



UNIVERSIDAD PEDAGÓGICA Y TECNOLÓGICA DE COLOMBIA

CÁLCULO DE LA DISTRIBUCIÓN ESPACIAL DE DOSIS EN UNIDADES DE COBALTO  
USADAS PARA TRATAMIENTOS DE RADIOTERAPIA

Presentado por

**Fabián Piñeros Rodríguez**

Como requisito para optar al título de Físico

Director

Dr. Segundo Agustín Martínez Ovalle

Universidad Pedagógica Y Tecnológica de Colombia

Facultad de Ciencias

Escuela de Física

## **Dedicatoria**

*A mi Familia*

*A mi Familia por su apoyo incondicional y estar siempre a mi lado.*

## Agradecimientos

*A mi director Dr. Segundo Agustín Martínez Ovalle, por su paciencia y colaboración en este proceso.*

*Al grupo de Física Nuclear Aplicada y Simulación.*

# Índice general

<b>1. Radiación y materia</b>	<b>1</b>
1.1. Radiación gamma	1
1.2. Atenuación de un haz de fotones	2
1.2.1. Coeficiente de atenuación	3
1.2.2. Coeficiente de transferencia de energía	4
1.2.3. Coeficiente de absorción de energía:	4
1.3. Interacción radiación materia	5
1.3.1. Efecto fotoeléctrico	6
1.3.2. Dispersión coherente	7
1.3.3. Dispersión incoherente	7
<b>2. Monte Carlo con MCNPX</b>	<b>9</b>
2.1. Método Monte Carlo	9
2.1.1. Componentes de una simulación Monte Carlo	10
2.1.2. Números aleatorios	10
2.1.3. Números pseudoaleatorios	11
2.1.4. Error relativo	11
2.2. Código MCNPX	12
2.2.1. ¿Qué hace MCNPX?	12
2.2.2. Geometría en MCNPX	14
2.2.3. Superficies	14
2.2.4. Celdas	14
2.2.5. Especificación de los materiales	14
2.2.6. Especificaciones de la fuente	14
2.2.7. Estimadores en MCNPX (Tallys)	15
2.2.8. Transporte de fotones	15
2.2.9. Unidades utilizadas por MCNPX	16
<b>3. Radioterapia</b>	<b>17</b>
3.1. Cobaltoterapia	17
3.1.1. Cobalto 60	17
3.1.2. Fluencia de partículas	18
3.1.3. Fluencia de energía	18
3.1.4. Dosis absorbida	19

3.2. Distribución de dosis en profundidad . . . . .	20
3.2.1. Porcentaje de dosis en profundidad . . . . .	20
3.2.2. Relación entre la profundidad y la energía del haz . . . . .	21
3.2.3. Maniquí de cálculo . . . . .	22
3.3. Unidad de Cobaltoterapia . . . . .	22
3.3.1. Fuente y Blindaje . . . . .	23
<b>4. Resultados</b>	<b>25</b>
4.1. Características de la simulación . . . . .	25
4.1.1. Geometría simplificada . . . . .	25
4.1.2. Maniquí de agua . . . . .	27
4.1.3. Características de la fuente simulada . . . . .	28
4.2. PDD y perfil . . . . .	29
4.3. Perfiles a diferentes profundidades . . . . .	31
<b>5. Conclusiones</b>	<b>35</b>

# Índice de figuras

1.1. Coeficiente de atenuación másico para diferentes elementos, Turner J.E, (1995). . . . .	4
1.2. Coeficiente de absorción de energía para diferentes elementos, Turner J.E, (1995). . . . .	5
1.3. Grafica coeficiente de atenuación másico contra energía de incidencia del fotón Turner J.E, (1995). . . . .	7
3.1. Esquema de decaimiento del $^{60}\text{Co}$ . . . . .	18
3.2. Porcentaje de dosis en profundidad donde $d$ es cualquier profundidad y $d_0$ es la profundidad de referencia de dosis máxima, Khan F. M. (2010). . . . .	20
3.3. Distribución de dosis en profundidad para diferentes haz de fotones, Khan F. M. (2010). . . . .	21
3.4. Unidad de cobaltoterapia Hospital Cancerológico de Tunja . . . . .	23
3.5. Cabezal unidad de cobaltoterapia, Khan F. M. (2010). . . . .	24
4.1. Geometría simplificada . . . . .	26
4.2. Detectores . . . . .	27
4.3. Celdas de cálculo . . . . .	28
4.4. Distribución de dosis en profundidad . . . . .	29
4.5. Perfil para máximo punto de depósito obtenido con MCNPX. . . . .	30
4.6. Resultados perfil de dosis de 0 a 14.5 cm . . . . .	32
4.7. Resultados perfil de dosis de 15 a 29.5 cm . . . . .	33

## Introducción

En 1895, Wilhelm Roentgen informó sobre el descubrimiento de un nuevo tipo de radiación hoy conocido como rayos X. En 1896 el físico francés Becquerel realizó, de manera accidental, la primera observación de un proceso radioactivo mientras se encontraba investigando la fluorescencia producida por rayos X. Este nuevo fenómeno se convirtió en un área de investigación en la física y gracias a los brillantes esfuerzos de Becquerel, Marie y Pierre Curie (Aislamiento del Polonio y el Radio) se dio inicio a un intenso desarrollo científico que permitió comprender de manera profunda la estructura atómica de la materia.

Casi de manera simultánea al descubrimiento de la radiactividad se observaron laceraciones y ulceraciones en quienes manipularon aparatos de rayos X o fuentes radioactivas, evidenciando los efectos negativos de estas radiaciones sobre los tejidos biológicos; entonces surgió la idea de utilizar estas mismas radiaciones de manera focalizada sobre tumores y lesiones cancerígenas. Esto motivó un estrecho trabajo entre científicos físicos y médicos con el fin de evaluar la relación entre la dosis entregada por radiaciones y su efecto sobre el tejido biológico dando así origen a la Dosimetría, la cual ha permitido garantizar la reproducibilidad de las exposiciones a la radiación.

Uno de los primeros equipos usados en este tipo de procedimientos fueron las unidades de Cobaltoterapia. Consiste en una máquina que posee una fuente radiactiva de  $^{60}\text{Co}$  capaz de irradiar de manera controlada tejidos tumorales con fotones gamma. Esta radiación lesiona las células cancerosas mediante interacción con el ADN del núcleo, evitando la división celular. La atenuación de los fotones gamma en la materia ocurre de manera exponencial, es de vital importancia establecer las distribuciones de dosis a diferente profundidad al igual que los perfiles de dosis, también a diferentes profundidades. Lo cual es ampliamente descrito por Baumgartner et al., (2011) y Vidyasagar et al., (2008).

Dado que, no es permitido realizar mediciones de distribuciones de dosis directamente en pacientes, los datos de distribución de dosis deben ser derivados de mediciones en maniqués físicos o computacionales con materiales equivalentes al tejido humano que permitan reproducir con suficiente exactitud los valores del haz de radiación dispersado en el tejido biológico. Una herramienta poderosa para la dosimetría computacional es el método de Monte Carlo Sanaz et al., (2012), Malihe et al., (2011), Francisco et al., (2010), Wulff et al., (2010), Taddei et al., (2008), técnica usada en este trabajo para caracterizar la unidad de cobaltoterapia del centro cancerológico de Boyacá.

Las interacciones del material de la fuente radioactiva con la cápsula que lo rodea, los materiales de blindaje, el sistema de colimación y el aire, hacen necesaria la caracterización de las distribuciones de dosis y del espectro de los fotones emitidos por la fuente de  $^{60}\text{Co}$ , haciendo de la cobaltoterapia un área de investigación activa. Baumgartner et al., (2011), Chofor et al., (2007); Sichani et al., (2004).

La utilización de sofisticados códigos basados en el método Monte Carlo ha encontrado amplia aplicación en estudios de transporte de radiación y también puede llegar a ser un complemento a la dosimetría clínica. El código MCNPX es un código de simulación que se ha aplicado tradicionalmente en análisis y diseño de sistemas nucleares permitiendo el estudio del transporte de fotones, electrones y neutrones en geometrías complejas de diferentes materiales; se ha demostrado que el código MCNPX es una poderosa herramienta en la simulación de tratamientos con radioterapia tal como lo describen Selvam et al., (2013), Jardel et al., (2013); Chofor et al., (2007).

En este trabajo, se construyó la geometría simplificada de la unidad de cobaltoterapia que opera en el centro cancerológico de Boyacá, con el fin de caracterizar un haz de radiación y se compararon las distribuciones de dosis teóricas con las experimentales.



# Capítulo 1

## Radiación y materia

En este primer capítulo se hace una revisión de las características de la interacción radiación materia y los fenómenos físicos que ocurren cuando un haz de radiación gamma interactúa con la materia, factor relevante en el estudio y cálculo de la distribución espacial de dosis en unidades de cobalto usadas para tratamientos de radioterapia.

### 1.1. Radiación gamma

Un haz de radiación gamma emitido por una fuente radiactiva, consiste en un gran número de fotones (paquetes de radiación electromagnética) con una energía de emisión característica del material radioactivo. Los fotones gamma son emitidos por núcleos hijos, en estado excitado, en el proceso de decaimiento radiactivo.

Dado que los fotones no tienen carga eléctrica ni masa, ésta forma de radiación es conocida como indirectamente ionizante ya que al interactuar con la materia produce ionizaciones en el medio generando partículas secundarias. El proceso por el cual los rayos gamma penetran en la materia es totalmente diferente al de otras formas de radiación (partículas  $\alpha$  y  $\beta$ ). Las partículas  $\alpha$  y  $\beta$  debido a su carga eléctrica y masa, ceden rápidamente su energía al medio mediante interacciones eléctricas y colisiones, logrando un bajo poder de penetración en la materia. Por otro lado la radiación gamma, compuesta por fotones, es eléctricamente neutra y al no poseer masa, tienen un mayor poder de penetración en la materia, Khan F. M. (2010).

Un fotón se puede caracterizar por su frecuencia de oscilación  $\nu$ , por lo tanto la energía asociada a un fotón está dada por:

$$E = h\nu, \quad (1.1)$$

donde  $h$  es la constante de Planck. Un haz de fotones puede ser descrito o caracterizado en los siguientes términos:

- Fluencia de partículas  $\Phi$ : es el número de partículas  $dN$  que inciden sobre una esfera

de área de sección transversal  $da$ . Ya que es imposible predecir la dirección de emisión de una partícula, se hace necesario describir la fluencia en términos de una esfera y no de la dirección de las partículas, Philip Mayles (2010). Su expresión es:

$$\Phi = \frac{dN}{da}. \quad (1.2)$$

- Tasa de flujo o densidad de flujo:

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt}, \quad (1.3)$$

donde  $dt$  es el intervalo de tiempo.

- Fluencia de energía: es la cantidad de energía que pasa por unidad de área, esta energía es transportada por el conjunto de partículas  $dN$  que inciden en una esfera con área de sección transversal  $da$  y su expresión está dada por:

$$d\Psi = \frac{dE_{fl}}{da}, \quad (1.4)$$

donde  $dE_{fl}$  es la suma de las energías de todos los fotones que atraviesan la esfera. Para un haz mono energético,  $dE_{fl}$  es simplemente el número de fotones  $dN$  por la energía  $h\nu$  asociada a cada uno de ellos:

$$dE_{fl} = dN \cdot h\nu. \quad (1.5)$$

- Haz de fluencia de energía, densidad de flujo de energía o intensidad: es la fluencia de energía por unidad de tiempo:

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt}. \quad (1.6)$$

Un fotón gamma al incidir sobre la materia puede ser absorbido o dispersado mediante diferentes procesos con los electrones orbitales o con el núcleo atómico. Como consecuencia de estos procesos los fotones pueden ser absorbidos completamente por el medio, transmitiendo toda su energía a los electrones o núcleos atómicos, también experimenta una dispersión inelástica o incoherente, en cuyo caso el fotón cede una parte de su energía y experimenta un cambio de dirección, o bien una dispersión elástica o coherente en la cual el fotón, prácticamente, no pierde energía y tan sólo cambia de dirección, Turner J. E., (1995).

Cuando la radiación gamma interactúa con la materia, la forma en que ésta es atenuada está directamente relacionada con los procesos físicos que ocurren en dicha interacción.

## 1.2. Atenuación de un haz de fotones

Si tenemos un haz de fotones mono energéticos que incide sobre un material de grosor  $x$  la reducción de fotones ( $dN$ ) es proporcional al número de fotones incidentes ( $N$ ) y al grosor

---

del material ( $dx$ ), es decir:

$$dN = -\mu(h\nu, Z)Ndx, \quad (1.7)$$

donde  $\mu$  es una constante de proporcionalidad llamada coeficiente de atenuación lineal, la cual depende de la energía del fotón y del número atómico  $Z$  del material atenuador, sus unidades están dadas en  $cm^{-1}$ . Teniendo por solución a esta ecuación:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu(h\nu, Z)x}, \quad (1.8)$$

donde  $I(x)$  es la intensidad transmitida a través de un grosor  $x$  y  $I_0$  es la intensidad incidente sobre el material absorbente, Turner J. E., (1995).

### 1.2.1. Coeficiente de atenuación

El coeficiente de atenuación representa la fracción de fotones removidos (que interactúan con el material) por unidad de espesor del material atenuador. Los fotones que interactúan con el material, transmitirán parte de su energía a éste. La intensidad  $I(x)$  transmitida será el resultado de los fotones que no interactuaron con el material.

La atenuación de un haz de fotones, producida por un material de espesor  $x$ , dependerá del número de electrones presente en este espesor, por lo tanto tenemos que  $\mu$  depende del material. Con el fin de obtener una cantidad independiente de  $Z$ , dividimos la cantidad  $\mu$  por la densidad  $\rho$ , obteniendo así el coeficiente de atenuación másico, el cual depende de la composición atómica del material, Turner J. E., (1995).

El coeficiente de atenuación másico tiene unidades de  $g/cm^2$ . Además de estas unidades el coeficiente de atenuación másico puede ser expresado en unidades de *electrones/cm<sup>2</sup>* y *átomos/cm<sup>2</sup>*, estas unidades corresponden, respectivamente, al coeficiente de atenuación electrónica ( $\mu_e$ ) y másico ( $\mu_a$ ). En la figura 1.1 se muestran los coeficientes de atenuación de masa para fotones con energías entre 0.010 MeV y 100 MeV que inciden sobre cinco materiales diferentes en donde se muestra que el coeficiente de atenuación depende de la energía del fotón incidente y del material atenuador.

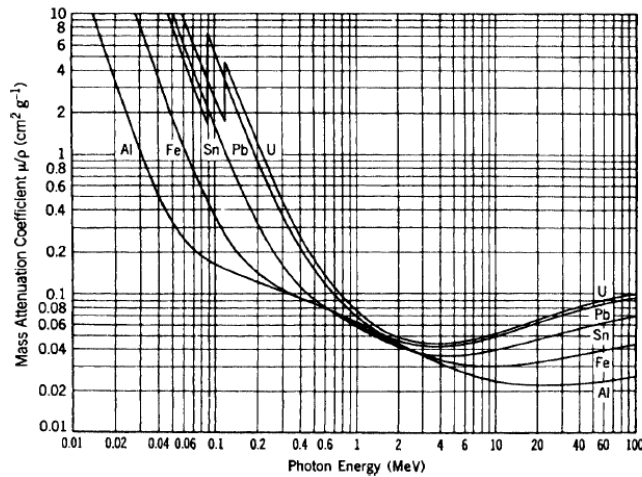


Figura 1.1: Coeficiente de atenuación másico para diferentes elementos, Turner J.E, (1995).

### 1.2.2. Coeficiente de transferencia de energía

Cuando un fotón interactúa con un material puede hacerlo con los electrones o núcleos de los átomos del material. Si el fotón interactúa con un electrón, el fotón, cede parcial o totalmente su energía en forma de energía cinética. Si el fotón cede sólo una fracción de su energía, éste será dispersado con una energía menor a la inicial. El fotón dispersado podrá interactuar de nuevo con un electrón y ceder parcial o totalmente su energía. De esta manera un fotón puede experimentar una o varias interacciones en las cuales la energía perdida por el fotón será transformada en energía cinética de los electrones, Krane K. S., (1998).

La fracción de energía que ceden los fotones a las partículas cargadas por unidad del espesor del material atenuador, está dado por el coeficiente de transferencia de energía  $\mu_{tr}$ . Este coeficiente está dado por:

$$\mu_{tr} = \frac{\bar{E}_{tr}}{h\nu} \mu, \quad (1.9)$$

donde  $\bar{E}_{tr}$  es el promedio de energía transformada en energía cinética de las partículas cargadas, por cada interacción. Respectivamente el coeficiente másico de transferencia de energía está dado por  $\mu_{tr}/\rho$ , donde  $\rho$  es la densidad del material.

### 1.2.3. Coeficiente de absorción de energía:

La mayoría de los electrones puestos en movimiento por la energía cedida por los fotones, perderán su energía por colisiones inelásticas (ionización y excitación) con otros electrones atómicos del material. Unos pocos electrones perderán su energía, mediante interacciones bremsstrahlung con los núcleos atómicos. Ésta radiación se irradia hacia afuera del volumen local en forma de rayos X, por lo tanto esta energía no se incluye en el cálculo de la energía absorbida localmente.

El coeficiente de absorción de energía  $\mu_{en}$  está definido como el producto del coeficiente

de energía transferida y el factor  $(1 - g)$ , donde  $g$  es la fracción de energía perdida por las partículas cargadas, secundarias, a través de radiación bremsstrahlung:

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1 - g). \quad (1.10)$$

Respectivamente el coeficiente másico de absorción de energía está dado por  $\mu_{en}/\rho$ , donde  $\rho$  es la densidad del material.

Cuando el material atenuador es un tejido blando o algún material con un bajo número atómico  $Z$ , los electrones pierden energía casi en su totalidad por las colisiones de ionización, la fracción  $g$  (radiación bremsstrahlung) se puede considerar insignificante. En estas condiciones  $\mu_{en}$  es igual a  $\mu_{tr}$ .

El coeficiente de absorción de energía es una cantidad importante de la radioterapia, ya que permite la evaluación de la energía absorbida en los tejidos una cantidad de mayor interés en la predicción de los efectos de la radiación en los tejidos biológicos, Philip Mayles (2010). A continuación se muestran los coeficientes de absorción de energía para algunos materiales sobre los que inciden fotones con energías entre 0.010 MeV y 100 MeV, en la gráfica se observa que a mayores energías de los fotones incidentes los materiales observar menor cantidad de energía.

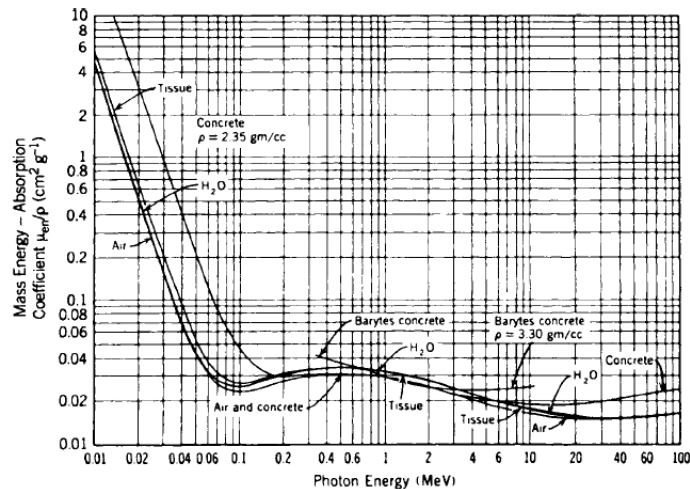


Figura 1.2: Coeficiente de absorción de energía para diferentes elementos, Turner J.E, (1995).

### 1.3. Interacción radiación materia

Los fotones al interactuar con los átomos de un material pueden verse sometidos básicamente a cuatro procesos físicos. Los cuatro procesos son: efecto fotoeléctrico, dispersión coherente, efecto Compton, y producción de pares. Cada uno de estos procesos posee un coeficiente de atenuación propio que depende de la energía del fotón incidente y el número atómico  $Z$  del material atenuador, Philip Mayles (2010). El coeficiente de atenuación total es la suma de

los coeficientes individuales para cada proceso:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_{coh}}{\rho} + \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\pi}{\rho}, \quad (1.11)$$

donde  $\tau$ ,  $\sigma_{coh}$ ,  $\sigma_c$ ,  $\pi$  son los coeficientes de atenuación para el efecto fotoeléctrico, dispersión coherente, efecto compton y producción de pares, respectivamente.

### 1.3.1. Efecto fotoeléctrico

Este efecto se produce cuando un fotón interactúa con un electrón orbital fuertemente ligado a un átomo del material atenuado. Como resultado de esta interacción el fotón desaparece, cediendo toda su energía al electrón, el cual es expulsado del átomo como un fotoelectrón con una energía cinética dada por:

$$E_k = h\nu - E_B, \quad (1.12)$$

donde  $h\nu$  es la energía del fotón y  $E_B$  es la energía de enlace del electrón. Esta interacción puede ocurrir con electrones de las capas  $K$ ,  $L$ ,  $M$  o  $N$ . Tras la expulsión del electrón del átomo, se crea una vacante de esa capa, dejando así el átomo en un estado excitado. La vacante puede ser ocupada por un electrón orbital exterior con la posterior emisión de rayos X característicos, también, puede haber emisión de electrones mono energéticos (electrones Auger) producidos por la absorción de rayos X característicos internamente por el átomo.

Se tiene que el coeficiente de atenuación atómico  $\tau_a$  para el efecto fotoeléctrico es proporcional a  $(Z/h\nu)^3$  mientras que el coeficiente de atenuación másico  $\tau_m$  para el efecto fotoeléctrico es proporcional a  $Z/(h\nu)^3$ , donde  $h\nu$  es la energía del fotón incidente y  $Z$  es el número atómico del material atenuador. El promedio de energía transferida desde el fotón a los electrones en el efecto fotoeléctrico es:

$$(\bar{E}_K)_{tr}^{\tau} = h\nu - P_K \omega_K E_B(K), \quad (1.13)$$

donde  $E_B$  es la energía de enlace del electrón orbital en la capa  $K$ .  $P_K$  es la fracción de las interacciones de efecto fotoeléctrico en la capa  $K$  y  $\omega_K$  es el rendimiento de fluorescencia para la capa  $K$ . El valor de  $P$  va desde 1.0, para materiales con un número atómico bajo, hasta 0.8 para materiales con un alto número atómico. Tenemos que  $\tau_m$  es inversamente proporcional a  $h\nu$ ; en la figura 1.3 se observa una discontinuidad en  $\tau_m$  para valores de  $h\nu$  iguales a la energía de enlace de una capa electrónica del material atenuador (Figura 1.3). Esta discontinuidad llamada "límite de absorción" nos muestra que para fotones con una energía menor a la energía de enlace de una capa electrónica del electrón el efecto fotoeléctrico es inexistente, Turner J. E., (1995).

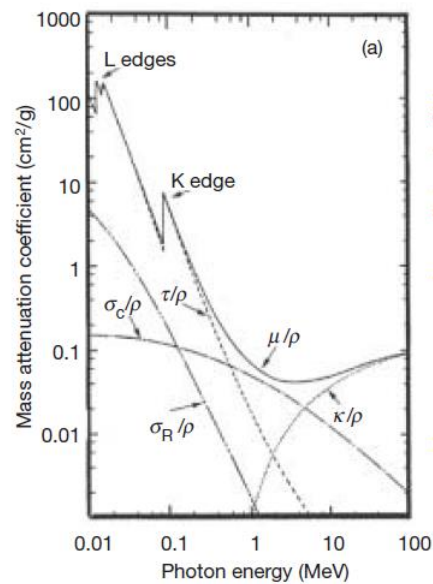


Figura 1.3: Grafica coeficiente de atenuación másica contra energía de incidencia del fotón Turner J.E, (1995).

### 1.3.2. Dispersión coherente

La dispersión coherente, conocida también como dispersión clásica o dispersión de Rayleigh. En la dispersión coherente el fotón interactúa con el átomo en conjunto, a través de un electrón orbital ligado al átomo. Este evento es llamado un choque elástico en el sentido que el fotón, prácticamente, no pierde energía y tan solo es dispersado un cierto ángulo.

El coeficiente de atenuación atómico para la dispersión coherente  ${}_a\sigma_R$  es proporcional a  $(Z/h\nu)^2$  y el coeficiente de atenuación másico  ${}_m\sigma_R$  es proporcional a  $Z/(h\nu)^2$ . El coeficiente de atenuación total se ve poco afectado por ésta interacción del fotón con el átomo en comparación con otras formas de interacción. Ya que en este proceso no hay transferencia de energía del fotón a ninguna partículas con carga, ésta dispersión no influye en el coeficiente de transmisión de energía, sin embargo, contribuye al coeficiente de atenuación.

La dispersión coherente es más probable en materiales con alto número atómico y con fotones de baja energía. Este proceso de interacción es tan sólo de interés académico en la terapia con radiación.

### 1.3.3. Dispersión incoherente

En la dispersión incoherente o efecto Compton el fotón, con energía  $h\nu$ , interactúa con un electrón atómico como si se tratara de un electrón libre. El término libre hace referencia a que la energía de enlace del electrón es mucho menor que la energía  $h\nu$  del fotón incidente. El fotón interactúa con el electrón orbital cediendo parte de su energía al electrón, el cual es expulsado del átomo con una energía  $E_K$ , mientras el fotón es dispersado con

una energía  $h\nu' = h\nu - E_K$ .

El proceso de dispersión incoherente puede ser estudiado en términos de una colisión entre dos partículas: fotón y electrón. Aplicando de las leyes de conservación de energía y momento, se pueden derivar varias relaciones. El cambio de longitud de onda del fotón está dado por la relación:

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos\theta), \quad (1.14)$$

donde  $\lambda_C$  es la longitud de onda compton del electrón, expresada como:

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} = 0,024 \text{ \AA}. \quad (1.15)$$

El ángulo de dispersión  $\theta$  y el ángulo  $\phi$  del electrón de retroceso se relacionan a través la siguiente relación:

$$\cot\phi = (1 + \varepsilon)\tan\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (1.16)$$

donde  $\varepsilon$  es la energía normalizada del fotón incidente:

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}, \quad (1.17)$$

donde  $m_e$  es la masa del electrón. La energía del fotón dispersado, con una energía incidente  $h\nu$ , está dada por la relación:

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)}. \quad (1.18)$$

La energía cinética del electrón puesto en movimiento por la interacción, está dada por:

$$E_K = h\nu \frac{\varepsilon(1 - \cos\theta)}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)}. \quad (1.19)$$

Ya que la interacción por efecto compton se produce, básicamente, entre un fotón y un electrón libre y estacionario, es deducible que el coeficiente de atenuación másico y electrónico para el efecto compton  $\sigma_c/\rho$  son independientes del número atómico  $Z$  del material atenuador dado que el número de electrones por gramo de un elemento disminuye lentamente con su número atómico. Por lo dicho anteriormente se puede considerar que  $\sigma_c/\rho$  es casi el mismo para todos los materiales, Turner J. E., (1995) y Philip Mayles (2010).

---



# Capítulo 2

## Monte Carlo con MCNPX

En 1872 Boltzman, formuló la ecuación de Transporte con el objetivo de determinar el coeficiente de difusión de un gas. En esta formulación supuso que las moléculas se comportaban como esferas elásticas, de manera análoga se propone la ecuación de transporte de radiación, la cual tiene en cuenta el número de partículas por unidad de área y unidad de tiempo, así como su dirección de viaje y energía asociada. Esta ecuación puede ser solucionada por métodos computacionales basados en Métodos Monte Carlo.

### 2.1. Método Monte Carlo

EL Método Monte Carlo es un método estadístico que utiliza números aleatorios como base para la solución de problemas relacionados con procesos estocásticos. El nombre del método proviene de la capital del principado de Mónaco, en referencia al Casino de Monte Carlo.

Los Métodos Monte Carlo (MMC ) se han utilizado por largo tiempo, sin embargo su aplicación se volvió relevante durante la Segunda Guerra Mundial gracias a la capacidad de cómputo y a la necesidad de resolver problemas de difusión de neutrones. Durante el proyecto Manhattan, Von Neuman y Ulam aplicaron y perfeccionaron los MMC, aplicándolos a problemas de cálculo de difusión de neutrones en un material. En 1948, Fermi, Metropolis y Ulam calcularon los valores propios de la ecuación de Schroedinger, recurriendo a Monte Carlo.

Los Métodos Monte Carlo consisten en construir un modelo matemático de un problema físico, lo más parecido posible al sistema real, y simular las interacciones con el sistema, basado en el conocimientos previo de la probabilidad de ocurrencia durante el muestreo aleatorio de las funciones de densidad de probabilidad. Como ya se mencionó Los MMC son técnicas estocásticas y se basan en el uso de número aleatorios y la probabilidad estadística para simular los problemas.

Los métodos Monte Carlo simulan el transporte mediante un conjunto de historias. La historia de una partícula inicia con su aparición y termina con su desaparición, teóricamente se siguen todas las interacciones (eventos) que experimenta cada partícula

desde su origen (fuente radioactiva en este caso) hasta que alcanza su condición final (Escape, absorción, energía de corte, etc.) gracias a estos métodos podemos resolver la versión integral de la Ecuación de Transporte. En los MMC el conjunto de eventos probabilísticos individuales que conforman un proceso se simulan en secuencia.

Las soluciones numéricas de un sistema físico se obtienen resolviendo las ecuaciones integro-diferenciales que describen un estado de dicho sistema físico. Sin embargo, existen problemas bastante complejos, como lo son las interacciones nucleares, que no pueden ser resueltos mediante modelos determinísticos, Briesmeister Judith F., (2000).

### 2.1.1. Componentes de una simulación Monte Carlo

Todo sistema físico o problema matemático a resolverse por Métodos Monte Carlo debe describirse mediante un conjunto de funciones de densidad de probabilidad (fdp) y junto a esta se debe definir el cómo y sobre qué fdp se hará el muestreo, es decir: una regla de muestreo. Ya que los MMC son técnicas estocásticas se hace necesario el uso de generadores de números aleatorios es decir una fuente de números aleatorios uniformemente distribuidos.

En la simulación Monte Carlo cada historia es seguida y el resultado es contabilizado mediante estimadores llamados "Tallies" en MCNPX, es decir las cantidades entregadas por la simulación se acumulan y contabilizan. Ya que la simulación es un experimento teórico, existe un error estadístico (varianza) asociado al número de historias. Con el fin de reducir este error se hace necesario implementar técnicas de reducción de varianza. Dicho esto los componentes de una simulación Monte Carlo son:

- Funciones de Densidad de Probabilidad
- Generador de números aleatorios
- Regla de muestreo
- Contadores (Tallies)
- Estimación del Error
- Técnicas de Reducción de Varianza
- Vectorización y cómputo en paralelo

### 2.1.2. Números aleatorios

La base probabilística del Método Monte Carlo es la generación de una secuencia de números aleatorios, siendo cada número aleatorio independiente de los otros números de la secuencia. Una forma de obtener estas secuencia de números es basándose en procesos físico intrínsecamente aleatorios, por ejemplo el tiempo de decaimiento de un material radiactivo, el ruido eléctrico de un resistencia o semiconductor o el ruido acústico. Sin embargo, su obtención es lenta para los requerimientos de los códigos cómputo y por tanto

---

su uso se hace poco eficiente, además de que la secuencia no podría ser duplicada lo que imposibilitaría poder corroborar los resultados obtenidos en la simulación.

### 2.1.3. Números pseudoaleatorios

Una solución al problema de trabajar con números aleatorios es la generación de secuencias de números pseudoaleatorios. A pesar de que estos números son generados de manera determinista son capaces de superar ciertas pruebas de aleatoriedad. Sin embargo, estos números se repiten y son predecibles; los procedimientos para obtenerlos deben estar respaldados por un aparato matemático con el fin de obtener un ciclo de repetición grande.

Von Neumann fue el primero en plantear un procedimiento para obtener números pseudoaleatorios con una distribución uniforme. El método propuesto por él consiste en tomar un número raíz de diez dígitos,  $x_i$  y elevarlo al cuadrado, los diez dígitos intermedios de  $x_i^2$  serán el siguiente número  $x_{i+1}$ . Este método resulta tener un ciclo de repetición pequeño, además, si la raíz llegará a ser cero los siguientes números de la serie serían todos cero.

El método que se utiliza actualmente para generar una secuencia de números aleatorios es el denominado Método de Congruencia lineal, su fórmula recursiva es:

$$x_{n+1} = (ax_n + c) \bmod m, \quad (2.1)$$

donde  $a$  es el multiplicador,  $c$  es el incremento y  $x_n$  el valor inicial. Todos estos parámetros deben ser mayores que cero y cada uno debe cumplir ciertas reglas para asegurar una secuencia pseudoaleatoria. El periodo máximo de repetición que puede alcanzar la secuencia es igual a  $m$ .

La computadora, de manera empírica, puede verificar si los números son pseudoaleatorios realizando evaluaciones estadísticas o puede realizar una comprobación teórica basada en métodos numéricos. Actualmente la prueba aleatoria más importante se llama Prueba Espectral (Spectral Test) y está basada en Transformaciones de Fourier, Briesmeister Judith F., (2000).

### 2.1.4. Error relativo

Para saber si la simulación Monte Carlo arrojó resultados confiables se tiene en cuenta el error relativo  $R$ . Este dato representa la precisión estadística y se calcula a partir de cada historia aleatoria. Sabemos que hay una diferencia entre el valor esperado verdadero de una función  $f$  y el valor de esta misma función cuando sólo se toma un muestreo de  $N$  variables estadísticas independientes. El error esperado en  $\langle f \rangle_N$  se calcula con la desviación estándar, ya que:

$$\delta_N^2 = \langle (f(x_1, x_2, \dots, x_N) - f(x_1, x_2, \dots, \infty))^2 \rangle. \quad (2.2)$$

Ya que no tenemos un número infinito de variables, el error se calcula considerando cada

selección aleatoria como un estimador independiente de  $\langle f \rangle_N$  :

$$\delta_N^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [f(x_i) - \langle f \rangle_N]^2. \quad (2.3)$$

La suma de las desviaciones estándar,  $\epsilon_{sum}^2$ , es N veces el valor de  $\delta_N^2$ . Así el error de expectación es:

$$\epsilon_{sum} = \sqrt{N} \delta_N. \quad (2.4)$$

El error relativo es la media del error de expectación, de tal manera que:

$$R = \frac{\epsilon_{sum}}{N} = \frac{\delta_N}{\sqrt{N}}. \quad (2.5)$$

De tal manera que el error relativo  $R$  es proporcional a  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ . Mientras mayor sea el número de partículas simuladas la precisión del resultado aumenta. Si se desea reducir el error relativo en una simulación se puede aumentar  $N$  o reducir  $\delta_N$ . El incremento de  $N$  no siempre es viable debido a los tiempos y costos de simulación, por esta razón se emplean técnicas de reducción de varianza en los diferentes códigos que utilizan los Métodos Monte Carlo , Briesmeister Judith F., (2000).

## 2.2. Código MCNPX

El código MCNPX, Monte Carlo N-Particle, fue desarrollado en el laboratorio de Los Álamos y es uno de los programas de computadora más completo basado en los Métodos Monte Carlo. El principal programador del código MCNPX fue el Dr. Thomas N. K. Godfrey quien lo desarrollo entre 1975 y 1989. Sin embargo el código es el resultado del esfuerzo común de varios físicos y programadores, hasta la fecha, se calcula que cada año cuatrocientas personas hacen nuevos aportes al código.

Actualmente el código MCNPX es utilizado como herramienta de investigación en múltiples disciplinas, por ejemplo en el desarrollo de reactores nucleares, investigación de radioterapia, comportamiento de la radiación en la atmósfera terrestre, cálculos y predicciones económicas, flujos de tráfico, evolución estelar, entre otros.

La versión del código utilizada en este trabajo (versión utilizada en el LRN-UPTC) es MCNPeXtended o MCNPX, siendo ésta una extensión del código MCNPX con mejoras en las librerías de secciones eficaces, modelos físicos, además de incluir nuevas técnicas de reducción de varianza y análisis de datos.

### 2.2.1. ¿Qué hace MCNPX?

MCNPX es un código computacional que permite simular el transporte de partículas

---

mediante Métodos Monte Carlo. Esto lo hace resolviendo la ecuación integrodiferencial de Boltzman:

$$\nabla \cdot \vec{\Omega} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int_{E'} \int_{\Omega'} \Sigma_s(\vec{r}, E) p(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \Phi(\vec{r}', \vec{\Omega}', E') d\Omega' dE' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E). \quad (2.6)$$

El código MCNPX construye un modelo matemático del sistema a simular; basándose en las funciones de densidad, simula secuencialmente eventos individuales de una variable aleatoria o dicho de otra manera, se siguen todos los eventos e interacciones que sufre cada partícula desde su creación hasta que desaparece (escape, absorción, energía de corte o fuera de rango, entre otras), Pelowitz (2005). El código MCNPX pide al usuario definir una serie de parámetros para poder construir el modelo matemático del problema a resolver, estos parámetros se entregan al programa en un fichero de entrada o INPUT.

El código MCNPX pide al usuario definir una serie de parámetros para construir el modelo matemático del problema a resolver. Estos parámetros se entregan al programa en un fichero de entrada (INPUT), en este fichero se especifica la geometría asociada al sistema tales como: los materiales de que está hecho el sistema (plomo, hierro, agua, etc.), los parámetros de la fuente radioactiva, el tipo de partículas a simular (fotones, electrones o neutrones), el método de reducción de varianza y por último se le pide al código que contabilice los resultados de interés para el usuario en contadores o Tallies (flujo de partículas, energía depositada, etc.). Un fichero de entrada (INPUT) en MCNPX tiene la siguiente estructura:

- Nombre del caso
  - Celdas
  - Superficies
  - Materiales
  - Término fuente
  - Contabilizadores
  - Mode n (tipo de partícula)
  - Nps 2E(6) (número de partículas o historias)
  - prdmp 1e9 5000 0 1 (ciclos de almacenamiento)
  - print
-

### 2.2.2. Geometría en MCNPX

Al simular el transporte de partículas en un determinado cuerpo se hace necesario construir la geometría asociada a dicho cuerpo. MCNPX es capaz de realizar cualquier construcción geométrica a partir de volúmenes de espacio llamados celdas. Una celda es el resultado de la unión y/o intersección de una o varias superficies (esferas, cuadrados, triángulos, etc.).

### 2.2.3. Superficies

En MCNPX es posible construir cualquier superficie. En el código cada superficie se identifica con un número y una expresión simple. Ejemplo:

- so 10 (Esfera con centro en el origen y radio de 10 cm)
- s 2 4 1 40 (Esfera con centro en el punto cartesiano (2, 4, 1) y radio de 40 cm)

### 2.2.4. Celdas

Una celda se define mediante un conjunto de superficies cuya relación se establece con signos que definen su orientación y mediante operadores booleanos (unión, intersección y complemento)

Cada celda es representada por un número. También se debe especificar el material del que está conformada la celda, esto se hace asignando la densidad respectiva, el número atómico Z y la masa atómica A del elemento. Si el material que compone la celda es una mezcla de varios elementos se debe especificar los porcentajes de cada uno.

### 2.2.5. Especificación de los materiales

Especificación de los materiales Para especificar un material en MCNPX se debe tener los siguientes elementos: Definición del número identificador, composición elemental y la compilación de secciones eficaces.

Cada material es un bloque de datos en MCNPX que contiene información de las fracciones atómicas o másicas de los elementos que conforman el material. Cada material contiene un numero identificador ZZZZAAA.ID, siendo ZZZ el número atómico, AAA el número másico y el termino ID que corresponde a la librería de secciones eficaces escogida para la simulación, Pelowitz (2005).

### 2.2.6. Especificaciones de la fuente

Para especificar al fuente radiactiva a usar en la simulación con MCNPX se utiliza el comando SDEF. Este comando es uno de los más complejos utilizados en MCNPX ya que es capaz de producir una gran variedad de fuentes. La fuente radiactiva debe ser especificada en el input teniendo en cuenta su posición, dirección de emisión, energía de emisión y partículas

---

que emite, Pelowitz (2005). La línea de código que define una fuente en MCNPX tiene la siguiente estructura:

$$sdef\ pos = x\ y\ x\ cel = NC\ sur = NS\ erg = E\ par = N\ dir = \pm 1\ vec = x\ y\ z,$$

donde *pos* define la coordenadas *x, y, z* de la posición del punto de emisión de la fuente, *cel* es el número de la celda donde se emiten las partículas, si la fuente se encuentra en una superficie se especifica esta superficie con el comando *sur*. El termino *erg* sirve para definir el valor de energía con que la fuente emite las partículas, si este término es omitido MCNPX entregara una valor por defecto de 14 MeV para emisión de neutrones. El termino *par* especifica el tipo de partícula que deseamos emita la fuente (protones, electrones, fotones, etc.) y esto lo hace mediante un numero asociado a cada tipo de partícula. El comando *dir* hace referencia a la dirección de emisión de la fuente y puede ser positivo o negativo.

### 2.2.7. Estimadores en MCNPX (Tallys)

Para poder contabilizar los resultados de la simulación MCNPX cuenta con los tallies o estimadores. Estos tallies son capaces de recolectar diferente información como: el flujo promedio de partículas en una superficies, la corriente en una superficie o, como en este trabajo, la deposición de energía. En la tabla siguiente se muestran los estimadores más usados.

Símbolo	Tipo de Tally	Unidades
F1: <i>pl</i>	Corriente en una superficie	MeV
F4: <i>p</i>	Flujo de fotones en una celda	MeV/cm <sup>2</sup>
F5: <i>p</i>	Flujo de fotones en un detector puntual	MeV/cm <sup>2</sup>
F8: <i>p</i>	Energía depositada en una celda	MeV/cm <sup>2</sup>

Cuadro 2.1: Algunos tallies o estimadores usados en MCNPX

### 2.2.8. Transporte de fotones

En el transporte de fotones el principal mecanismo de transferencia de energía son las colisiones entre partículas. Una colisión elástica se define, clásicamente, como un choque entre dos partículas en la cual se conserva la energía cinética y la cantidad de movimiento. Otro mecanismo de pérdida de energía para los fotones es la colisión inelástica. En este tipo de choques solo existe conservación de la cantidad de movimiento.

En MCNPX la simulación del transporte de fotones cumple con la siguiente secuencia:

- Calculo de la distancia entre las dos partículas antes de la colisión.
- Identificación del átomo a colisionar.
- Determinación del tipo de interacción que tiene lugar.
- Obtención de las características de las partículas resultantes tras la colisión.

En este trabajo los fotones emitidos son depositados en un maniquí de agua; las interacciones predominantes son el efecto fotoeléctrico y efecto compton.

### 2.2.9. Unidades utilizadas por MCNPX

Las unidades que utiliza el código MCNPX son: (1) longitud [ $cm$ ], (2) energía MeV, (3) tiempo de vida por partícula [ $10^{-8}s$ ], (4) temperatura en MeV [ $kT$ ], (5) densidad atómica en [ $\text{átomos}/b^{-1}cm^{-1}$ ], (6) densidad másica [ $g\ cm^{-3}$ ], (7) secciones eficaces [ $barns$ ].

---



# Capítulo 3

## Radioterapia

Casi de manera simultánea al descubrimiento de la radiactividad se observaron laceraciones y ulceraciones en quienes manipularon aparatos de rayos X o fuentes radioactivas, evidenciando los efectos negativos de estas radiaciones sobre los tejidos biológicos; entonces surgió la idea de utilizar estas mismas radiaciones de manera focalizada sobre tumores y lesiones cancerígenas. Esto motivó un estrecho trabajo entre científicos físicos y médicos con el fin de evaluar la relación entre la dosis entregada por radiaciones y su efecto sobre el tejido biológico.

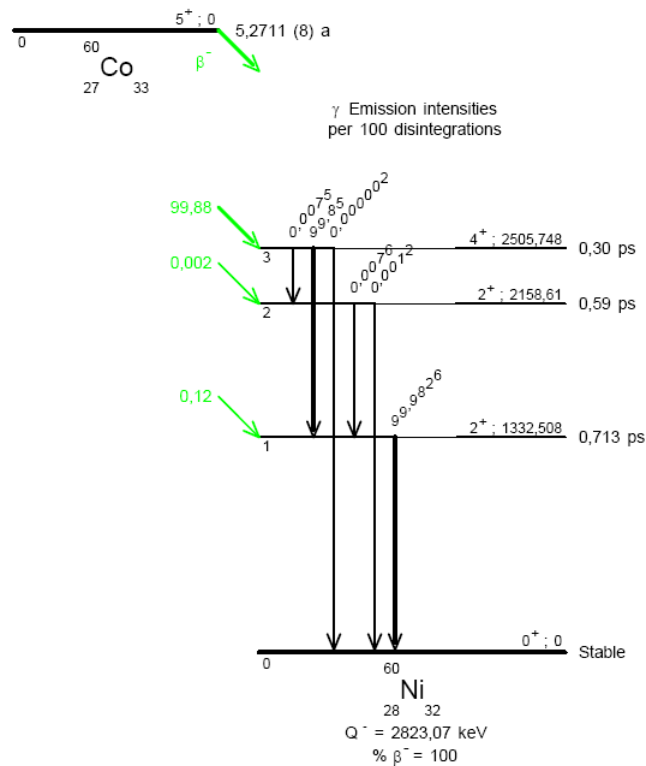
La radioterapia es una técnica que consiste en la implementación de radiación para destruir células cancerígenas, Khan F. M. (2010). En este trabajo es de interés la radiación emitida por una fuente de  $^{60}\text{Co}$ .

### 3.1. Cobaltoterapia

Uno de los primeros equipos usados en radioterapia fueron las unidades de Cobaltoterapia. Éstas consisten en una máquina que posee una fuente radiactiva de  $^{60}\text{Co}$  capaz de irradiar de manera controlada tejidos tumorales con fotones gamma de 1.17 y 1.33 MeV. Esta radiación lesiona las células cancerosas mediante interacción con el ADN del núcleo, evitando la división celular, Khan F. M. (2010).

#### 3.1.1. Cobalto 60

El  $^{60}\text{Co}$  se obtiene a partir de la interacción de haces de neutrones producidos en un reactor nuclear y que son impactados sobre  $^{59}\text{Co}$ . El  $^{60}\text{Co}$ , con una vida media de 5.27 años, tiene la probabilidad de tener un decaimiento beta que da lugar a un núcleo estable de  $^{60}\text{Ni}$ . En el proceso de desintegración se emiten dos partículas gamma con energías de 1.17 y 1.33 MeV (dos fotones con una energía promedio de 1.25 MeV). Su esquema de decaimiento se muestra a continuación:

Figura 3.1: Esquema de decaimiento del  $^{60}\text{Co}$ 

### 3.1.2. Fluencia de partículas

La Fluencia de fotones está definida como:

$$\Phi = \frac{dN}{dA}, \quad (3.1)$$

donde  $dN$  es el número que de fotones que atraviesan una esfera de sección transversal  $dA$ , perpendicular a las dirección de movimiento de cada fotón, sus unidades están dadas en  $\text{cm}^{-2}$ . También se puede definir la fluencia de partículas planar que es el número de partículas que atraviesan un plano por unidad de área, en este caso esta cantidad depende del ángulo de incidencia del haz de partículas.

### 3.1.3. Fluencia de energía

La fluencia de energía está definida como el cociente de  $dE$  y  $dA$ :

$$\Psi = \frac{dE}{dA}, \quad (3.2)$$

donde  $dE$  es la energía de radiación incidente sobre un esfera de área transversal  $dA$ . Las unidades de la fluencia de energía son  $\frac{\text{J}}{\text{m}^2}$ . La fluencia de energía puede ser calculada a partir de la fluencia de partículas usando la siguiente relación:

$$\Psi = \frac{dN}{dA} E = \Phi E, \quad (3.3)$$

donde  $E$  es la energía de la partícula y  $dN$  representa el número de partículas con energía  $E$ . En una aproximación más realista los fotones o partículas de un haz tienen diferentes valores de energía, es decir, no son monoenergéticos. En tales casos para describir un haz de fotones debemos recurrir los conceptos de espectro de fluencia de partículas y espectro de fluencia de energía que reemplazan la fluencia de partículas y la fluencia de energía respectivamente. Estas cantidades están definidas de la siguiente manera:

$$\Phi_E(E) \equiv \frac{d\Phi}{dE}(E). \quad (3.4)$$

y

$$\Psi_E(E) \equiv \frac{d\Psi}{dE}(E) = \frac{d\Phi}{dE}(E)E, \quad (3.5)$$

donde  $\Phi_E(E)$  y  $\Psi_E(E)$  son la notación para el espectro de fluencia de partículas y el espectro de fluencia de energía, respectivamente.

### 3.1.4. Dosis absorbida

La dosis absorbida o dosis es una cantidad que se puede usar tanto en radiaciones que ionizan su medio de manera directa o indirecta.

En radiaciones indirectamente ionizantes (como un haz de fotones incidente sobre un volumen de materia) la radiación es depositada en la materia mediante un proceso que consta de dos pasos. En el primer paso la radiación indirectamente ionizante (en nuestro caso un haz de fotones) transfiere energía en forma de energía cinética a las partículas secundarias con carga mediante interacciones físicas ya descritas anteriormente. En el segundo paso, las partículas secundarias transfieren al medio parte de su energía cinética; esta energía transferida al medio es lo que conocemos como dosis absorbida.

La dosis absorbida está definida como:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}, \quad (3.6)$$

donde  $\bar{\epsilon}$  es la energía impartida por radiación en una masa  $m$ . Las unidades de dosis absorbida son de energía por unidad de materia  $\frac{J}{kg}$  y reciben el nombre de gray ( $Gy$ ).

$$1 \frac{J}{kg} = 1 Gy. \quad (3.7)$$

Al incremento de dosis absorbida por unidad de tiempo se le llama tasa de dosis y está definida de la siguiente manera:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt}. \quad (3.8)$$

## 3.2. Distribución de dosis en profundidad

En la medida que un haz de radiación incide sobre un paciente o maniquí la dosis absorbida en él varía con la profundidad. Tal variación depende de varios factores tales como la profundidad, la energía del haz incidente, el tamaño del campo irradiado, distancia de fuente-paciente y el sistema de colimación del haz. Dicho lo anterior el cálculo de la dosis en un paciente implica consideraciones de varios parámetros que afectan a la distribución de dosis en profundidad.

### 3.2.1. Porcentaje de dosis en profundidad

Para caracterizar la distribución central de dosis en el eje del haz es pertinente normalizar la dosis en profundidad con respecto a una dosis en profundidad de referencia. El porcentaje de distribución de dosis en profundidad se define como el cociente de la dosis absorbida a una profundidad cualquiera  $d$  y la dosis absorbida a una distancia de referencia  $d_0$ , a lo largo del eje del haz de incidencia. El porcentaje de dosis en profundidad está definido como:

$$p = \frac{D_d}{D_{d_0}} \times 100. \quad (3.9)$$

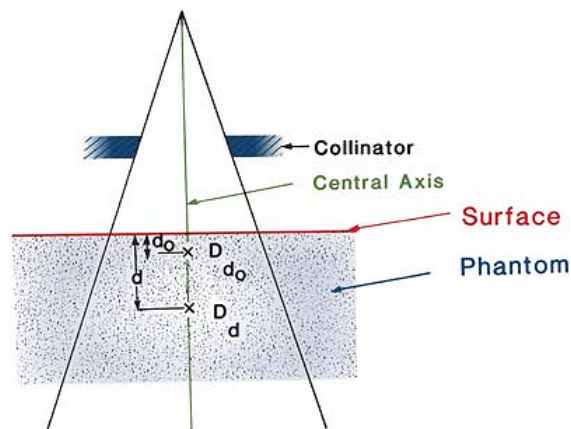


Figura 3.2: Porcentaje de dosis en profundidad donde  $d$  es cualquier profundidad y  $d_0$  es la profundidad de referencia de dosis máxima, Khan F. M. (2010).

En la figura 3.3 se observan las distribuciones de dosis en profundidad para haces de fotones de diferentes energías, entre los cuales se encuentra un haz emitido por una fuente de  $^{60}\text{Co}$ , que se irradian en un campo de  $10 \times 10 \text{ cm}$  con una distancia fuente-superficie de 100 cm. (Datos Hospital Physicists' Association).

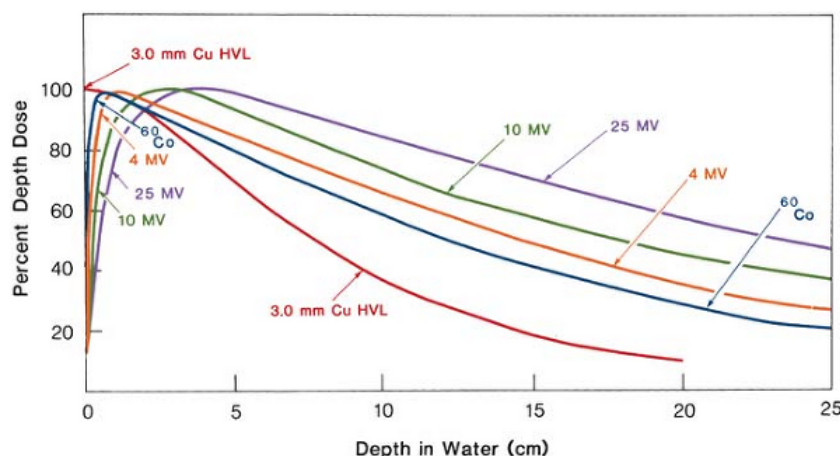


Figura 3.3: Distribución de dosis en profundidad para diferentes haz de fotones, Khan F. M. (2010).

Para rayos X de bajas energías la profundidad de referencia suele ser  $d_0 = 0$ . Para energías más altas (por ejemplo en el  $^{60}\text{Co}$ ) la referencia de profundidad se ubica en la posición del pico de dosis absorbida, el pico de la dosis absorbida en el eje central se le llama dosis máxima.

### 3.2.2. Relación entre la profundidad y la energía del haz

El porcentaje de dosis en profundidad aumenta a medida que los hace la energía del haz de radiación incidente, es decir a más energía el haz tiene mayor poder de penetración. El haz incidente es atenuado de forma exponencial, por lo tanto la energía del haz afecta al porcentaje de dosis en profundidad en su relación con el promedio del coeficiente de atenuación  $\bar{\mu}$ , Turner J. E., (1995).

Como se puede observar en la figura 3.3 el porcentaje de dosis en profundidad empieza a disminuir más allá del punto de máxima dosis, sin embargo existe una acumulación de dosis que se hace mayor a medida que incrementa la energía del haz incidente. Para un haz de baja energía (rayos X por ejemplo) existe una acumulación de dosis en una región muy cercana a la superficie. Para un haz de alta energía ( $^{60}\text{Co}$ ) la acumulación de dosis ocurre a una mayor profundidad de la superficie del paciente o maniquí. La región entre la superficie y el punto de máxima dosis recibe el nombre de región de acumulación de dosis o en inglés dose buildup region.

El efecto de acumulación de dosis para un haz de alta energía da lugar a un efecto conocido como skin-sparing y consiste en que para un haz de alta energía tal como los emitidos por el  $^{60}\text{Co}$  el punto de máxima dosis se encuentra por debajo de la superficie del paciente o maniquí. Este efecto presenta una ventaja sobre un haz de baja energía, para el cual, el máximo punto de deposición de energía se encuentra en la superficie. Por lo tanto un haz de alta energía puede depositar cierta dosis en un tumor o blanco en el interior del paciente sin afectar la piel o superficie del paciente.

En conclusión la física de la acumulación de dosis puede resumirse así:

- El haz de fotones incide sobre el paciente o maniquí.
- Algunos electrones son puestos en movimiento a una alta velocidad.
- Los electrones depositan su energía a una distancia significativa de su origen.
- A profundidades mayores la dosis comienza a disminuir hasta hacerse insignificativa.

### 3.2.3. Maniquí de cálculo

Para obtener los datos de distribución de dosis se utiliza generalmente en un maniquí de agua, el cual se aproxima estrechamente la absorción de la radiación y las propiedades de dispersión de los músculos y otros tejidos blandos, es decir el agua tiene una relación similar de electrones por unidad de volumen respecto al tejido humano. También se utiliza agua ya que es un material universalmente disponible y sus propiedades de absorción de radiación son conocidas y reproducibles. Un maniquí de agua consiste en un recipiente con forma de cubo de cierto material (polimetilmetacrilato) que contiene agua. Las dimensiones del cubo comúnmente son de 60 cm de largo, 30 cm de ancho con una altura de 30 cm. Las mediciones de depósito de dosis en el maniquí son hechas irradiando un campo de  $10 \times 10$  cm sobre su superficie y con una distancia desde la fuente-superficie de 80 cm.

### 3.3. Unidad de Cobaltoterapia

Una unidad de cobaltoterapia es una maquina capaz de entregar una dosis, previamente determinada, de radiación en un volumen definido del cuerpo humano, controlando su tiempo de exposición. La unidad debe estar en un recinto blindado (Bunker) con el fin de proteger a los operadores de la radiación.

Una unidad de cobaltoterapia consiste, basicamente en una fuente de  $^{60}\text{Co}$  alojada en un contenedor blindado (cabezal) provisto de una dispositivo de apertura capaz contralar la salida y dirección del haz de radiación emitido por la fuente de Co. El Theratron 780 (equipo de cobaltoterapia) de la Clínica Cancerológica de Boyacá) se puede observar en la Figura 3.4. El fabricante de esta unidad es la Atomic Energy of Canada Limited, medical division.

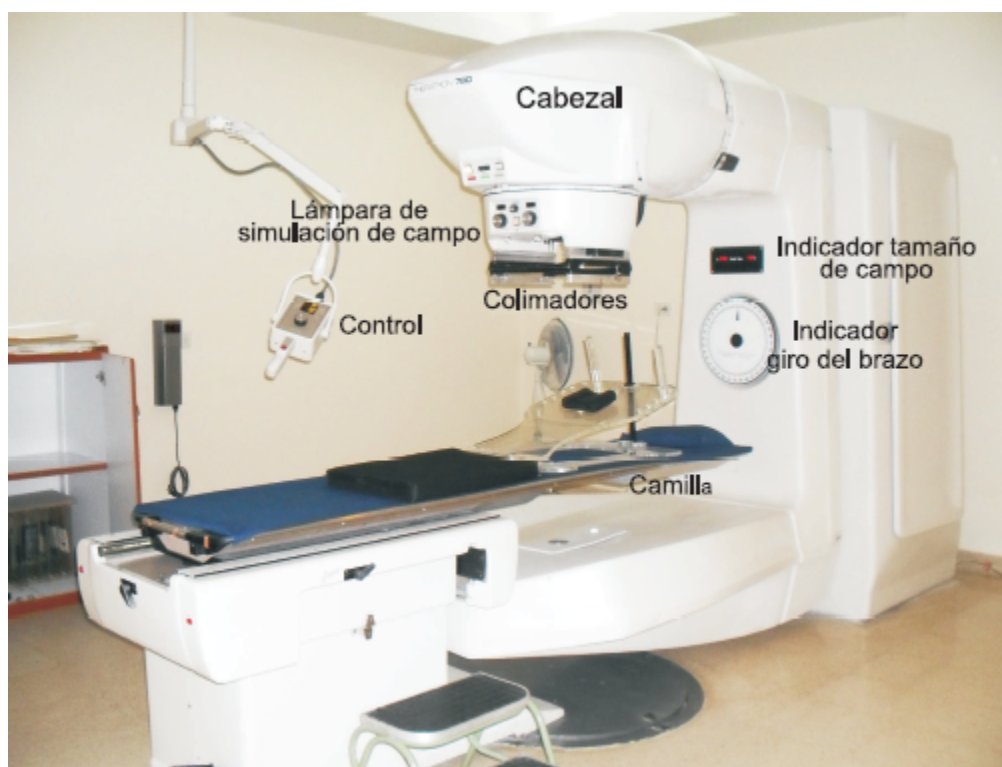


Figura 3.4: Unidad de cobaltoterapia Hospital Cancerológico de Tunja

### 3.3.1. Fuente y Blindaje

La unidad de cobaltoterapia cuenta con una fuente de  $^{60}\text{Co}$  que tiene un diámetro aproximado de 2.5 cm y 2 mm de espesor. Esta fuente está alojada en un blindaje que consta de una esfera hecha de materiales de alta densidad (plomo y wolframio). La máquina es capaz de resguardar la fuente cuando está apagada con el fin de evitar la emisión no controlada de radiación, este mecanismo es hidráulico.

La unidad cuenta también con un mecanismo de colimación para dirigir el haz de radiación al campo especificado para el paciente o maniquí. El sistema de colimación está conformado por una serie de barras de uranio empobrecido. La distancia de la fuente al paciente es usualmente de 80 cm. En la Figura 3.5 se muestra el esquema del cabezal de la unidad de cobaltoterapia..

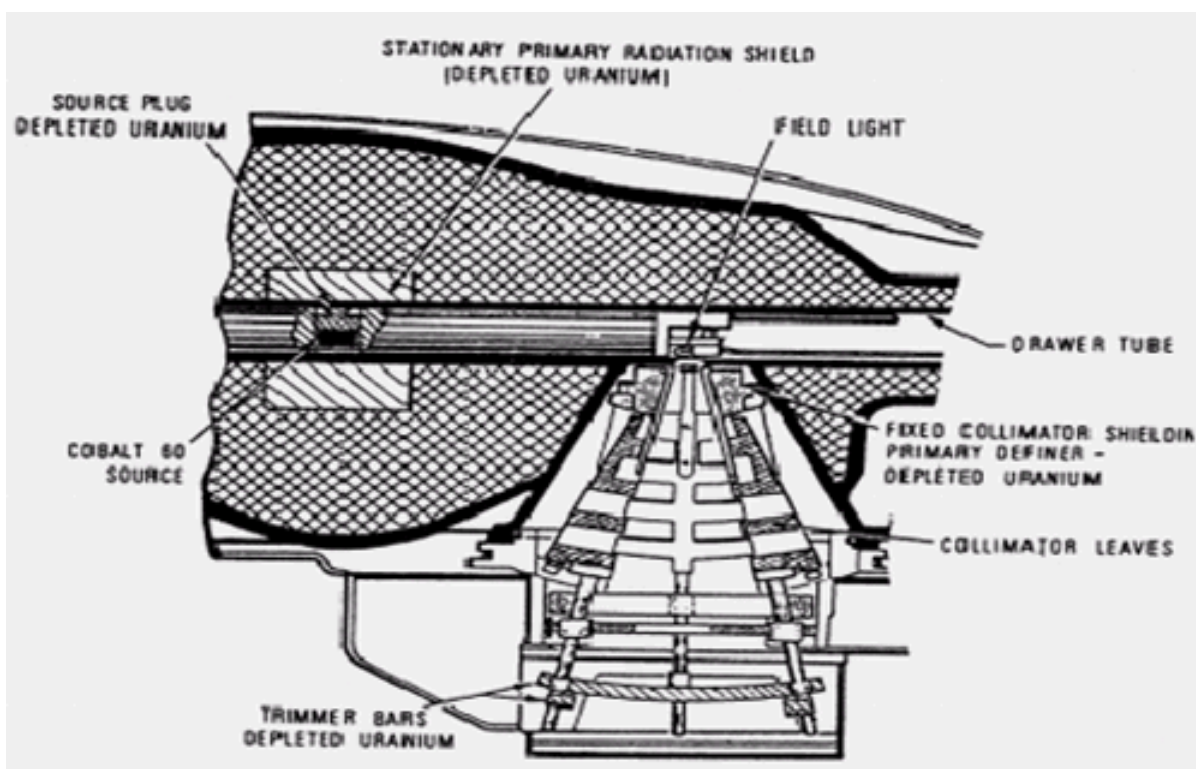


Figura 3.5: Cabezal unidad de cobaltoterapia, Khan F. M. (2010).



# Capítulo 4

## Resultados

En este trabajo de grado se utilizó el código MCNPX, basado en el método Monte Carlo, para simular la unidad de cobaltoterapia del centro cancerológico de Boyacá, con el fin de caracterizar el haz de radiación emitido por la fuente de  $^{60}\text{Co}$  ubicada en su interior; y así, comparar las dosis teóricas y experimentales suministradas por dicha unidad. El haz de radiación se hizo incidir en un maniquí de agua que fue simulado con las dimensiones y materiales reportados por el fabricante.

### 4.1. Características de la simulación

Para la simulación fueron utilizados cuatro computadores del Laboratorio de Radiaciones Nucleares; el cálculo se realizó con 8 procesadores en paralelo, cada uno de los cuales cuenta con una velocidad de reloj de 3.4 GHz. Los cálculos en la superficie del maniquí tardaron dos semanas, mientras que los cálculos a 30 cm de profundidad tardaron alrededor de 45 días.

#### 4.1.1. Geometría simplificada

La geometría simplificada que simula la unidad de cobaltoterapia, consiste en una fuente de  $^{60}\text{Co}$  alojada en un blindaje compuesto de dos materiales con alta densidad. El blindaje está compuesto por un recubrimiento esférico de wolframio (W) con un radio de 8.33 cm, y un segundo recubrimiento esférico de plomo (Pb) con un radio de 26.75 cm, las densidades respectivas de cada material son de  $19.3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  para el wolframio y  $11.35 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  para el plomo; el número atómico es de 74 para el wolframio y 82 para el plomo. La fuente de  $^{60}\text{Co}$  se encuentra en el centro del recubrimiento.

El blindaje posee una abertura o sistema de colimación que permite dirigir el haz de radiación; esta abertura tiene dimensiones que permiten irradiar un campo, sobre el maniquí de agua, de  $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ , con una distancia fuente-superficie de 80 cm. En la siguiente figura se muestra un esquema de la geometría simplificada.

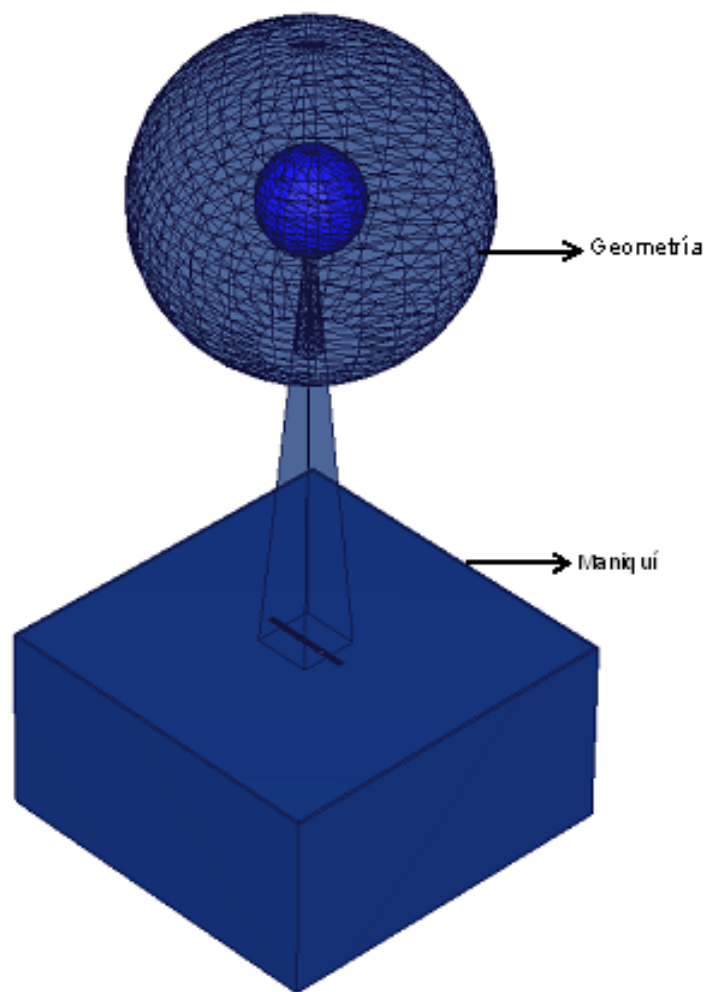


Figura 4.1: Geometría simplificada

En la figura 4.1 se observa el blindaje, que consta de dos recubrimientos esféricos, el primero con un radio de 8.33 cm y el segundo, con un radio de 26.75 cm. También se observa el campo irradiado sobre el maniquí o phantom. El material simulado entre la fuente y al maniquí es aire.

#### 4.1.2. Maniquí de agua

Aunque en el mercado existen una gran variedad de maniquíes en este trabajo se reprodujo un maniquí de agua, que es utilizado en la clínica cancerológica de Boyacá. El maniquí de agua consiste es un recipiente rectangular construido con un recubrimiento de polimetilmetacrilato (PMMA) que tiene una densidad de  $1.9 \frac{g}{cm^3}$ . Las medidas del maniquí son 31 cm de ancho, 61 cm de largo y 31 cm de alto. El interior del recipiente está lleno de agua. En el centro del maniquí se ubicaron celdas de cálculo que registran la dosis depositada por el haz de radiación.

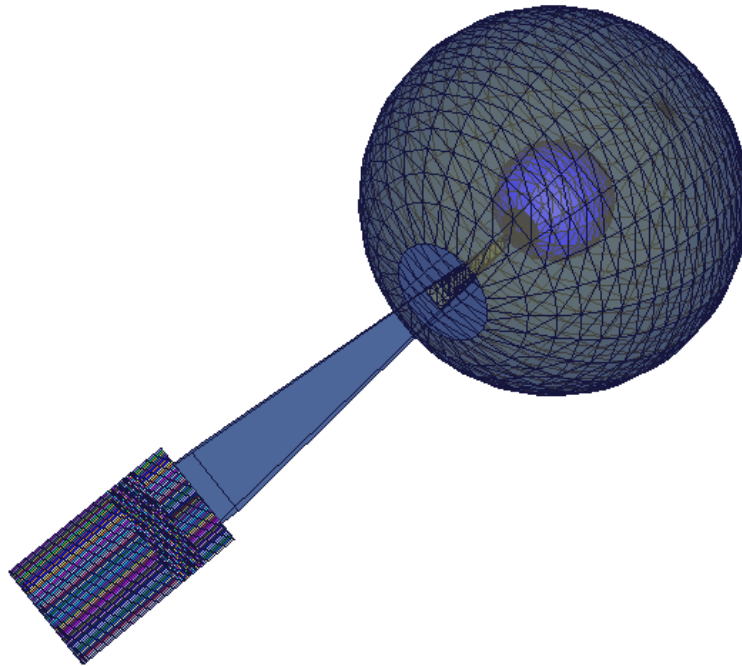


Figura 4.2: Detectores

En el centro del maniquí se ubicaron celdas de cálculo que registran la dosis depositada por el haz de radiación. Estos detectores están ubicados desde la superficie del agua hasta una profundidad de 30 cm con una distancia entre cada uno de ellos de 0.5 cm. De manera simultánea se ubicaron detectores a lo largo de una línea paralela a los detectores de profundidad con el fin de medir la dosis depositada en cada perfil, estos detectores tienen una distancia entre ellos de 0.25 cm y abarcan una línea de 15 cm, tal como se muestra en la figura 4.2. A continuación se observa la disposición de los detectores y su posición respecto al haz incidente.

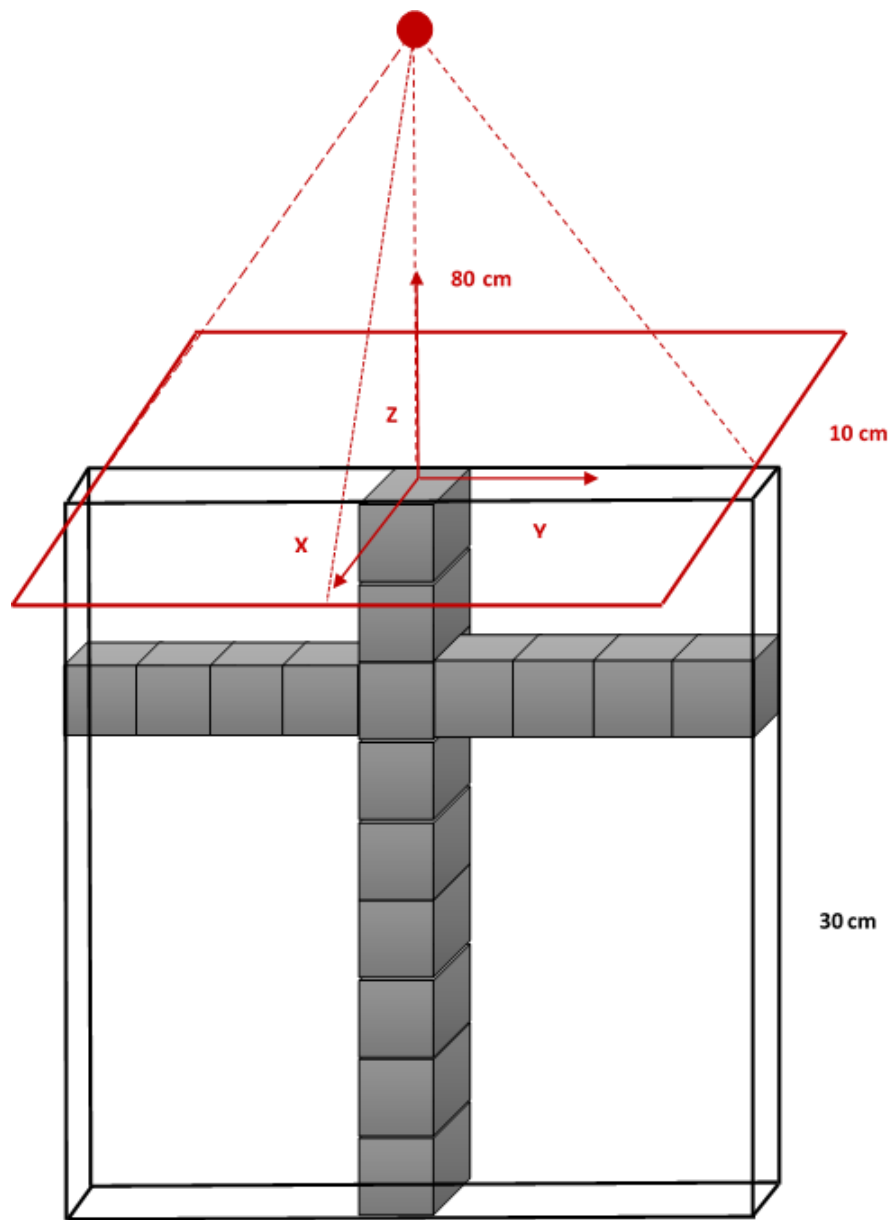


Figura 4.3: Celdas de cálculo

#### 4.1.3. Características de la fuente simulada

La fuente de  $^{60}\text{Co}$  emite fotones con una energía media de 1.25 MeV. Se simularon un total de  $2.15 \times 10^{10}$  historias (o número de partículas). La energía de corte para fotones y electrones se estableció en 0.001 MeV. La distancia a la que se ubicó la fuente de  $^{60}\text{Co}$  de la superficie del agua fue de 80 cm.

## 4.2. PDD y perfil

El primer cálculo que se obtiene es el PDD (Percentage depth dose). Para esto, se ubicaron voxeles sobre el eje del haz de 0.125 cm cúbicos desde la superficie del maniquí hasta una profundidad de 30 cm, esto es, 61 voxeles de 5 mm de espesor. El resultado del depósito de dosis en profundidad se muestra en la figura 4.4. De la figura se puede extraer información importante que es fundamental en la dosimetría usada para tratamientos de radioterapia con este tipo de radioisótopo.

El máximo depósito de energía debida a los fotones tiene lugar en el primer centímetro de profundidad. El máximo depósito de energía y por consiguiente la máxima dosis se obtiene a una profundidad de 0.5 cm.

Para contrastar los cálculos Monte Carlo con medidas experimentales, en la figura 4.4 se compara el PDD medido con el PDD experimental, se encuentra buena concordancia en los primeros centímetros de profundidad y pequeñas desviaciones después de los cinco cm de profundidad, estas diferencias pueden darse debido a la incertidumbre asociada a la medida.

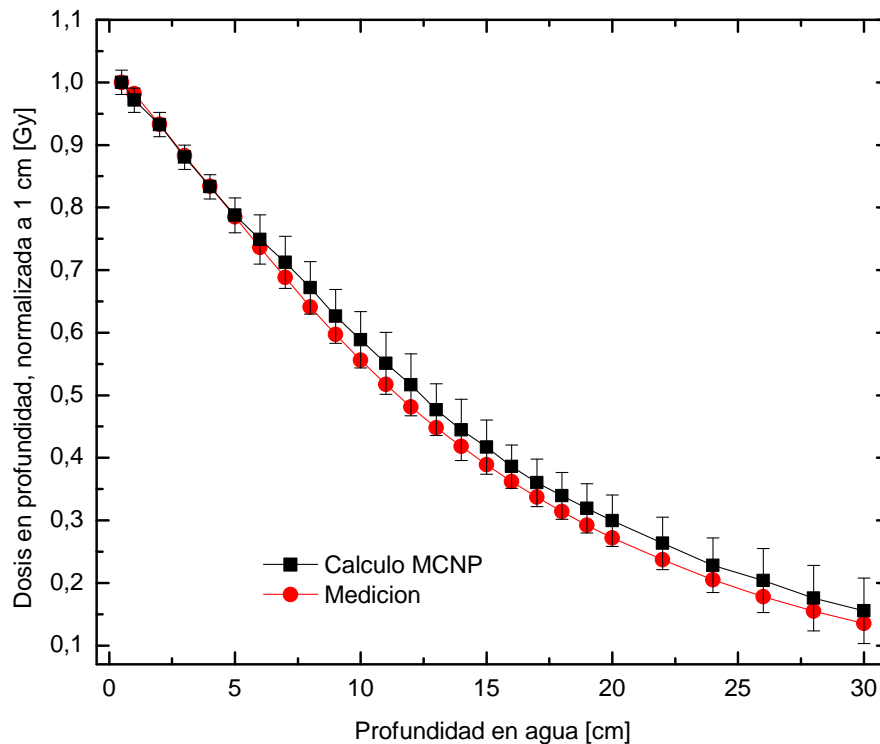


Figura 4.4: Distribución de dosis en profundidad

Cuando el haz de radiación incide sobre el maniquí de agua observamos que la dosis absorbida varía con la profundidad. Tal variación depende de varios factores: la energía del haz, espesor de agua que deben atravesar los fotones, distancia fuente-superficie, tamaño de campo irradiado y sistema de colimación entre otros.

Como se observa en a figura 4.4 el porcentaje de dosis disminuye con la profundidad, además se hace evidente que existe una acumulación inicial, y que la dosis disminuye rápidamente más allá de la región de máxima acumulación o Build-Up. Este fenómeno se presenta debido a que los fotones pierden energía produciendo a su paso cascadas de electrones, principalmente en los primeros centímetros de agua, y desde luego aquellos que no interactúan y que son de alta energía, esto es, los de 1.33 MeV, serán los que tengan mayor poder de penetración en el medio y produzcan ionizaciones a mayores profundidades.

El principal proceso de interacción de los fotones con el medio es el efecto Compton seguido por el efecto fotoeléctrico. El fotón incidente colisiona un electrón atómico con energía de enlace mucho menor que la energía con que incide el fotón. Básicamente, debido a esta diferencia de energías, el fotón interactúa con un electrón libre. El electrón es expulsado del átomo con cierta energía, mientras que el fotón es dispersado. Este fenómeno fue explicado en el capítulo 2 con más detalle.

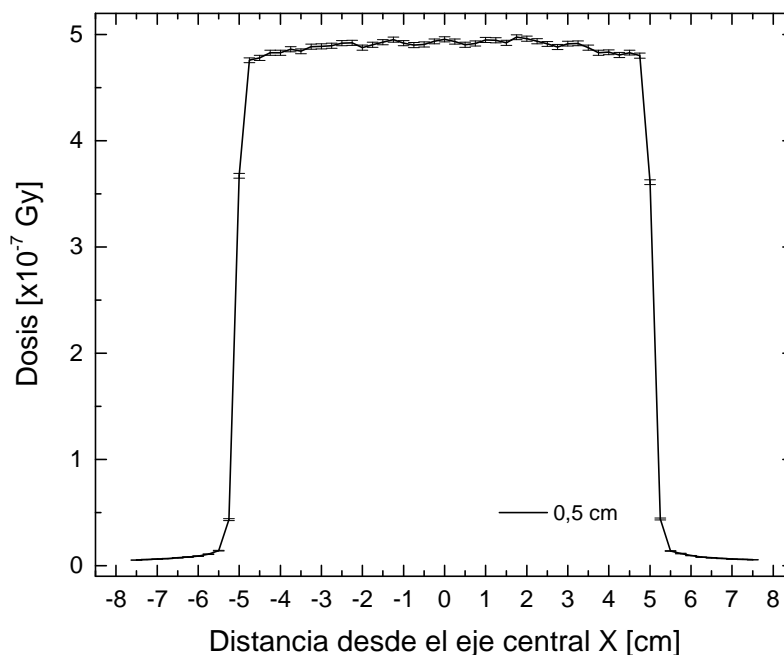


Figura 4.5: Perfil para máximo punto de depósito obtenido con MCNPX.

El rendimiento de dosis e profundidad no es suficiente para caracterizar un haz de radiación, por lo que es necesario conocer la planicidad del haz. Para esto, en la figura 4.5 se muestra la distribución de dosis en posición horizontal (perfil) a la profundidad de máximo depósito de dosis, estos perfiles permiten estudiar la planicidad del haz de radiación. La gráfica muestra un valor de dosis con pequeñas fluctuaciones para un campo cuadrado

de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Los fotones al interactuar con la superficie del maniquí lo hacen según la dirección preferencial dispuesta por el sistema de colimación del equipo que unida a la actividad de la fuente, ofrecen una distribución espacial bien definida que es usada particularmente en tratamientos de cáncer especiales. Sin embargo, dado el carácter aleatorio asociado al fenómeno radioactivo, las colisiones entre fotones y electrones en el maniquí ocurren en todas las direcciones generando electrones secundarios que viajan en distintas direcciones haciendo que el depósito de energía no sea exactamente el mismo en todos los puntos del perfil, diferencia que es bien marcada y que se muestra en las siguientes graficas en las que se presentan los perfiles a diferentes profundidades; aun así la gráfica 4.5 muestra una curva casi plana a la profundidad del punto de máximo depósito de dosis.

La incertidumbre asociada al cálculo fue menor al 4% en todos los voxel que simulan los primeros centímetros de profundidad. A mayor profundidad en el maniquí de agua los datos calculados presentan una mayor incertidumbre debido a que el número de fotones que alcanzan profundidades superiores a 20 cm se ve disminuido como se observa en la figura 4.4. Sin embargo la incertidumbre asociada en los cálculos es aceptable y otorga confiabilidad a los resultados obtenidos en este trabajo.

### 4.3. Perfiles a diferentes profundidades

Para terminar de caracterizar el haz de radiación de este equipo fue necesario calcular los perfiles a diferentes profundidades. A continuación se muestran los resultados obtenidos de perfiles a algunas de las profundidades escogidas.

En la figura 4.6 se muestran los perfiles de dosis para profundidades entre 0 y 14.5 cm. Se observa que el perfil a 0.5 cm es el de mayor depósito comparado con todos los demás, esto se hace evidente en la figura 4.6a.

En la gráfica 4.6a observamos que las curvas para estos perfiles son casi planas y además los valores de dosis tienen un valor casi constante, debido a que el haz de fotones es atenuado podría decirse de manera uniforme en los primeros 2 cm. La forma de la curva coincide con el valor del campo irradiado ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ) y fuera del campo (penumbra) el valor de dosis es casi nulo.

En las siguientes graficas incluidas las de los paneles de la figura 4.7, a medida que aumenta el espesor de agua la planicidad del haz se pierde, esto es, se observa un depósito de energía más pronunciado sobre el eje del haz que disminuye con la distancia al eje.

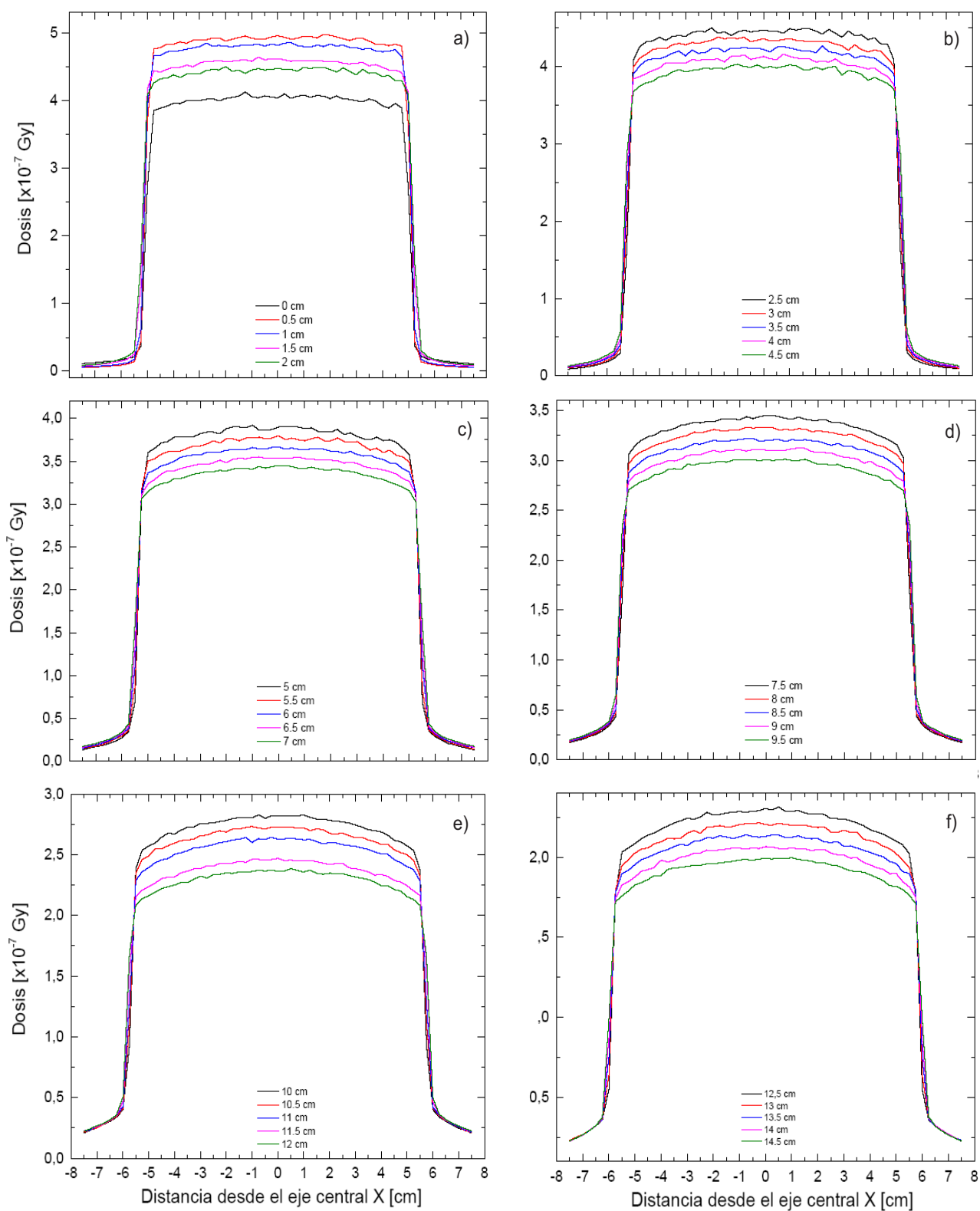


Figura 4.6: Resultados perfil de dosis de 0 a 14.5 cm



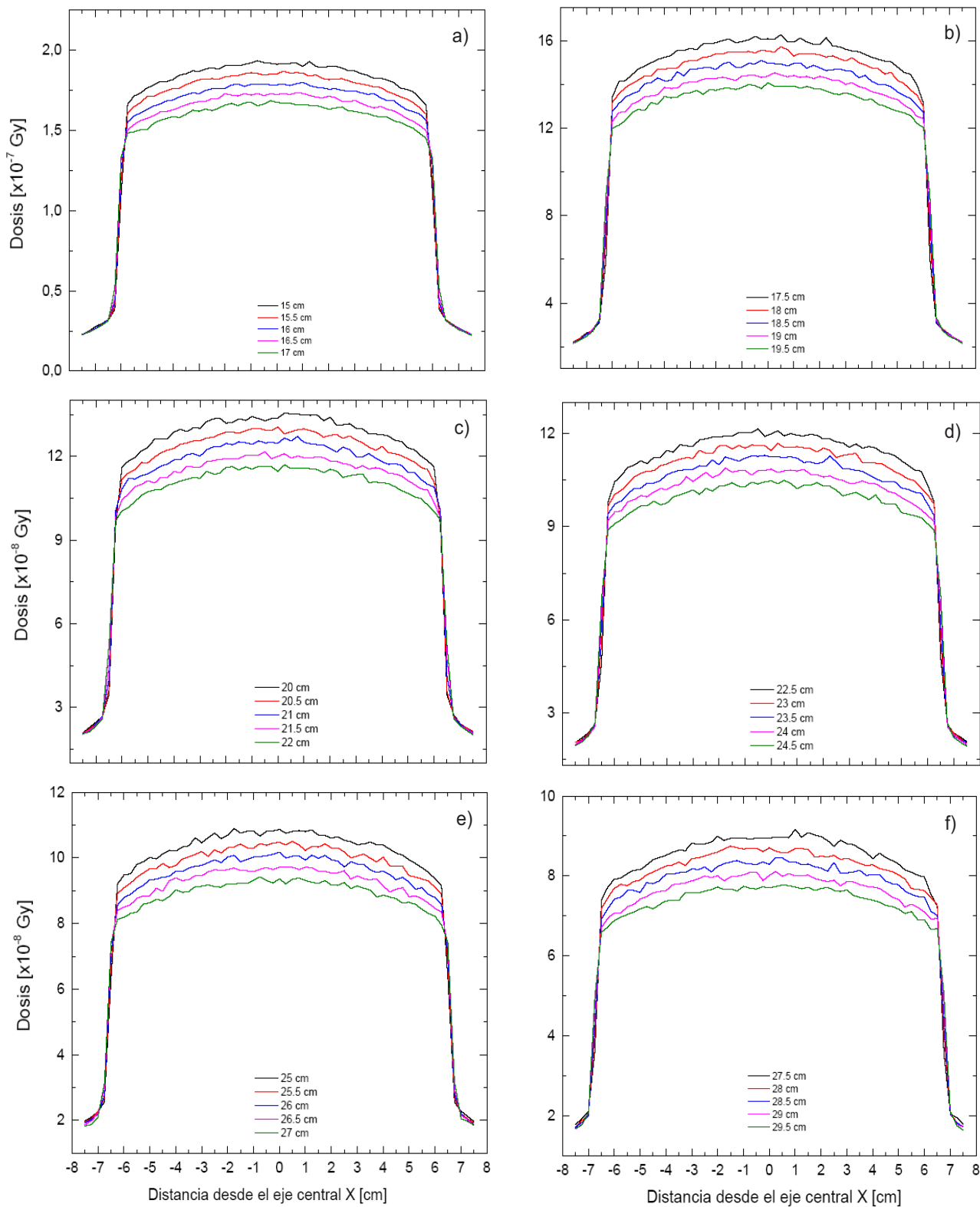


Figura 4.7: Resultados perfil de dosis de 15 a 29.5 cm

Los diferentes paneles de la figura 4.7 evidencian la pérdida de la planicidad. Debido a la forma geométrica del haz de radiación, como se mostró en la figura 3.2. El haz de radiación a estas profundidades necesita mayor espesor de agua debido a la inclinación geométrica del haz, esto explica la forma del perfil, que cada vez se hace más curvo en la medida que el espesor de agua aumenta.

Los resultados evidencian la disminución de dosis en profundidad y su relación con el PDD. El valor de dosis a la profundidad de 29.5 cm fue de  $7.76 \times 10^{-8} Gy$  por fotón emitido desde la fuente. Es decir que hay una reducción del 85 % en la dosis recibida entre el punto de máxima deposición y el de menor deposición.

---

# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo fueron estudiados los procesos físicos involucrados en el uso de radiación como terapia medica contra el cáncer. Específicamente se estudió el problema de transporte de energía presente en el cálculo de la distribución espacial de dosis en unidades de  $^{60}\text{Co}$  usadas para tratamientos de radioterapia.

En el estudio del transporte de radiación es necesario el uso de potentes sistemas computo y sofisticados códigos basados en Métodos Monte Carlo. En el capítulo 2 concentramos nuestra atención en la naturaleza de los métodos Monte Carlo, las características del código MCNPX y su poder combinado para resolver problemas de transporte de partículas.

En el área de radioterapia el constante trabajo entre físicos y médicos ha permitido evaluar y estudiar concienzudamente la relación entre la radiación suministrada y sus efectos sobre el tejido biológico.

Finalmente, mediante el uso del código MCNPX, simulamos la geometría simplificada de la unidad de cobaltoterapia del centro cancerológico de Boyacá. Obtuvimos los datos para la distribución espacial de dosis en unidades de cobalto usadas para tratamientos de radioterapia. Se ubicó una fuente de  $^{60}\text{Co}$  a una distancia de 80 cm de la superficie del maniquí, dirigiendo sobre éste un haz que irradió un área de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Las conclusiones más importantes son las siguientes:

- En la distribución de dosis en profundidad (PDD) la máxima deposición de dosis se encontró a una profundidad de 0.5 cm, que corresponde al valor reportado en la medición.
- Los fotones pierden energía principalmente en los primeros centímetros de agua.
- Se encontró que el valor de dosis decae significativamente tras la región de máxima acumulación o Build-Up.
- A medida que aumenta el espesor de agua la planicidad del haz se pierde.
- Debido a la disposición geometría del haz se produce un depósito de energía más pronunciado sobre el eje del haz y que disminuye con la distancia al eje.

- Se demuestra que el haz de  $^{60}\text{Co}$  ofrece una distribución espacial bien definida en los primeros centímetros de profundidad, esto garantizaría su uso en tratamientos que no excedan los 15 cm de profundidad.
-

# Bibliografía

- [1] Abdollahi M., Bahreyni M. T., Bahreyni T., Ghorbani M. Monte Carlo dose calculation of GZP6  $^{60}\text{Co}$  stepping source based on a matrix shift technique. *Reports Of Practical Oncology And Radiotherapy* 16: 10–13, (2011).
- [2] Baumgartner A., Hranitzky C., Stadtmann H., Maringer F. J. Determination of photon fluence spectra from a  $^{60}\text{Co}$  therapy unit based on PENELOPE and MCNP simulations. *Radiation Measurements*. 46: 595-601, (2011).
- [3] Briesmeister J. F. MCNPTM-A general Monte Carlo N-particle transport code. Version 4C, LA-13709-M, Los Alamos National Laboratory, (2000).
- [4] Casado F. J., García P. S., Cenizo E., Mateo B., Bodineau C., Galán P. Dosimetric characterization of an  $^{192}\text{Ir}$  brachytherapy source with the Monte Carlo code PENELOPE. *Physica Medica* 26: 132-139, (2010).
- [5] Chofor N., Looe H. K., Kapsch R. P, Harder D., Willborn K. C., Uhmman A. R., Poppe B. Characterization of the radiation quality of  $^{60}\text{Co}$  therapy units by the fraction of air kerma attributable to scattered photons. *Physics In Medicine And Biology*. 52: N137–N147, (2007).
- [6] Khan F.M. *The physics of radiation therapy*. Lippincott Williams & Wilkins, 2010.
- [7] Krane K.S. *Introductory Nuclear Physics*. USA, John Wiley . & Sons.(1988).
- [8] Kurudirek M. Water equivalence study of some phantoms based on effective photon energy, effective atomic numbers and electron densities for clinical MV X-ray and  $^{60}\text{Co}$ - $\gamma$ -ray beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A* 701: 268–272, (2013).
- [9] Mayles P., Nahum A., Rosenwald J. C. *Handbook of radiotherapy physics: theory and practice*. CRC Press, 2010.
- [10] Pelowitz D.B. *MCNPX User's Manual version 2.5.0*. Los Alamos National Laboratory. Report LA-UR-02-2607, (2005).
- [11] Sichani B. T., Sohrabpour M. Monte Carlo dose calculations for radiotherapy machines: Theratron 780-C teletherapy case study. *Physics In Medicine And Biology*. 49: 807–818, (2004).

- 
- [12] Tabrizi S. H., Asl A. K., Azma Z. Monte Carlo derivation of AAPM TG-43 dosimetric parameters for GZP6 Co-60 HDR sources. *Physica Medica*. 28: 153-160, (2012).
- [13] Taddei P., Fontenot J., Zheng Y., Mirkovic D., Jordan T., Newhauser W. Equivalent dose and effective dose from stray radiation during passively scattered proton radiotherapy for prostate cancer. *Physics In Medicine And Biology*. 53: 1677–1688, (2008).
- [14] Tanir G., Cengiz F. M., Bolukdemir H. Measurement of dose given by Co-60 in radiotherapy with TLD-500. *Radiation Physics and Chemistry*. 81: 355–357, (2013).
- [15] Thalhofer J. L., Rebello W. F., Correa S. A., Silva A. X., Souza E. M., Batista D. V. Calculation of Dose in Healthy Organs, during Radiotherapy 4-Field Box 3D Conformal for Prostate Cancer, Simulation of the Linac 2300, Radiotherapy Room and MAX Phantom. *International Journal of Medical Physics*. 2: 61-68, (2013).
- [16] Turner J.E. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection USA*, Wiley VCH.(1995).
- [17] Vidyasagar P. B., Joshi C. P., Darko J., Schreiner J. Investigation of an efficient source design for Cobalt-60-based tomotherapy using EGSnrc Monte Carlo simulations. *Physica Medica*. 53: 575–592, (2008).
- [18] Wulff J., Heverhagen J. T., Karle H., Zink K. Investigation of correction factors for non-reference conditions in ion chamber photon dosimetry with Monte-Carlo simulations. *Physica Medica*. 20: 25–33, (2010).
-