE POINTER=(-1)
1111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111
Z-SHIFT=( 9.2643009560000000E+00, 0)
0000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 15) Cilindro, impact detector
INDICES=( 1, 1, 0, 0,-1)
X-SCALE=( 1.5000000000000000E+00, 0)
Y-SCALE=( 1.5000000000000000E+00, 0)
0000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 16) Plane Z=-100
INDICES=( 0, 0, 1, 0,-1)
Z-SCALE=( 5.0000000000000000E-02, 0)
0000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
MODULE ( 10) Detector de impacto 1
MATERIAL( 3)
SURFACE ( 15), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 16), SIDE POINTER=(-1)
1111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111
Z-SHIFT=( 1.2623000000000000E+01, 0)
0000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 17) Plano inferior para el cono1 del filtro aplanador
INDICES=( 0, 0, 0, 1, 0)
Z-SHIFT=( 0.0000000000000000E+00, 0)
0000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 18) Plano superior para el cono1 del filtro aplanador
INDICES=( 0, 0, 0, 1, 0)

```

```

Z-SHIFT=( 1.7411764700000000E-01, 0)
00000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 25) cone 3 del filtro aplanador
INDICES=( 1, 1,-1, 0, 0)
Z-SCALE=( 6.9647058800000000E-01, 0)
00000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
MODULE ( 13) Filtro aplanador cono 3. Cu
MATERIAL( 2)
SURFACE ( 23), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 25), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 24), SIDE POINTER=( 1)
111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111
Z-SHIFT=( 1.1703882350000000E+01, 0)
00000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 26) Cicindro base del filtro aplanador Cu
INDICES=( 1, 1, 0, 0,-1)
X-SCALE=( 1.5000000000000000E+00, 0)
Y-SCALE=( 1.5000000000000000E+00, 0)
00000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 27) par de plano en Z para el cilindro
INDICES=( 0, 0, 1, 0,-1)
Z-SCALE=( 5.1500000000000000E-02, 0)
00000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
MODULE ( 14) cilindro
MATERIAL( 2)
SURFACE ( 26), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 27), SIDE POINTER=(-1)
111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111111
Z-SHIFT=( 1.2521500000000000E+01, 0)
00000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 28) Cicindro camara de ionizacion
INDICES=( 1, 1, 0, 0,-1)
X-SCALE=( 4.7625000000000000E+00, 0)
Y-SCALE=( 4.7625000000000000E+00, 0)
00000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 29) par de planos camara de ionización
INDICES=( 0, 0, 1, 0,-1)
Z-SCALE=( 6.3500000000000000E-03, 0)
00000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
SURFACE ( 30) par de planos camara de ionización

```


Bibliografía

- [1] AGENCY, International Atomic E. *Design and implementation of a radiotherapy programme: clinical, medical physics, radiation protection and safety aspects*. Vienna: IAEA; 2005
- [2] AMERICAN ASSOCIATION OF PHYSICISTS IN MEDICINE, Task Group 2.: A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams.
- [3] ANDREO, A. Brahme A.: Chamber-dependent wall correction factors in dosimetry.
- [4] ANDREO, P.: On the beam quality specification of high-energy photons for radiotherapy dosimetry. 27 (2000), p. 441–444
- [5] ATTIX, F.: *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Germany : John Wiley and Sons, 1986
- [6] AZCONA, J.: *Desarrollo de un sistema de verificación de tratamientos en radioterapia con modulación de intensidad*. Navarra, España, Universidad de Navarra, Tesis de Doctorado, 2007
- [7] BETHE, H. ; HEITLER, W.: On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons.
- [8] BORRÁS, C.: Organización, desarrollo, garantía de calidad y radioprotección de los servicios de radiología: imaginología y radioterapia.
- [9] BRAHME, H.: Radiation beam characteristics of a 22 MeV microtron. 18 (1979), p. 244–272
- [10] BRAHME, P.: Dosimetry and quality specification of high energy photon beams. 25 (1986), p. 213–223
- [11] CASTELLANO, G. ; BRUSA, D. ; CARRARA, M. ; GAMBARINI, G. ; VALENTE, M.: An optimized Monte Carlo (PENELOPE) code for the characterization of gel-layer detectors in radiotherapy.
- [12] DE ENERGÍA ATÓMICA, Organismo I. *Aspectos físicos de la garantía de calidad en radioterapia: protocolo de control de calidad*. Viena: OIEA; 2000

-
- [13] FANO, U.: Differential Inelastic Scattering of Relativistic Charged Particles. En: *Phys. Rev.* 102 (1956), p. 385–387
- [14] FOLLOWILL, R. Tello V. Hanson W.: An empirical relationship for determining photon beam quality in TG-21 from a ratio of percent depth doses. 25 (1998), p. 1202–1205
- [15] GREENING, J.: *Fundamentals of Radiation Dosimetry*. New York, United States : Taylor and Francis group, 2005
- [16] HANS, A. ; SALPETER, E.: *Quantum Mechanics Of One- And Two-Electron Atoms*. Dover Publications, 2008
- [17] JAMES, F.: A review of pseudorandom number generators.
- [18] JUSTE, B.: *Aplicación del Método de Monte Carlo a la Planificación en Radioterapia y a la Reconstrucción de Espectros de Fotones de Aceleradores Lineales de Partículas (LinAc)*. Valencia, España, Universidad Politécnica de Valencia, Tesis de Doctorado, 2011
- [19] KHAN, F.: *The Physics of Radiation Therapy*. Minneapolis, Minnesota : Lippincott Williams and Wilkins, 2003
- [20] LILLICRAP, B. Williams J. ; WILLIAMS, P.: Code of Practice for high-energy photon therapy dosimetry based on the NPL absorbed dose calibration service.
- [21] MARTINEZ, I.: *Diseño y optimización del aplicador de un acelerador tipo microtrón para radioterapia intraoperatoria*, Universidad de Barcelona, Tesis de Grado, 2008
- [22] MEDINA, A.: *Influencia de la contaminación de electrones en la dosimetría de haces de fotones de uso clínico*. Granada, España, Universidad de Granada, Tesis de Doctorado, 2005
- [23] PACHECO, M.: *Efectos de la dispersión múltiple en la simulación realista de aceleradores lineales de uso clínico*. Navarra, España, Universidad de Navarra, Tesis de Doctorado, 2009
- [24] PROTECTION, Radiological ; IN MEDICINE, Safety. *ICRP Publication 73*. 1990
- [25] ON RADIATION UNITS, International C. ; MEASUREMENTS. *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*. 1998
- [26] ON RADIATION UNITS, International C. ; MEASUREMENTS. *Dosimetry of High-energy Photon Beams Based on Standards of Absorbed Dose to Water*. 2001
- [27] ROGERS, D.: Monte Carlo techniques in medical radiation physics.

-
- [28] SALVAT, F. ; FERNANDEZ-VAREA, J. ; SEMPAU, J.: *PENELOPE, A system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport*. France : NEA, 2003
- [29] SALVAT, F. ; FERNANDEZ-VAREA, J. ; SEMPAU, J.: *PENELOPE, A system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport*. Issy-les- Moulineaux, France : OECD-NEA, 2006
- [30] SEMPAU, E. Baro J. Fernández J . Salvat F.: An algorithm for Monte Carlo simulation of coupled electron-photon transport.
- [31] SEMPAU, E. Baro J. Fernández J . Salvat F.: Monte Carlo techniques in medical radiation physics.
- [32] VALENTE, M. ; AON, E. ; BRUNETTO, M. ; CASTELLANO, G. ; GALLIVANONE, F. ; GAMBARINI, G.: Gel dosimetry measurements and Monte Carlo modeling for external radiotherapy photon beams. Comparison with a treatment planning system dose distribution.