



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

**INSTITUTO DE FÍSICA
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS**

RECONSTRUCCIÓN ESPECTRAL PARA UN ACELERADOR LINEAL DE ALTA ENERGÍA

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE
MAESTRO EN CIENCIAS
(FÍSICA MÉDICA)

PRESENTA

MARIANA HERNÁNDEZ BOJÓRQUEZ

DIRECTOR DE TESIS

DR. ARNULFO MARTÍNEZ DÁVALOS

COMITÉ TUTORAL:

DRA. MERCEDES RODRÍGUEZ VILLAFUERTE

M. EN C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS

MED. MIGUEL ÁNGEL CELIS L.

pcf

posgrado en ciencias físicas
u n a m



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Índice general

1. Conceptos Básicos	1
1.1. Introducción	1
1.2. Planeación de tratamientos	3
1.3. Sistemas multihojas y Radioterapia con Intensidad Modulada	4
1.3.1. Modalidades de tratamiento	7
1.4. Métodos de reconstrucción espectral: Antecedentes	8
1.4.1. Descripción de un haz de fotones	9
1.4.2. Atenuación	10
1.5. Distribuciones de dosis en profundidad	11
1.6. Porcentaje de dosis en profundidad	12
1.6.1. Dependencia del PDD respecto a la calidad del haz y la profundidad	12
1.6.2. Incremento de dosis inicial	13
1.6.3. Efecto del tamaño de campo	14
1.6.4. Dependencia con la distancia fuente-superficie	15
1.7. Cálculo de las curvas de depósito de dosis en profundidad	16
1.7.1. Sistema EGSnrc	16
1.7.2. Transporte de Radiación en EGSnrc	18
2. Reconstrucción del espectro de radiación de frenado	21
2.1. Introducción	21
2.2. Desarrollo teórico	22
2.2.1. Descripción de la matriz A	24
2.2.2. Análisis espectral	26
2.3. Método de simulación	26
2.3.1. Obtención de las “medidas de transmisión”	27
2.3.2. Cálculo del espectro original	30
2.3.3. Influencia del número de eigenvalores	31

2.3.4.	Influencia del material atenuador	32
3.	Materiales y Métodos	34
3.1.	Introducción	34
3.1.1.	Especificaciones técnicas del acelerador lineal Varian 600 N.	34
3.1.2.	Especificaciones dosimétricas del acelerador lineal Va- rian 600 N.	35
3.2.	Arreglo experimental	36
3.3.	Colimadores tipo cono	37
3.4.	Un estudio preliminar: selección del material atenuador	38
3.5.	La cámara de ionización	44
3.5.1.	Información técnica	45
3.6.	Dependencia energética de la cámara de ionización	46
3.6.1.	El capuchón: diseño y construcción	46
3.6.2.	Función de respuesta de la cámara de ionización	47
3.7.	Radiación dispersada	49
3.7.1.	Arreglo experimental	49
3.7.2.	Atenuador	50
4.	Resultados y análisis	52
4.1.	Medidas de transmisión	52
4.2.	Corrección por la respuesta de la cámara de ionización	55
4.3.	Reconstrucción	57
4.4.	Validación del espectro usando curvas de porcentaje de dosis en profundidad	58
4.4.1.	Curva de porcentaje de dosis en profundidad (PDD) medida	58
4.4.2.	Cálculo de curvas de PDD	60
4.4.3.	Cálculo de curvas de PDD con el espectro reconstruido	66
5.	Conclusiones	72

Capítulo 1

Conceptos Básicos

1.1. Introducción

En los últimos años, la radiocirugía (y la radioterapia) estereotáctica conformal, que utiliza colimadores multihojas en aceleradores lineales para uso médico, ha demostrado ser altamente efectiva, pues protege mayor cantidad de tejido sano y órganos en riesgo -estos reciben dosis menores a las establecidas como límite- y la dosis entregada a la lesión blanco es máxima, con una mayor cobertura y distribuciones de dosis más homogéneas, además ha hecho posible el tratamiento de lesiones quirúrgicamente inalcanzables.

Esta técnica ha sido útil para tratamientos de alta precisión, tanto de lesiones intracraneales, como de cabeza y cuello bien definidas, malformaciones arteriovenosas, lesiones de tipo benigno y maligno, así como de algunos padecimientos funcionales como epilepsia, distonías, etc., entre otros [Solberg 1996].

El cálculo de las distribuciones de dosis requeridas en radiocirugía estereotáctica conformal, más aún, en la radioterapia conformal en general, cada vez son más complejos [Leavitt 1991], [McGinley 1992], [Sixel 1993], por lo que se ha hecho manifiesta la necesidad de mejorar la precisión en los resultados derivados de los cálculos que llevan a cabo los sistemas para planeación de tratamientos. Adicionalmente, la combinación de los regímenes de tratamiento fraccionados con las restricciones de inmovilidad y blancos de volumen pequeño, ha dado como resultado la posibilidad de tratar con radiocirugía estereotáctica conformal una variedad más amplia de lesiones y de sus posibles localizaciones, por lo que se requiere también aplicar correc-

ciones por inhomogeneidades en la densidad electrónica del medio con el que interaccionarán los haces de radiación.

Una consecuencia inmediata de los factores mencionados anteriormente, es que los cálculos de las distribuciones de dosis a partir de medidas de porcentajes de dosis en profundidad (PDD¹) y de cocientes fuera del eje central (OAR¹) –que se utilizan en la planeación para tratamientos de radioterapia convencional con campos cuadrados- ya no sean apropiados para obtener información tridimensional de las variables dosimétricas, calculadas para técnicas de tratamiento que modifican la forma del haz de radiación en tiempo real ni para los haces conformales (con formas que mediante el uso de colimadores multihojas representan la forma del blanco a tratar). En su lugar, se hizo necesaria la planeación de tratamientos basada en Métodos Monte Carlo (MC) o en técnicas de convolución [Kapur 1999], [Leal 2004], [Papanikolaou 1995], [Chehrazi 2005], que ofrece resultados más cercanos a lo que consideramos verdadero.

La planeación de tratamientos que involucran las dos últimas técnicas mencionadas, requiere el conocimiento los espectros de rayos X generados por los equipos radioquirúrgicos. Por esta razón, se han desarrollado diversos métodos para obtener indirectamente la forma del espectro mencionado [Levy 1974], [Nath 1976], [Levy 1976], [Landry 1991]. Uno de los métodos indirectos para la reconstrucción del espectro de radiación de frenado, es el que se basa en el análisis de la atenuación que se produce al hacer incidir el haz de fotones de interés en un medio determinado [Huang 1981], [Archer 1982], [Huang 1982], [Francois 1993], [Catala 1995], [Francois 1997]. En este método el espectro de energía puede ser reconstruido a partir de medidas relativas de transmisión utilizando atenuación de haz angosto a través de múltiples espesores de material atenuador.

El objetivo de esta tesis es implementar y validar el método de reconstrucción propuesto por Francois y colaboradores [Francois 1993], para obtener las componentes espectrales del haz de fotones del acelerador lineal de 6 MV, Novalis, que se encuentra en la Unidad de Radioneurocirugía del Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía “Manuel Velasco Suárez” (INNN), de la Ciudad de México.

¹Siglas en inglés para PDD: percent depth dose, OAR: off-axis ratios

1.2. Planeación de tratamientos

La planeación de tratamientos es el proceso en el que se elabora el procedimiento para realizar una sesión de radioterapia. En ella se definen las estrategias por seguir para aplicar el tratamiento adecuado en función de los volúmenes blanco, dosis límites en tejidos sanos y órganos de riesgo, distribuciones de dosis y la forma en la que se conseguirán tales distribuciones.

La planeación de tratamientos de radioterapia se apoya fundamentalmente en el uso de sistemas de cómputo, que gracias al desarrollo que tecnológicamente ha sido posible permite:

- Una mejor visualización del blanco y del tejido sano
- Calcular las curvas de isodosis con sus correspondientes bandas de incertidumbre
- Registrar del volumen blanco antes y durante el tratamiento
- Otorgar mejor protección al tejido sano y los órganos de riesgo.

En suma, el desarrollo de equipos de cómputo poderosos y programas muy sofisticados ha hecho posible que la radioterapia moderna se realice mediante tratamientos guiados y controlados con gran precisión. Más aún, actualmente la planeación y aplicación de los tratamientos de radioterapia se encuentran en procesos de cambio continuamente.

Los sistemas de imagen multimodal: tomografía computarizada (CT²), imagenología por resonancia magnética (MRI²) y tomografía por emisión de positrones (PET²) han jugado un papel fundamental para conseguir los grandes avances y mejoras en los sistemas de visualización anatómica y funcional de los tejidos de interés en radioterapia. Estas técnicas permiten, en su conjunto, definir los volúmenes de interés, principalmente el volumen blanco, situación que históricamente ha representado un reto.

La necesidad de sistemas de planeación con niveles de precisión tan altos que permitan utilizar las técnicas de planeación y tratamiento que actualmente se ofrecen (algunas descritas más adelante), ha introducido el desarrollo de procedimientos de verificación por medio de los cuales es posible observar el cumplimiento de los criterios de calidad establecidos para el buen

²Por sus siglas en inglés CT: Computed Tomography, PET: Positron Emission Tomography, MRI: Magnetic Resonance Imaging.

uso de la radioterapia. En los últimos años se han publicado reportes que abordan este tema [Mayles 2000], [NSC 2001], los cuales proveen propuestas para pruebas y procedimientos que permiten llevar a cabo verificaciones geométricas, funcionales y dosimétricas para aceleradores lineales.

1.3. Sistemas multihojas y Radioterapia con Intensidad Modulada

Los sistemas multihojas o colimadores multihojas (MLC³) son dispositivos controlados por computadora, capaces de proveer blindaje a los haces de fotones generados en aceleradores lineales, mediante la colocación de las hojas, que adaptándose a la forma del contorno que proyecta la lesión en una dirección de incidencia particular del haz, busca proteger tejido que no se desea irradiar. Esto se logra usando hojas hechas de un material de número atómico grande, típicamente, para su construcción se utiliza una aleación de tungsteno, ya que éste presenta propiedades de dureza y maleabilidad para su fabricación; una ventaja adicional para el uso de esta aleación es su bajo coeficiente de expansión, de tal forma que las partes pueden ser diseñadas y construidas con tolerancias mínimas, hecho de gran importancia dado que la separación entre las hojas juega un papel decisivo en el control de la radiación transmitida y la radiación de fuga que pueda existir entre ellas.

En la figura 1.1a se muestra la proyección de un campo de tratamiento, obtenido en el MLC del LINAC dedicado a Radioneurocirugía del INNN; en la figura 1.1b se pueden observar ejemplos de las diferentes proyecciones que se pueden obtener en un MLC para un blanco dado. Cada una de estas proyecciones pretende ajustarse, dentro de los límites establecidos por el tamaño físico de cada una de las hojas, al contorno del tamaño de la lesión por tratar en el campo de visión del haz de radiación, en una dirección de incidencia dada.

Típicamente un MLC puede tener entre 20 y 80 pares de hojas. En la figura 1.2a, podemos ver un ejemplo esquemático de la forma de una de las hojas que compone un MLC.

Las hojas del MLC deben proveer un grado aceptable de atenuación, su forma debe ser óptima de tal manera que en su conjunto proyecten la forma del campo adecuada. También debe ser posible abarcar una variedad

³Por sus iniciales en inglés MLC: multi leaf colimator.

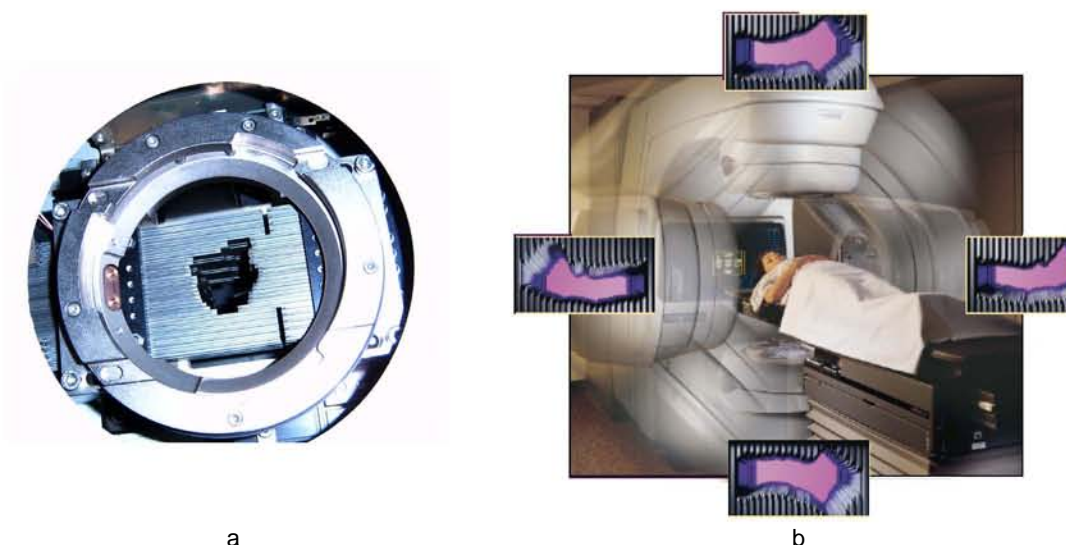


Figura 1.1: a) MLC del INNN, b) Ejemplo de proyecciones de un MLC

amplia de tamaños y formas de campo y además deben estar integradas al resto del sistema de colimación del acelerador lineal (colimadores primarios y secundarios). Ver figura 1.2b.

Los MLC pueden tener múltiples aplicaciones en radioterapia. La principal aplicación de estos colimadores es reemplazar a los bloques convencionales (modificadores de campo en general) que se montan en la salida del haz de radiación de un acelerador lineal con el objetivo de modificar el campo para proteger órganos críticos y tejido sano.

Utilizando los MLC es posible alcanzar fácilmente cambios en la forma de los campos de irradiación mediante el control por computadora. Los haces así modificados, normalmente presentan una intensidad uniforme a lo largo de la proyección.

Esta técnica se conoce como radioterapia conformal tridimensional (3D-CRT⁴). Para que esta técnica sea exitosa, se necesita garantizar un alto nivel de precisión tanto en la planeación del tratamiento como en su ejecución, requerimientos que se pueden estudiar mediante métodos de verificación, que usualmente requieren del uso de un maniquí en el que se obtienen medidas

⁴Siglas en inglés para Conformal Radiotherapy.

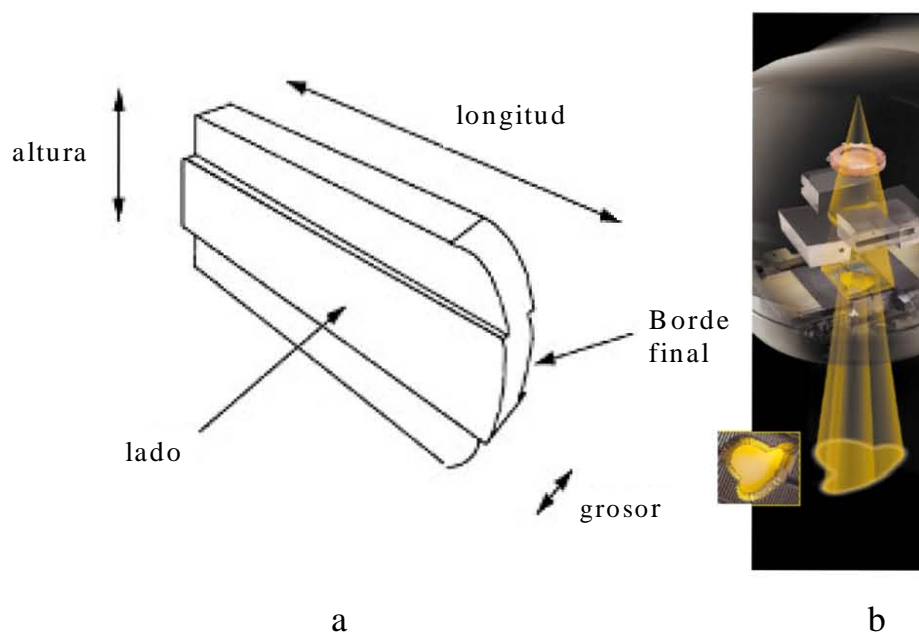


Figura 1.2: a) Diagrama de una hoja del MLC, b) Ejemplo de la integración de los diferentes colimadores de un LINAC

de dosis que, posteriormente, pueden ser comparadas con dosis calculadas.

Otra de las aplicaciones de los MLC es la producción de haces de intensidad modulada (IMRT⁵), mediante la recolocación de las multihojas en el campo de radiación durante el tratamiento en tiempo real. Con esta técnica, se optimiza el movimiento de las hojas con la finalidad de determinar la distribución de intensidades a través del volumen blanco sin considerar al tejido circundante, con excepción de aquellos órganos que clínicamente sea indispensable proteger y que se indiquen explícitamente. La IMRT tiene el potencial de alcanzar niveles más altos de conformalidad en el blanco y protección a órganos de riesgo que la mayoría de las otras técnicas de tratamiento, especialmente para volúmenes blanco y órganos de riesgo con formas complicadas y/o en regiones cóncavas [IMRT-CWG 2001].

⁵Por sus siglas en inglés IMRT: intensity modulated radiation therapy.

1.3.1. Modalidades de tratamiento

El acelerador Novalis del INNN cuenta con 5 técnicas de tratamiento para radioneurocirugía: arcos circulares no coplanares, haces conformales, arcos conformales, arcos dinámicos conformales e IMRT.

Arcos circulares no coplanares

Esta modalidad se realiza utilizando colimadores de tipo cónico, que proyectan en la superficie del paciente un haz circular, por lo que podemos conseguir curvas de isodosis aproximadamente esféricas. Estos colimadores son un accesorio del LINAC y se colocan externamente para su uso. Los diferentes diámetros disponibles en la Unidad de Radioneurocirugía del INNN son: 4, 6, 7.5, 10, 12.5, 15, 17.5 y 20 mm.

Mientras se está aplicando el tratamiento, el cabezal del linac gira alrededor del isocentro (centro hipotético de la lesión a tratar), de esta manera se entrega una dosis alta en la región más próxima al isocentro y una dosis menor en tejido sano.

Haces conformales

Para esta técnica de tratamiento se usan haces estáticos conformales múltiples. Las hojas del MLC se colocan buscando conseguir lo más aproximadamente posible (limitado por las dimensiones físicas de las hojas) el contorno del PTV⁶ para una proyección dada.

Arcos conformales

En esta modalidad se utiliza el MLC con la forma de la proyección en la que el contorno de la lesión es mayor. Las hojas del MLC permanecen en la misma posición en toda la entrega de la dosis deseada en el arco correspondiente.

Arcos dinámicos conformales

La forma del campo de radiación cambia continuamente mientras el cabezal del acelerador gira alrededor del isocentro entregando el tratamiento planeado. El tratamiento generalmente se constituye de varios arcos.

⁶Por sus siglas en inglés PTV: Planning Target Volume.

IMRT

La radioterapia con intensidad modulada es una técnica de tratamiento en la que se utiliza el sistema de planeación inversa buscando como objetivo principal irradiar la lesión con la dosis de prescripción y proteger los órganos de riesgo específicamente solicitados. Las hojas del MLC se mueven de forma continua modificando la intensidad del haz a lo largo del campo de radiación, mientras el haz se encuentra activo en múltiples posiciones estáticas del cabezal.

1.4. Métodos de reconstrucción espectral: Antecedentes

A principios de la década de los 80 recobró interés el estudio de los métodos por análisis de atenuación para determinar el espectro de energía de rayos X [Baird 1981], [Huang 1981], [Archer 1982], basados en la formulación de la transformada de Laplace, la cual fue utilizada originalmente para el análisis de datos de transmisión en la década de los 30 por Silberstein y otros colaboradores [Silberstein 1932].

El renacimiento del estudio espectral se enfocó en su aplicación a los espectros utilizados en radiodiagnóstico. Primero, se consiguió reconstruir espectros de hasta 80 kVp sin considerar radiación característica, y en el intervalo terapéutico, se obtuvieron espectros de 2 MV [Archer 1982], [Archer 1985].

Simultáneamente se trabajaba con los avances presentados por Archer en 1982, modificando su modelo para considerar las líneas de radiación característica. Cabe mencionar que esta técnica se basaba fuertemente en algunas características físicas del espectro, como su energía máxima y en una forma predeterminada de éste.

Estas restricciones llevaron a buscar alternativas de cálculo para determinar la forma del espectro de rayos X. Una de las técnicas numéricas propuesta es la que se basa en el análisis y solución de la expresión para la distribución de la fluencia de fotones, como función del grosor del material atenuador, al hacersele incidir el haz de fotones en estudio. Enseguida se muestra la expresión matemática mencionada, relativa al valor de la señal en el detector

obtenida en ausencia de atenuador

$$\begin{aligned} T(x) &= \frac{s(x)}{s(x=0)} \\ &= \int_0^{E_{\text{máx}}} \exp[-\mu(E)x] F(E) dE \end{aligned} \quad (1.1)$$

en la cual $\mu(E)$ es el coeficiente lineal de atenuación del material atenuador para la energía E , $F(E)$ es la fracción de la señal correspondiente a los fotones con energías entre E y $E + dE$ en el haz atenuado, y E_{max} es la energía máxima del espectro [Twidell 1970].

La técnica ha sido abordada por varios autores [Huang 1982], [Huang 1986], [Francois 1993] proponiendo diferentes métodos de solución para $F(E)$ en la ecuación anterior.

1.4.1. Descripción de un haz de fotones

Un haz de rayos X emitido de un blanco o un haz de rayos γ de una fuente radiactiva, se compone de un gran número de fotones, usualmente con una variedad de energías. Un haz de fotones se puede describir a través de varias cantidades, definimos algunas a continuación [Khan 1994].

1. La fluencia de fotones Φ está definida como

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

donde dN es el número de fotones que atraviesan una esfera imaginaria de sección transversal de área da .

2. La rapidez de fluencia o densidad de flujo ϕ es la fluencia por unidad de tiempo

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

donde dt es el intervalo de tiempo.

3. La fluencia de energía Ψ es

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

donde dE_{fl} es la suma de las energías de todos los fotones que atraviesan una esfera de área de la sección transversal da .

Para un haz monoenergético dE_{fl} es el número de fotones dN por la energía $h\nu$ de cada fotón:

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

1. Rapidez de fluencia, densidad de flujo de energía o intensidad ψ es la fluencia de energía por unidad de tiempo:

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

1.4.2. Atenuación

Un arreglo experimental diseñado para medir la atenuación de un haz de fotones se muestra en la fig. 1.3.

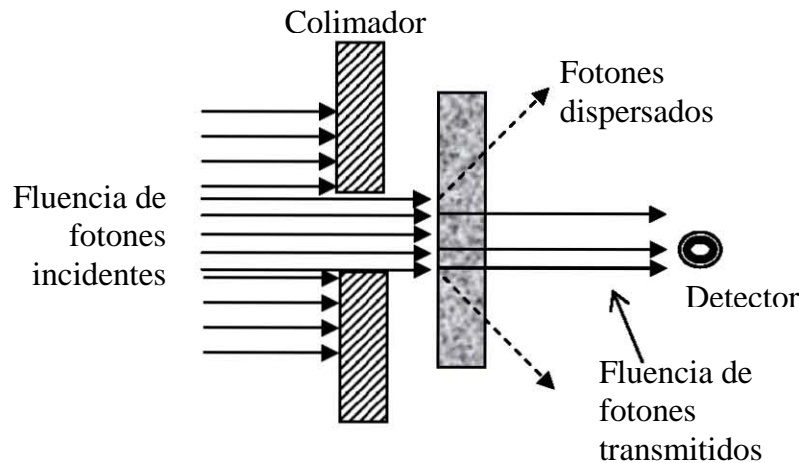


Figura 1.3: Diagrama para ilustrar un arreglo experimental para estudiar la atenuación de haz angosto a través de un absorbedor. Las medidas se realizan bajo condiciones de "buena geometría", es decir, los fotones dispersados no son detectados.

Un haz delgado de fotones monoenergéticos se hace incidir en un material absorbedor de grosor variable. Se coloca un detector a una distancia fija de la fuente y suficientemente lejos del material atenuador de tal forma que sólo los fotones primarios transmitidos son medidos en el detector. Cualquier

fotón dispersado en el material se supone que no es detectado en este arreglo. Así, si un fotón interacciona con un átomo, es completamente absorbido o dispersado lejos del detector.

Bajo estas condiciones, la reducción en el número de fotones dN es proporcional al número de fotones incidentes N y al grosor del absorbedor dx . Matemáticamente $dN \propto Ndx$ o $dN = -\mu Ndx$ donde μ es la constante de proporcionalidad, llamada coeficiente de atenuación. El signo menos indica que el número de fotones decrece conforme el grosor del atenuador que se atraviesa aumenta. La ecuación anterior también se puede escribir en términos de la intensidad I : $dI = -\mu I dx$ o $\frac{dI}{I} = -\mu dx$. Si el grosor x se expresa como una longitud, entonces μ es llamado coeficiente lineal de atenuación.

La ecuación diferencial para la atenuación puede ser resuelta como $I(x) = I_0 e^{-\mu x}$ donde $I(x)$ es la intensidad transmitida a través de un grosor x e I_0 es la intensidad incidente en el atenuador.

1.5. Distribuciones de dosis en profundidad

Conforme el haz incide en un paciente (o un maniquí), la dosis absorbida en el medio varía con la profundidad. Esta variación depende de muchas condiciones: la energía del haz, la profundidad, el tamaño de campo, la distancia fuente-superficie y el sistema de colimación del haz. Entonces, el cálculo de la dosis en el paciente involucra consideraciones relacionadas con estos parámetros mientras afecten la distribución de dosis en profundidad.

Un paso esencial en los sistemas para el cálculo de dosis es establecer la variación de la dosis a lo largo del eje central del haz de radiación. Se han definido varias cantidades con este propósito, algunas de las más importantes son: porcentaje de dosis en profundidad, cociente tejido-aire, cociente tejido-maniquí y cocientes máximos en tejido [Khan 1994]. Estas cantidades son generalmente derivadas a partir de medidas hechas en maniquies de agua usando cámaras de ionización pequeñas. Aunque también existen otros sistemas dosimétricos como los dosímetros termoluminiscentes, películas de tinte radiocrómico y películas radiográficas, se prefiere el uso de las cámaras de ionización por su mayor precisión y menor dependencia con la energía.

Este trabajo se enfoca en el análisis de las curvas de dosis en profundidad a fin de validar el método de reconstrucción del espectro de rayos X de alta energía.

1.6. Porcentaje de dosis en profundidad

Una manera de caracterizar la distribución de dosis en el eje central del haz es normalizar la dosis en profundidad con respecto a la dosis a una profundidad de referencia. El porcentaje de dosis en profundidad (PDD) se puede definir como el cociente, expresado como porcentaje, de la dosis absorbida a cualquier profundidad d relativa a la dosis absorbida a una profundidad de referencia fija d_0 , a lo largo del eje central del haz. Entonces, el porcentaje de dosis en profundidad lo podemos escribir como

$$PDD = \frac{D_d}{D_{d_0}} \times 100 \quad (1.7)$$

para haces de alta energía, la profundidad de referencia se toma como la posición de la dosis absorbida máxima, $d_0 = d_{max}$.

En la práctica clínica, la dosis absorbida máxima en el eje central del haz se conoce como dosis máxima, D_{max} .

Existen varios parámetros que afectan la distribución de dosis en profundidad sobre el eje central. Entre estos se cuentan, la calidad del haz o su energía, la profundidad, el tamaño y forma del campo, la distancia fuente-superficie y la colimación del haz.

1.6.1. Dependencia del PDD respecto a la calidad del haz y la profundidad

El PDD (a profundidades mayores que la de dosis máxima) se incrementa con la energía del haz. Los haces de energía más alta tienen una penetración mayor y por lo tanto entregan un porcentaje de dosis en profundidad más grande. Si no consideramos los efectos de la ley del inverso cuadrado y la dispersión, las variaciones del porcentaje de dosis con la profundidad son dominadas aproximadamente por la atenuación exponencial. Entonces, la calidad del haz afecta al PDD en virtud de los coeficientes lineales de atenuación promedio $\bar{\mu}$ (coeficiente lineal de atenuación para un haz de radiación polienergético). Mientras $\bar{\mu}$ decrece, el haz se vuelve más penetrante, de lo que resulta un PDD más grande a cualquier profundidad dada, mayor que la región de incremento.

1.6.2. Incremento de dosis inicial

Como podemos observar en la figura 1.4, la curva de PDD decrece con la profundidad a partir de la profundidad de dosis máxima. Sin embargo, existe una región de incremento inicial de dosis (región entre la superficie del maniquí y el punto de dosis máxima), que se vuelve más y más pronunciada conforme se incrementa la energía. En el caso de haces de ortovoltaje y energías bajas, la región de incremento se encuentra muy cerca de la superficie. Pero para haces más energéticos, el punto de dosis máxima se presenta cada vez a mayor profundidad mientras se incrementa la energía.

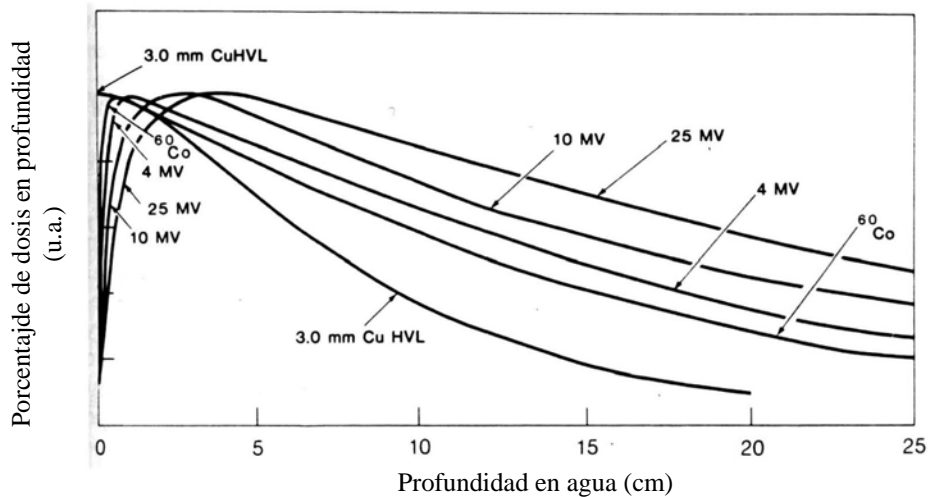


Figura 1.4: Distribución de dosis en profundidad para diferentes haces de fotones. Tamaño de campo 10 cm x 10 cm; distancia fuente-superficie (SSD) de 100 cm para todos los haces, excepto para 3.00 mm Cu HVL (Half Value Layer), SSD = 50 cm. El origen de los datos es la Asociación de Físicos en Hospital (Hospital Physicists' Association). Figura tomada de [Khan 1994].

El efecto del incremento de dosis para haces de alta energía da lugar a lo que clínicamente se conoce como efecto de *protección a la piel*. Para haces de megavoltaje tales como los de ^{60}Co y mayores energías, la dosis en la superficie es mucho menor que D_{max} . Esto ofrece una ventaja distinta sobre los haces de baja energía para los cuales D_{max} ocurre en la superficie de la piel. Así, en el caso de haces de fotones de alta energía, se pueden entregar dosis mayores

a lesiones localizadas a profundidades grandes dentro del cuerpo sin exceder la dosis límite a la piel. Esto es posible, por una combinación de efectos: el porcentaje de dosis en profundidad mayor para haces de mayor energía y la dosis menor a la superficie.

La física de la región de incremento se puede explicar como sigue. (a) Mientras los haces de mayor energía entran al paciente o al maniquí, se generan electrones a gran velocidad a partir de la superficie y de las capas subsecuentes. (b) Estos electrones depositan su energía a una profundidad diferente a la de su sitio de origen. Los electrones que se producen en la dirección opuesta al haz pueden abandonar el maniquí y/o al paciente depositando parte de su energía fuera de él. Debido a esto, la fluencia de electrones, y por lo tanto la dosis absorbida, se incrementa con la profundidad hasta que se alcanza un máximo. Sin embargo, la fluencia de energía de los fotones decrece continuamente con la profundidad, y como resultado, la producción de electrones también decrece con la profundidad. El efecto neto es que más allá de un cierto punto, la dosis eventualmente empieza a decrecer. Con los haces de baja energía, el alcance de los electrones es tan pequeño que el efecto de incremento no se observa y la dosis disminuye continuamente conforme se incrementa la profundidad.

1.6.3. Efecto del tamaño de campo

Se hace referencia al tamaño de campo definido geoméricamente, es decir, al tamaño de la proyección sobre un plano perpendicular al eje del haz, de la parte final del colimador, visto desde el centro frontal de la fuente de radiación. Esta definición generalmente corresponde a la región definida por la luz localizadora de campo, colocada como si una fuente puntual de luz estuviera localizada en el centro de la superficie frontal de la fuente de radiación.

Para un campo suficientemente pequeño uno puede aceptar que la dosis en profundidad en un punto es efectivamente el resultado de la radiación primaria, es decir, fotones que han atravesado el medio en que se han hecho incidir sin interactuar previamente. La contribución por fotones dispersados a la dosis en profundidad en este caso es tan pequeña que puede despreciarse. Sin embargo, si el tamaño de campo se incrementa, la contribución por radiación dispersada a la dosis absorbida aumenta. Este incremento en dosis por dispersión es mayor a profundidades mayores que el punto de D_{max} . El porcentaje de dosis en profundidad aumenta con el incremento en el tamaño

de campo.

Este aumento causado por el incremento en el tamaño de campo, depende de la calidad del haz. La probabilidad de dispersión o la sección transversal decrece con el incremento en energía y los haces de mayor energía son dispersados predominantemente en la dirección de incidencia de los fotones primarios, es por ello que la dependencia en el tamaño de campo del porcentaje de dosis en profundidad, es menos pronunciado para las altas energías que para haces de baja energía.

1.6.4. Dependencia con la distancia fuente-superficie

La fluencia de fotones emitida por una fuente de radiación puntual varía como la ley del inverso cuadrado de la distancia a partir de la fuente. Aunque las fuentes clínicas (fuente isotrópica o mancha focal) para haces de teleterapia tienen tamaños finitos, la distancia fuente-superficie (SSD⁷) se escoge generalmente grande (≥ 80 cm) de tal forma que las dimensiones de la fuente se vuelven poco importantes en relación con la variación de la SSD. Es decir, la fuente puede ser considerada como un punto para distancias fuente-superficie grandes.

El porcentaje de dosis en profundidad aumenta con la SSD por los efectos de la ley del cuadrado inverso. Aunque la tasa de dosis en un punto decrece conforme aumenta la distancia a partir de la fuente, el porcentaje de dosis en profundidad, que es una dosis relativa con respecto al punto de referencia, incrementa con la SSD. En la figura 1.5 [Khan 1994], podemos observar a la tasa de dosis relativa a partir de un fuente puntual de radiación como función de la distancia a la fuente, siguiendo la ley del cuadrado inverso. Esta gráfica muestra que la caída en la tasa de dosis entre dos puntos es mucho mayor a distancias pequeñas de la fuente que a distancias mayores. Esto significa que el porcentaje de dosis en profundidad, decrece más rápidamente cerca de la fuente que lejos de ella.

En la radioterapia clínica, el parámetro SSD es muy importante. Como el porcentaje de dosis en profundidad determina cuanta dosis puede ser entregada en profundidad relativa a la dosis en la superficie o D_{max} , la SSD necesita ser tan grande como sea posible. Sin embargo, como la tasa de dosis decrece con la distancia, la SSD, en la práctica, se fija a una distancia que provea un compromiso entre tasa de dosis y porcentaje de dosis en profundidad.

⁷Por sus iniciales en inglés SSD: source to surface distance.

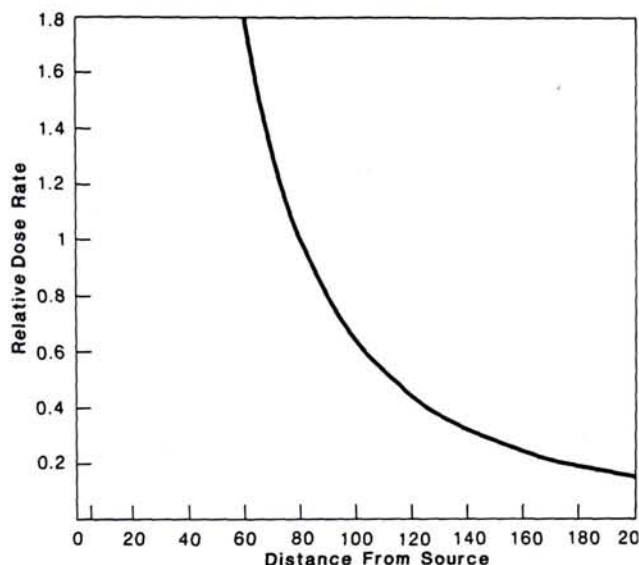


Figura 1.5: Gráfica de la tasa de dosis relativa como función de la ley del cuadrado inverso de la distancia a la fuente. Distancia de referencia = 80 cm.

1.7. Cálculo de las curvas de depósito de dosis en profundidad

Con la finalidad de calcular las curvas de depósito de dosis en profundidad se utilizaron los métodos Monte Carlo, para la simulación del transporte de electrones y fotones en la materia, a través del código EGSnrc [Kawrakow 2003].

1.7.1. Sistema EGSnrc

El sistema EGSnrc (Electrón Gamma Shower National Research Council of Canada) es un paquete para la simulación Monte Carlo del transporte en la materia de electrones y fotones en geometrías arbitrarias, para partículas con energía desde unos cuantos keV hasta varios cientos de GeV.

Enseguida se enlistan algunas de las características principales de este sistema, incluyendo descripciones de la física que se toma en cuenta y que puede ser simulada en forma realista:

- Es posible simular el transporte de electrones (+ o -) o fotones en

cualquier elemento, compuesto o mezcla. El paquete de preparación de datos, PEGS4, genera datos que serán utilizados por EGSnrc, usando tablas de secciones transversales para elementos, con números atómicos desde 1 hasta 100.

- Tanto los fotones como las partículas cargadas son transportados en pasos de longitudes aleatorias en lugar de pasos discretos iguales.
- El intervalo dinámico de la energía cinética de las partículas cargadas va desde unas decenas de keV hasta cientos de GeV.
- El intervalo dinámico de energías de los fotones está entre 1 keV y algunos cientos de GeV.
- Los siguientes procesos físicos son tomados en cuenta por el sistema de código EGSnrc:
 - Producción de bremsstrahlung usando ya sea secciones transversales de Bethe-Heitler o secciones transversales del National Institute of Standards and Technology.
 - Aniquilación de positrones en vuelo y en reposo también se simulan (los cuantos de aniquilación).
 - Manejo de dispersión múltiple de partículas cargadas por dispersión coulombiana debida a los núcleos, usando la teoría de dispersión múltiple. El usuario tiene la opción de usar la dispersión de Rutherford o dispersión debida a efectos relativistas o de espín.
 - Pérdida continua de energía aplicada a trayectorias de partículas cargadas entre interacciones discretas.
 - Producción de pares.
 - Dispersión Compton, por Klein-Nishina o borde Compton.
 - La dispersión Coherente (Rayleigh) puede ser incluida opcionalmente.
 - Efecto Fotoeléctrico.
 - Relajación de átomos excitados después de la creación de vacancias (por ejemplo después de un evento fotoeléctrico o dispersión Compton) para generar fotones de fluorescencia (capas K, L y M) y es posible considerar producción de electrones Auger o Coster-Kronig si se solicita.

Licencia del Código EGSnrc

El Código del Sistema de EGSnrc (es decir, todos los componentes del código incluyendo rutinas relacionadas con la versión 1999 o posteriores de EGSnrc y EGS Windows, todas las fuentes de código asociadas, las bases de datos de NRC relacionadas con dispersión múltiple y correcciones por spin, así como los códigos de usuario de NRC: DOSRZnrc, FLURZnrc, CAVRZnrc y SPRRZnrc, toda la documentación escrita y asociada) son material protegido, propiedad del National Research Council of Canada (NRC).

El NRC ofrece al usuario una licencia no transferible y no exclusiva para hacer uso de este sistema sin costo, sólo para propósitos no comerciales o académicos.

1.7.2. Transporte de Radiación en EGSnrc

Los fotones interactúan con la materia circundante a través de 4 procesos básicos: materialización en un par electrón/positrón en el campo electromagnético del núcleo y electrones de átomos vecinos, dispersión incoherente (Compton) con electrones atómicos, absorción fotoeléctrica y dispersión coherente (Rayleigh) con las moléculas (o átomos) del medio. Los primeros tres tipos de interacción transfieren energía del campo de radiación de fotones a los electrones; uno de ellos domina dependiendo de la energía y del medio en el que se lleva a cabo el transporte. El proceso de producción de pares domina a altas energías (> 1.02 MeV). En algunas energías intermedias (mayor que la energía de ligadura de los electrones en el átomo, ya que este efecto se presenta esencialmente en interacciones de fotones con electrones libres en el medio absorbedor) la dispersión incoherente es el proceso más importante, a bajas energías (igual o ligeramente mayor a la energía de ligadura en el átomo de los electrones del medio) domina la absorción fotoeléctrica.

Los electrones, mientras atraviesan la materia, pierden energía de manera continua mediante dos procesos básicos, colisiones inelásticas con electrones atómicos y emisión radiativa. La pérdida de energía por medios radiativos, ocurre en forma de bremsstrahlung y aniquilación en vuelo de positrones, lo que lleva a la coexistencia de campos de radiación compuestos por fotones y electrones. El proceso bremsstrahlung es el mecanismo dominante de la pérdida de energía de los electrones a altas energías; las colisiones inelásticas son más importantes a energías bajas. Además, los electrones participan en colisiones elásticas con núcleos atómicos, que llevan frecuentemente a cambios

en sus direcciones.

Las colisiones inelásticas de los electrones y las interacciones de fotones con electrones atómicos producen ionizaciones y excitaciones de los átomos a lo largo de las trayectorias de las partículas. Los átomos altamente excitados, con vacancias en sus capas más internas, se relajan vía emisión de fotones y electrones con energías características.

Las ecuaciones integro-diferenciales que describen la cascada electromagnética son muy complicadas para permitir un tratamiento analítico, excepto bajo aproximaciones muy estrictas. La técnica Monte Carlo (MC) es el único método de solución conocido que puede ser aplicado para cualquier intervalo de energía de interés.

Los procesos de transporte de partículas simulados con técnicas Monte Carlo representan una opción real y confiable: las partículas “*nacen*” de acuerdo con distribuciones que describen la fuente, viajan ciertas distancias, determinadas por distribuciones de probabilidad, que dependen de la sección transversal de interacción total y el lugar en el que ocurre una colisión, y se dispersan cambiando de energía y/o dirección de acuerdo con las secciones transversales diferenciales correspondientes, posiblemente produciendo nuevas partículas que también tienen que ser transportadas. Este es un proceso continuo hasta que todas las partículas son absorbidas o abandonan la geometría bajo consideración. Las cantidades de interés se pueden calcular a través de promedios de un conjunto dado de “*historias*” de partículas.

Desde el punto de vista matemático cada “*historia*” de partícula es un punto en un espacio n -dimensional (la dimensionalidad depende del número de interacciones) y el proceso de promediar corresponde a una integración Monte Carlo. Así, el Monte Carlo estima las cantidades de interés como sujetas a una incertidumbre estadística que depende de N , el número de historias simuladas, y usualmente decrecen como $(N-1)/2$. Dependiendo del problema en investigación y de la precisión estadística deseada, es frecuente que sean necesarios tiempos de cálculo muy grandes.

Una complicación adicional se presenta en el caso de la simulación Monte Carlo del transporte de electrones. En el proceso de frenado, un electrón sufre cientos de miles de interacciones con el medio circundante. Por este número tan grande de colisiones, una simulación evento-por-evento del transporte de electrones no es siempre posible debido a las limitadas capacidades de cálculo.

Para sortear esta dificultad, se ha desarrollado la técnica de “*historia condensada*” (CH) para la simulación del transporte de partículas cargadas. En

este método, un gran número de colisiones y procesos de transporte subsiguientes son “condensados” a un “paso” simple. El efecto acumulado de las interacciones individuales se toma en cuenta muestreando el cambio en la energía de la partícula, su dirección de movimiento y posición, al final del paso simple de una distribución de dispersiones múltiples. La técnica CH, motivada por el hecho de que las colisiones simples con el átomo causan, en la mayoría de los casos, sólo cambios menores en la dirección y energía de la partícula en vuelo, hizo que la simulación MC del transporte de partículas cargadas fuera posible, pero introdujo un parámetro artificial, la longitud de la distancia que recorre el electrón. La dependencia de los resultados calculados debida a esta longitud se conoce como artefacto del tamaño de paso.

EGSnrc es un paquete de propósitos generales para la simulación Monte Carlo del transporte del par electrón y fotón que emplea la técnica CH.

Capítulo 2

Reconstrucción del espectro de radiación de frenado

2.1. Introducción

A la fecha, el estudio de los métodos numéricos para obtener espectros de radiación de frenado ha sido abordado por numerosos autores [Mohan 1985], [Archer 1982], [Archer 1985], [Huang 1981], [Huang 1983], [Piermattei 1990], [Sauer 1990].

De entre ellos, los cálculos que utilizan medidas de transmisión relativa han entregado buenos resultados con costos relativamente bajos y arreglos experimentales fáciles de montar [Huang 1983], [Huang 1982], [Piermattei 1990], [Francois 1993]. Sin embargo los métodos propuestos por los tres primeros autores, presentan algunas limitaciones debidas a la necesidad de partir de una forma inicial supuesta, para el espectro que se busca, con un valor de energía modal o pico¹, consiguiendo modificar la forma supuesta mediante el método de mínimos cuadrados para acercarse a la forma del espectro verdadero.

De los distintos métodos mencionados, se decidió utilizar el desarrollado P. Francois y A. Catala [Francois 1993], debido a que ha demostrado producir resultados consistentes [Stampanoni 2001]. Este método propone un procedimiento para estimar el espectro de fotones a partir de valores de transmisión mediante la solución directa del sistema matricial

$$T = A \cdot F \tag{2.1}$$

¹Nos referimos a la energía en la que encontramos la contribución en intensidad de fotones mayor.

haciendo uso del álgebra espectral de la matriz A para la reconstrucción. En esta expresión, T es el vector de transmisión relativa (fotones detectados después de hacerlos incidir en un material atenuador, con respecto a los fotones primarios sin atenuar), A es la matriz que contiene la información de los grosores de material atenuador utilizados y la energía, a través del coeficiente $\mu(E)$ y F es la fracción de la señal correspondiente a los fotones con energías entre E y $E + dE$ en el haz atenuado.

Cada eigenvalor s_k de la matriz A es diferente de cero y de multiplicidad 1, lo que permite resolver el sistema $A \cdot F_0 = T_0$ (el subíndice cero indica que el origen de los datos correspondientes al espectro es conocido, ver sección 2.3).

Dado que el rango de la matriz es n , la solución del sistema puede expresarse como:

$$F_0 = \sum_{k=1}^n \frac{1}{s_k} (\pi_k T_0) \quad (2.2)$$

que es la solución numérica, como suma de matrices de proyección π_k y el vector de transmisión relativa T_0 . Las matrices π_k se obtienen directamente de la matriz A de la siguiente manera

$$\pi_k = (X_k Y_k) / ({}^t Y_k X_k) \quad (2.3)$$

con $X_k \neq \vec{0}$ un eigenvector derecho que satisface la condición $A X_k = s_k X_k$ y ${}^t Y_k \neq \vec{0}$ un eigenvector izquierdo que satisface la condición ${}^t Y_k A = s_k {}^t Y_k$.

2.2. Desarrollo teórico

Es posible reconstruir el espectro de energía de los rayos X generados por un acelerador lineal a partir de medidas de transmisión obtenidas bajo condiciones de haz angosto. Esto se puede conseguir usando el formalismo del álgebra espectral.

La función de transmisión relativa $T(x)$ se define como el cociente entre la señal $S(x)$ obtenida en el detector, medida en presencia de un material atenuador de grosor x y la señal $S(x = 0)$, en ausencia de atenuador, como

$$\begin{aligned} T(x) &= \frac{S(x)}{S(x = 0)} \\ &= \int_0^{E_{\text{máx}}} \exp[-\mu(E)x] F(E) dE \end{aligned} \quad (2.4)$$

donde $\mu(E)$ es el coeficiente lineal de atenuación del material atenuador para la energía E , $F(E)$ es la fracción de la señal correspondiente a los fotones con energías entre E y $E + dE$ en el haz atenuado y E_{max} es la energía máxima del espectro.

Si se toma una aproximación lineal de la ec. 2.4, por ejemplo, mediante la regla de Simpson, se puede describir como un sistema lineal de orden n

$$T = A \cdot F \quad (2.5)$$

donde T representa el vector de transmisión relativa que, en términos de sus componentes, se expresa

$$T_i = \sum_{j=1}^n A_{ij} F_j \quad (2.6)$$

con

$$A_{ij} = \alpha \left(\frac{\Delta E}{3} \right) \exp(-\mu_j x_i) \quad (2.7)$$

para

$$\Delta E = \frac{E_n - E_1}{n - 1} \quad y \quad \alpha = \begin{cases} 1 & \text{para } j = 1, n \\ 4 & \text{para } j = 2, 4, \dots, n - 1 \\ 2 & \text{para } j = 3, 5, \dots, n - 2 \end{cases}$$

F_j es la fracción de la señal que corresponde a los fotones en el intervalo de energía E_j . A_{ij} siempre se referirá a un elemento de la matriz de atenuación A , el índice i para los renglones (corresponde a los grosores de atenuador) y j las columnas (relacionado con los valores de energía a través del coeficiente lineal de atenuación μ). El primer elemento A_{11} se asigna al valor de transmisión mayor (sin atenuador o con grosor menor de atenuador) y al valor más pequeño de energía considerado. Su último elemento A_{nn} se refiere al valor más pequeño de transmisión (grosor mayor de atenuador) y al valor mayor de energía.

Además, $F(E)$ está relacionado con la fluencia de energía de la siguiente manera

$$F(E) = \Psi(E) R(E) \quad (2.8)$$

siendo $R(E)$ la función de respuesta del detector entre E y $E + dE$, o bien, en términos de fluencia de fotones Φ de energía E y $E + dE$

$$F(E) = \Phi(E) E R(E) \quad (2.9)$$

de donde

$$\Phi(E) = \frac{F(E)}{E R(E)} \quad (2.10)$$

2.2.1. Descripción de la matriz A

Algunos autores [Huang 1982], afirman que la matriz A es casi singular y por lo tanto no tiene inversa; en consecuencia, no es posible encontrar solución directa al sistema 2.5. Así, estos autores prefieren utilizar un método de mínimos cuadrados para encontrar la solución con todas las limitaciones que esto conlleva (por ejemplo, se requiere de una forma predefinida del espectro y posición de la energía modal).

Para evitar esto, Francois, et al. [Francois 1993], decidieron analizar desde otro punto de vista la matriz A , y procedieron a investigar dos puntos importantes. Primero, es necesario saber sin lugar a dudas que si el sistema admite una solución física, ésta es única. Sabemos que el sistema debe admitir una solución física, dado que el espectro existe. La unicidad podemos deducirla del rango r de la matriz o de su determinante.

El rango de A

El rango de la matriz A se puede encontrar por medio del método de eliminación Gaussiana generalizado. Si se aplica este método, obtenemos una matriz triangular superior τ . El rango r de esta matriz τ (y por lo tanto de A) es el número de coeficientes τ_{ij} en la diagonal que son diferentes de cero. Se pueden presentar dos casos:

$r = n$, entonces la solución del sistema 2.5 existe y es única

$r < n$, entonces la solución física existe pero tiene un número infinito de soluciones.

Para este problema ($15 \leq n \leq 35$), todos los coeficientes A_{ij} son reales, positivos y menores que 1. En el método de eliminación mencionado, los coeficientes resultantes τ_{ij} , si bien son diferentes de cero, tienden rápidamente a un valor muy pequeño conforme n se incrementa, por ejemplo, para una matriz de 15×15 los coeficientes son del orden de 10^{-21} . Numéricamente, nunca se encontrará un cero absoluto para estos coeficientes.

El problema que se presenta es que se debe poder diferenciar si estos valores son matemáticamente considerables como cero o no. Se puede describir un ejemplo para mostrar cómo resolver este problema.

En una matriz en la que todos los coeficientes son menores que uno pero aproximadamente del mismo orden de magnitud, por ejemplo 10^{-1} , se pueden considerar todos diferentes de cero. Así, es razonable considerar que numéricamente los números que son menores o del orden de 10^{-3} se interpreten

como cero para una matriz como la descrita.

Si ahora se realiza el primer paso del proceso de triangulación para esta matriz, el resultado muestra coeficientes del orden de 10^{-2} que no pueden ser considerados como cero porque son consecuencia de multiplicaciones con números de aproximadamente 10^{-1} . A este nivel del procedimiento, 10^{-4} es un valor que razonablemente puede considerarse como cero. En suma, se propone que la estimación numérica de los valores cero sea propagada en todo el procedimiento de triangulación de la matriz. De esta forma, todos los coeficientes resultantes del método de eliminación gaussiana serán considerados diferentes de cero. Por lo que el sistema admite una solución física que es única.

Selección del material atenuador

Se puede estudiar la variación del rango para diferentes matrices que corresponden a diferentes espectros, usando diferentes materiales de atenuación.

Se encontró que la selección del material atenuador es fundamental en la determinación de la unicidad de la solución [Francois 1993]. Para la mayoría de los atenuadores, la variación de los coeficientes lineales de atenuación con la energía es primero decreciente monótonamente a partir de 100 keV hasta unos cuantos MeV pasando por un valor mínimo y luego se incrementa. Así, la unicidad de la solución depende de la posición de la energía máxima del espectro y del coeficiente lineal de atenuación μ mínimo para el material atenuador seleccionado.

La condición para obtener una solución física única del sistema es que la energía que corresponde al mínimo valor de μ sea mayor que la energía máxima del espectro. Es decir

$$E_{\mu \text{ mín}(atenuador)} > E_{max} \quad (2.11)$$

Esto significa que para cada intervalo de energía escogido cuando se discretiza el sistema, los correspondientes μ serán únicos, por lo que puede afirmarse que nunca se encontrarán dos columnas en A que sean proporcionales. En consecuencia, se concluye que el rango de la matriz A será n y la solución del sistema única.

Entonces, para que la selección del material atenuador sea apropiada, se debe verificar que los coeficientes lineales de atenuación sean monótonamente decrecientes en el intervalo de energía de 100 keV al valor máximo de energía del espectro.

2.2.2. Análisis espectral

Como ya se describió, si se cumple con la condición dada por la ecuación 2.11 en el sistema, el rango de A será n . De esta manera, cada eigenvalor s_k de A es diferente de cero y con multiplicidad 1. Tales condiciones nos permiten resolver el sistema lineal $A \cdot F_0 = T_0$ y expresar la solución como una suma de matrices proyectoras y la j -ésima componente del vector F se escribe como sigue

$$F(E_j) = F_j = \left[\sum_{k=1}^n \frac{1}{s_k} (\pi_k T_0) \right]_j \quad (2.12)$$

donde π_k se puede obtener directamente de A como

$$\pi_k = \frac{\prod_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^n (A - s_i I)}{\prod_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^n (s_k - s_i)}.$$

2.3. Método de simulación

Se generó un procedimiento utilizando el programa comercial *Matlab v.6 Release 13*. Este procedimiento tiene como objetivo reproducir la serie de operaciones necesarias para encontrar $F(E)$. En la implementación del algoritmo de reconstrucción, se requiere que la transmisión relativa esté evaluada en diferentes espesores de material atenuador. El incremento entre los diferentes espesores utilizados debe ser el mismo.

Para poner a prueba este método de reconstrucción, se utilizó uno de los espectros calculados mediante métodos MC (usando código BEAM) que se reportan en el artículo de Skeikh-Bagheri [Sheikh 2002]. El espectro seleccionado, figura 2.1, corresponde al de un acelerador Varian de 6 MV, por ser el que presenta características similares al LINAC del INNN.

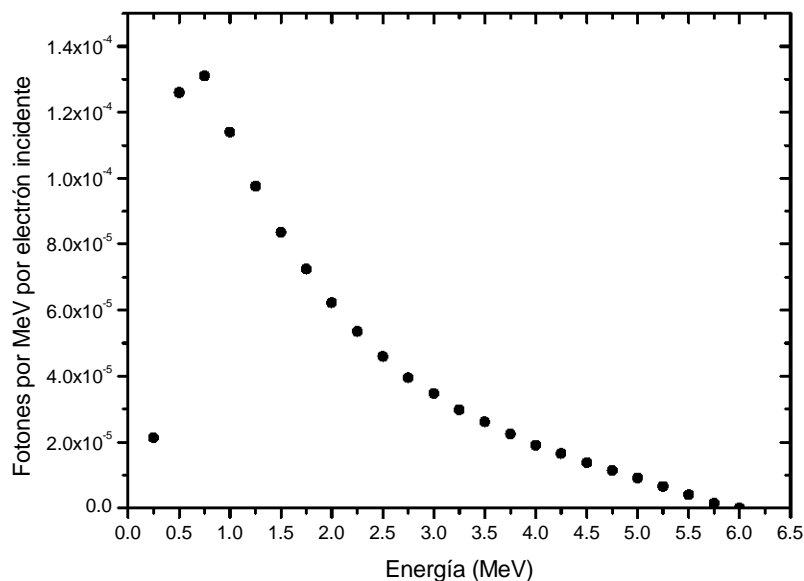


Figura 2.1: Espectro calculado por Sheikh-Bagheri (2002) para un LINAC Varian de 6 MV.

Para la validación, se separó el proceso en 2 partes:

1. Utilizando el espectro de la figura 2.1 se simularon las medidas de transmisión en diferentes grosores de material atenuador.
2. La curva de transmisión simulada en 1) se utilizó para reconstruir el espectro original.

2.3.1. Obtención de las “medidas de transmisión”

Para obtener la transmisión, se necesitaron los coeficientes A_{ij} de la matriz A , mismos que se obtuvieron considerando, por un lado, los coeficientes lineales de atenuación del material atenuador (μ_j) seleccionado y por otro los diferentes grosores (x_i), relacionados a través de la expresión descrita en el desarrollo teórico. Después, se aplicó el producto numérico de la matriz A con

el espectro seleccionado y así se obtienen los valores del vector de transmisión T_0 .

Para el ejercicio de poner a prueba la rutina de reconstrucción, se utilizó lucita como material atenuador. Una de las condiciones necesarias para que el algoritmo tenga validez, es que los coeficientes lineales de atenuación tengan un comportamiento monótonamente decreciente en el intervalo de energías de interés, en este caso $(0,6]$ MeV.

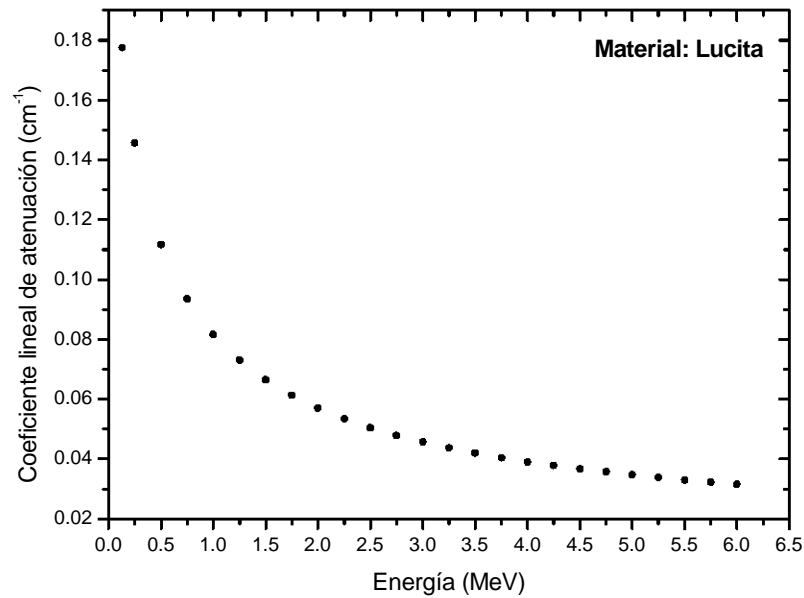


Figura 2.2: Coeficiente lineal de atenuación para lucita en el intervalo de energía de 0 a 6 MeV.

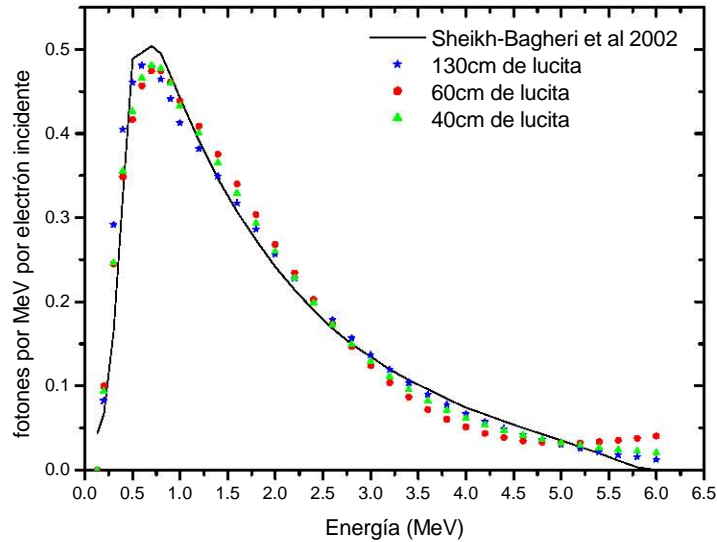


Figura 2.3: Reconstrucción del espectro de energía para un LINAC Varian 6 MV, reportado por Sheikh (2002), así como los calculados en este trabajo.

De la figura 2.2, en la que se muestra el coeficiente lineal de atenuación para lucita como función de la energía, se puede observar que la curva se comporta monótonamente decreciente, tal como se requiere. Los valores del coeficiente lineal de atenuación se obtuvieron utilizando las tablas -generadas con el programa X-COM- para coeficientes lineales de atenuación² disponibles en la página de internet del NIST³.

Con estos datos de entrada, se pueden ejecutar las operaciones necesarias para encontrar el vector de transmisión relativa, que dependerá de los grosores del material atenuador que se utilicen. La expresión que proporciona el vector de transmisión relativa es $T_0 = A \cdot F(E)$.

²J. H. Hubbell and S. M. Seltzer. Ionizing Radiation Division, Physics Laboratory, National Institute of Standards and Technology (NIST). Gaithersburg, MD 20899.

³www.nist.gov

2.3.2. Cálculo del espectro original

Ahora se utilizará la curva de transmisión simulada para obtener el espectro original.

Se calculan las matrices de proyección y los eigenvalores de A . El espectro se obtiene de acuerdo a lo descrito en la ecuación 2.12, con $n = 5$.

Los resultados del procedimiento de reconstrucción se muestran en la figura 2.3. Cada uno de los intentos de reconstrucción corresponde a un valor diferente de grosor del material atenuador utilizado (en este caso lucita), o bien, a un valor diferente de atenuación mínima (figura 2.4). Para valores mayores de grosor de lucita, se obtienen valores menores de transmisión. Se puede observar que el espectro que mejor se ajusta al reportado es el que corresponde a un valor menor de atenuación mínima (hasta 130 cm de lucita).

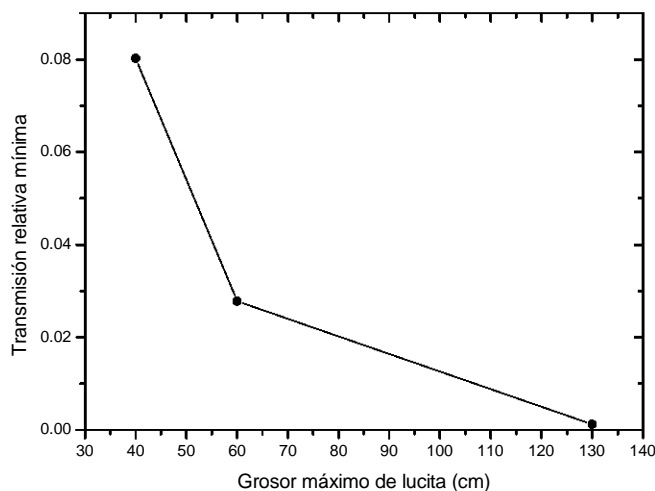


Figura 2.4: Valores de transmisión relativa mínima, en función del grosor máximo de lucita, utilizado para cada caso de las reconstrucciones de la figura 2.3.

2.3.3. Influencia del número de eigenvalores

La mayor parte de la información relevante para la reconstrucción, se encuentra contenida en las 4 o 5 primeras matrices de proyección. Tal condición se puede entender a partir del hecho de que las últimas matrices de proyección están correlacionadas con los eigenvalores más pequeños, los cuales tienen menor contribución en la solución final.

Como resultado, se limita la suma en la ecuación 2.12 a los primeros 5 eigenvalores y proyecciones. La figura 2.5 muestra la influencia del número de eigenvalores sobre el espectro reconstruido.

Se puede observar que el espectro difiere de manera importante del espectro original considerado -en este caso, un espectro calculado por métodos MC, para un LINAC de 6 MV, datos generados por el M. en C. José Manuel Lárraga Gutiérrez (figura 2.5 círculos rellenos), en el caso de la reconstrucción usando un par de eigenvalores, pero muy rápidamente mejora la concordancia a medida que n crece. Este efecto se puede ver claramente en la figura 2.6, la cual muestra los valores normalizados para el error dispersión como función de n . Por lo que en este trabajo se utilizó $n=5$.

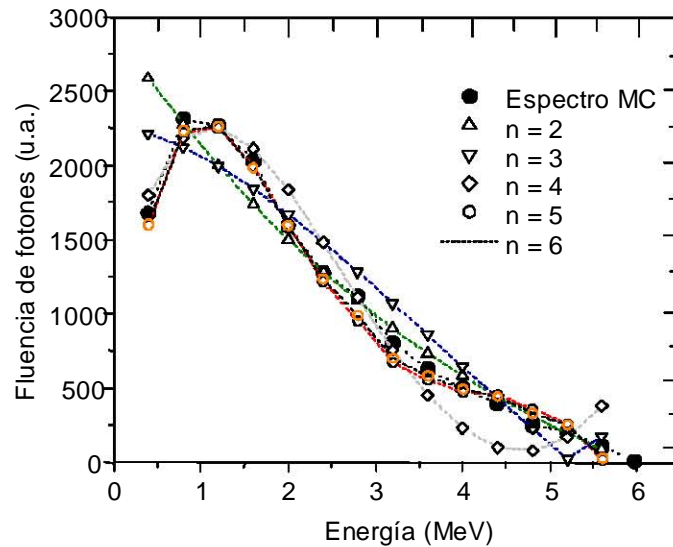


Figura 2.5: Efecto del número de eigenvalores significativos, n , en el espectro reconstruido, usando agua como material atenuador.

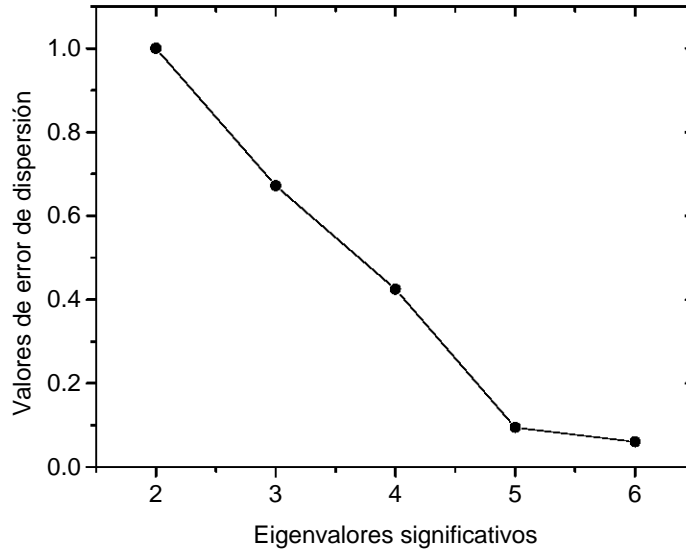


Figura 2.6: Valores del error de dispersión, normalizados con respecto al error mayor, correspondientes a las reconstrucciones para diferente valor de n .

2.3.4. Influencia del material atenuador

La figura 2.7 muestra la influencia del material atenuador utilizado para obtener los valores de transmisión simulados. Podemos observar que no hay restricciones para el resultado de la reconstrucción con respecto al uso de diferentes materiales atenuadores.

Para la aplicación correcta del algoritmo descrito es indispensable un comportamiento monótonamente decreciente de los coeficientes lineales de atenuación, como se describe en la subsección 2.2.1.b. Tal condición puede verificarse a partir de los datos utilizados en este estudio.

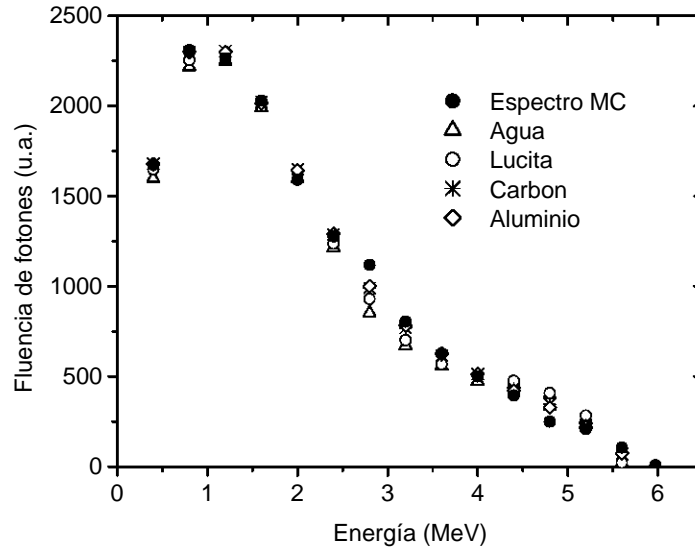


Figura 2.7: Espectro reconstruido para diferentes materiales atenuadores comparados con el espectro original MC. La desviación estándar del área bajo la curva es de 1.8%. Y se presenta una desviación máxima de 10% en la fluencia para un valor de energía de 2.8 MeV.

Capítulo 3

Materiales y Métodos

3.1. Introducción

En este capítulo se describe el arreglo experimental (y sus componentes) para obtener las medidas de transmisión (T) necesarias para que, una vez aplicada la ec. 2.12, se encuentre el vector $F(E)$. Además, se introduce la función de corrección por la presencia de la cámara de ionización en el campo de radiación, para obtener las medidas. Una vez aplicada esta corrección se podrá proceder a analizar el espectro resultante.

3.1.1. Especificaciones técnicas del acelerador lineal Varian 600 N.

Las componentes principales del Varian 600 N, que es el tipo de acelerador con que cuenta el Novalis del INNN, son: la fuente de alto voltaje, generador de radiofrecuencia (magnetron, SRF¹), una guía de ondas, cañón de electrones, guía de aceleración, blanco, filtro de aplanado, monitores de radiación, colimadores primarios, secundarios y MLC.

La fuente de alto voltaje genera la potencia necesaria al SRF. Los pulsos de alto voltaje de salida que alimentan al SRF son de aproximadamente 250 kV.

El SRF genera y controla las microondas que aceleran a los electrones en la guía de onda, con salidas de 50-400 W.

¹Siglas para Señal de Radio Frecuencia.

El cañón de electrones genera electrones para su posterior aceleración. Funciona bajo el concepto de cañón triodo, que permite el control preciso de la inyección de electrones, lo que tiene como consecuencia la posibilidad de producir cambios rápidos y controlados en la tasa de dosis.

La guía de aceleración es un dispositivo hecho de Cu de alta calidad, cuya longitud (en este caso 40 cm, colocado en forma vertical) define el valor máximo de energía del haz. Para generar haces polienergéticos con energía máxima mayor que 6 MeV, se requiere de un tubo de mayor longitud colocado de forma horizontal, de esto, que se necesite un campo magnético externo perpendicular a la guía de aceleración para mantener la trayectoria correcta de los electrones en la guía.

El sistema de moldeado del haz está compuesto por el blanco, los colimadores primarios y el filtro de aplanado. Este sistema permite utilizar haces planos de radiación generados por la incidencia con geometría de haz angosto de los electrones en el blanco. El blanco es un material que se coloca en el paso de los electrones para producir rayos X de frenado. El espectro es continuo de 0-6 MeV. El filtro de aplanado provee de una intensidad homogénea en el campo de radiación.

Los colimadores secundarios y el MLC permiten darle la forma final al haz de radiación, con la que éste incidirá directamente en el paciente. El MLC fue descrito en el capítulo 1.

3.1.2. Especificaciones dosimétricas del acelerador lineal Varian 600 N.

La energía nominal del LINAC es de 6 MV. El tamaño máximo de campo para tratamiento es de 9.8 cm x 9.8 cm a 100 cm distancia fuente-superficie. La fluencia a la profundidad de dosis máxima no excede el 10 % de la intensidad en el eje central en cualquier plano del paciente para cualquier tamaño de campo. [La información que a continuación se muestra fue tomada del manual de especificaciones técnicas: Equipment Specifications Publication RAD 2026F, 1994 Varian Associates]

La dosis absorbida medida en cualquier plano del paciente fuera de la región de máxima intensidad del haz útil no excede el 0.1 % de la dosis en el isocentro. La transmisión a través de los colimadores no excede el 0.12 %.

El tamaño de la mancha focal en el blanco de rayos X es menor que 3 mm de diámetro. El ancho de la penumbra, definida como la distancia entre el

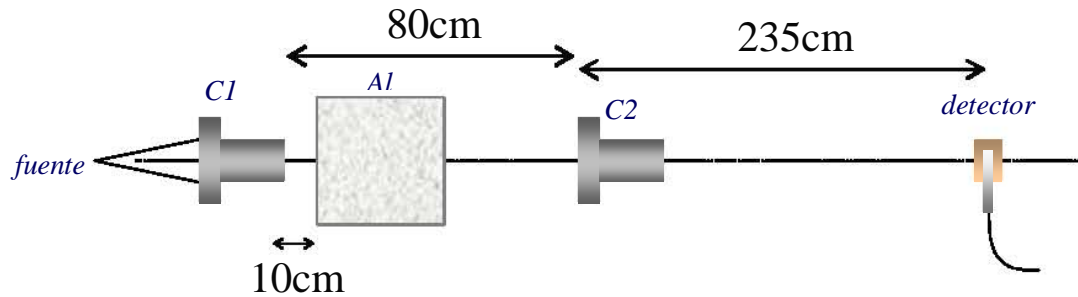


Figura 3.1: Esquema para realizar las medidas de transmisión

20% y el 80% de las líneas de isodosis para un tamaño de campo de 9.8 cm x 9.8 cm, medida a una profundidad de 1.5 cm con distancia fuente-superficie de 100 cm a lo largo del eje central, es menor o igual que 4 mm.

3.2. Arreglo experimental

Las medidas de transmisión necesarias para llevar a cabo la reconstrucción del espectro se obtuvieron en un LINAC Novalis con energía nominal de 6 MV.

Se utilizó como detector una cámara de ionización PTW FARMER tipo 30013 de 0.6 cm³. Esta cámara se conectó a un electrómetro PTW TANDEM MPSxS T10015 (el equipo de dosimetría clínica es propiedad del INNN). Se construyó un capuchón de cobre cuyo espesor - 4.3 mm - fue diseñado para obtener equilibrio electrónico para electrones de energía máxima, esto es, 6 MeV originados en el cobre por efecto fotoeléctrico.

El arreglo experimental para las medidas de transmisión se presenta en la figura 3.1. La colimación secundaria propia del acelerador se fijó en un tamaño de campo de 4.0 x 4.0 cm² a 100 cm de la fuente. Se utilizó colimación adicional a través de un accesorio tipo cono de 17.5 mm de diámetro definido a la distancia del isocentro, colocado a la salida del cabezal (C1). Con la finalidad de reducir la radiación dispersada por el material atenuador que pudiera llegar al detector, se colocó un segundo colimador cónico de 20 mm de diámetro (definidos a 100 cm de la fuente) después del atenuador (C2).

El valor más pequeño de transmisión que se necesita medir es de alrededor de 1% [Francois 1993]. Considerando que la carga mínima, como lectura en el electrómetro, que se espera obtener es del orden de pC, la cámara de ionización utilizada fue una tipo FARMER de 0.6 cm³, por ser la que tiene un volumen sensible mayor (de las cámaras de ionización con que cuenta equipo de dosimetría del INNN).

Las condiciones espaciales de medición fueron cuidadosamente estudiadas, mediante pruebas de distancia entre los diferentes elementos del arreglo experimental, principalmente entre el segundo colimador de cono y el detector. Una de las restricciones para la disposición de los diferentes elementos del arreglo es que la región sensible de la cámara de ionización (incluyendo las dimensiones del capuchón) debe estar completamente cubierta por el haz de radiación.

Se desarrollaron varios experimentos utilizando película radiográfica para determinar la mejor combinación de colimadores, de tal manera que la mancha producida en la película asegurara que la cámara de ionización estuviera completamente cubierta y, al mismo tiempo, se minimizara la radiación dispersa que pudiera llegar a la cámara.

3.3. Colimadores tipo cono



Figura 3.2: Colimadores tipo cono

Los colimadores que se utilizaron para conseguir la geometría de haz angosto en las medidas de transmisión son colimadores tipo cono, hechos de una aleación de tungsteno, con diámetros 17.5 y 20 mm (Figura 3.2).

La apertura cónica de los colimadores toma en cuenta la divergencia propia del haz, lo que origina un gradiente de dosis muy abrupto en la frontera de la apertura, dando como resultado una penumbra reducida, factor de gran importancia en los procedimientos de radiocirugía.

Uno de estos colimadores (17.5 mm) se colocó en la salida del haz y el otro después del material atenuador. El segundo colimador tiene como propósito eliminar las contribuciones de radiación dispersada no deseada, generada en el atenuador mismo, el primer colimador, las paredes del cuarto, la mesa que sirve de apoyo de todos los elementos del arreglo experimental, etc. y así recuperar un poco la geometría de haz angosto probablemente deteriorada, ya que sólo se requiere la transmisión primaria del haz. Además, si la distancia del atenuador a la cámara de ionización es mayor que 90 cm, se minimiza la contribución de la radiación dispersa no deseada en el detector, que se origina en el material atenuador [Catala 1995].

3.4. Un estudio preliminar: selección del material atenuador

Como se describe en el capítulo 2, mientras se cumpla la condición de la ecuación 2.11, la reconstrucción del espectro no presenta dependencia respecto del material atenuador seleccionado. Un material relativamente fácil de adquirir es la lucita, por lo que fue la primera opción para realizar el trabajo experimental. Este material cumple con la ecuación 2.11 (figura 2.2).

Para estimar la cantidad de material que se requiere, fue necesario considerar que la transmisión relativa mínima medida debía ser de aproximadamente el 1% [Catala 1995]. Tomando esto en cuenta, se calculó el grosor necesario para alcanzar el 1% de transmisión usando un haz de fotones de 2 MeV (energía promedio del espectro para un acelerador de 6 MV de aceleración nominal). El resultado fue que se requerían aproximadamente 80 cm de lucita. Comercialmente, este material se encuentra disponible en placas de grosor definido. Considerando que las placas de 1 cm de grosor serían apropiadas para nuestros fines, se adquirieron placas de 10 cm \times 10 cm \times 1 cm. Este material se utilizó para realizar el primer experimento y obtener

las medidas de transmisión. Este ejercicio ilustró sobre algunos detalles de los que no se tenía conocimiento.

La transmisión debe obtenerse para variaciones en el grosor del atenuador equiespaciados en todo el intervalo de medida. Durante el desarrollo del experimento, se encontraron con algunas dificultades. El soporte en donde se colocó la cámara de ionización para obtener la lectura de carga integrada, no estaba alineado adecuadamente. La alineación se consiguió utilizando 30 cm de lucita, cuyo uso original estaba destinado a servir como atenuador.

Como consecuencia, la lucita restante no fue suficiente, de acuerdo con las estimaciones previas para conseguir la transmisión mínima deseada. Sin embargo, decidimos realizar el experimento bajo estas nuevas condiciones. Las medidas se iniciaron primero en ausencia de material atenuador, para luego ir aumentando el grosor de atenuador.

Las primeras medidas se realizaron con incrementos en el grosor $\Delta x = 1$ cm, desde 0 hasta 14 cm. En este punto, los valores de transmisión comenzaron a decrecer muy lentamente, por lo que se decidió aumentar el incremento en grosor a $\Delta x = 4$ cm para evaluar los resultados, de 14 a 30 cm. En este momento las placas de lucita de 10 cm \times 10 cm \times 1 cm se habían agotado y los valores de transmisión alcanzados eran del orden de 19%, muy por encima de lo esperado.

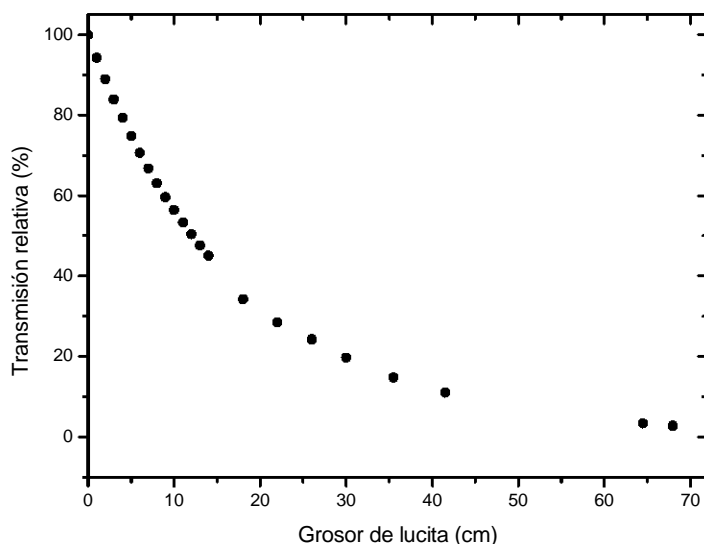


Figura 3.3: Transmisión relativa (%) como función de grosor de lucita, como material atenuador. Estudio preliminar del arreglo experimental.

Para continuar bajando la transmisión relativa, se usaron unas placas de lucita que previamente se habían adquirido en la unidad donde realizábamos el trabajo. Así que se aumentó el espesor de 30 cm a 35.5, 41.5, 64.5 y 68 cm, consecutivamente. De esta manera, la curva de transmisión obtenida resultó ser la que se muestra en la figura 3.3. Al utilizar estos valores de transmisión tal como se presentan en la figura 3.3, como datos de entrada en el programa implementado para reconstruir el espectro de energía del acelerador, se obtiene el espectro de la figura 3.4. En esta figura, claramente se observa que la reconstrucción propuesta no puede corresponder al espectro de rayos X previsto por la física de las interacciones involucradas en su generación. Dado que el programa de reconstrucción cuenta con su correspondiente validación, era importante entonces, revisar los datos de entrada que alimentan al programa. Como una primera aproximación se interpolaron los valores de transmisión para obtener incrementos de grosor Δx iguales, ajustando la curva que mejor se aproxima a los datos experimentales de transmisión.

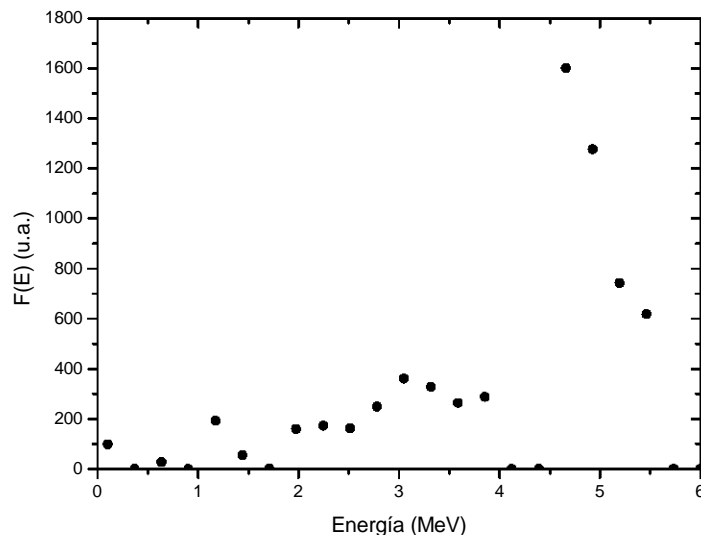


Figura 3.4: Espectro de energía reconstruido a partir de las medidas de transmisión obtenidas utilizando lucita como atenuador. Estudio preliminar.

La expresión analítica que mejor ajustó los datos experimentales fue

$$T_0 = \exp(-0.0539x). \quad (3.1)$$

Usando estos valores de transmisión se evaluó la función en valores discretos y equiespaciados para el grosor de atenuador (ver fig. 3.6). El resultado de esto, se utilizó como datos de entrada del programa. Se reconstruyó el espectro de energía, mostrado en la figura 3.5. El espectro de energía del acelerador de 6 MV, reconstruido en este nuevo intento, dió un resultado más suave y de forma más cercana a la del espectro esperado. Sin embargo, en el espectro de la figura 3.5 resaltan dos factores que indican que el cálculo no es el correcto:

1. Los valores de la fracción de fotones $F(E)$ negativos no tienen sentido físico.

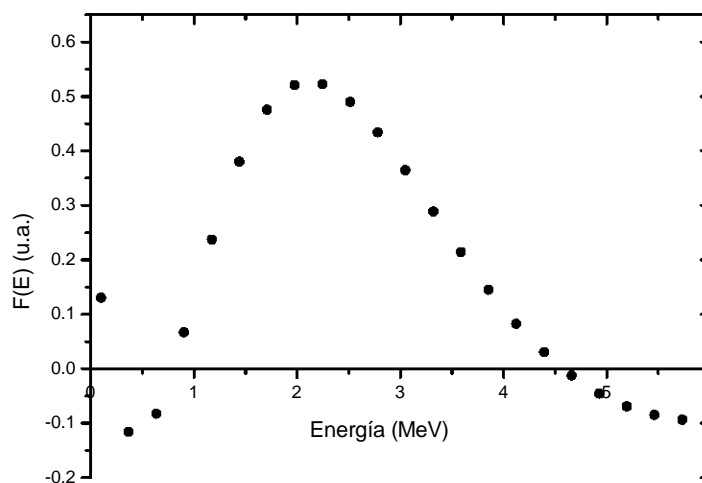


Figura 3.5: Espectro de energía reconstruido a partir de las medidas de transmisión interpoladas, utilizando lucita como atenuador.

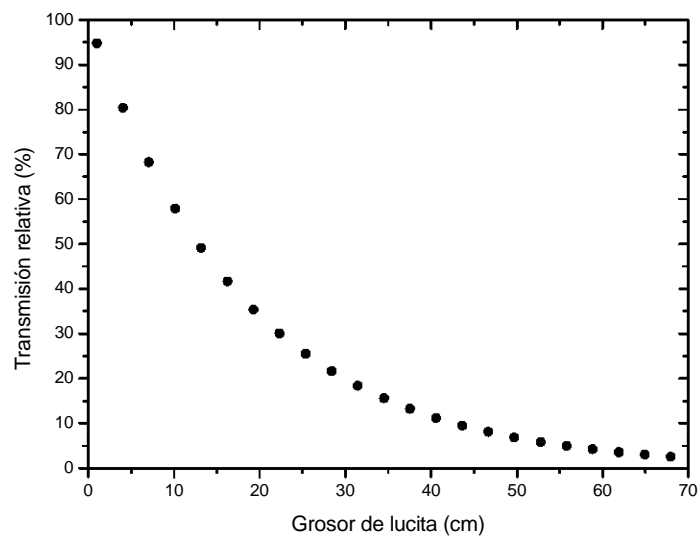


Figura 3.6: Transmisión relativa (%) como función del grosor de lucita, como atenuador. Valores interpolados de la curva que mejor aproxima a las medidas experimentales.

2. El pico de anchura tan amplia y la caída tan lenta de las contribuciones de alta energía.

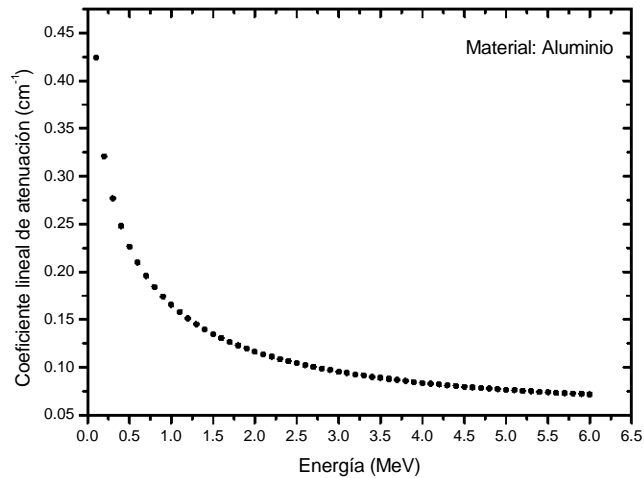


Figura 3.7: Coeficiente lineal de atenuación, como función de la energía, para Al. Este material cumple con la condición de la ecuación 2.11.

Este resultado sirvió como guía para rediseñar el experimento:

3. Se requerirían valores de atenuación menores que los conseguidos en este estudio preliminar.
4. El material utilizado como atenuador no puede ser lucita, ya que las dimensiones del espacio donde se realizó el experimento no son suficientes, tomando en cuenta que una vez colocada la totalidad del material atenuador se requiere de 90 cm adicionales de aire entre el borde del atenuador y el sitio donde se coloca el detector.
5. El valor de Δx para cada incremento en el material atenuador debe ser constante, debido a que una de las limitaciones del algoritmo es que es muy sensible a variaciones de Δx .

6. Una buena opción es utilizar aluminio como atenuador. Una estimación del grosor máximo (análoga al cálculo hecho para la lucita) indicó que se requerían 50 cm de aluminio. Adicionalmente, la figura 3.7 indica que se cumple la condición de que el coeficiente μ sea monótonamente decreciente en el intervalo de energía usado. (Ver la condición de la ecuación 2.11) tal como lo requiere el algoritmo.

3.5. La cámara de ionización

La cámara de ionización que se utilizó para obtener las medidas de carga integrada, para luego construir las medidas de transmisión relativa, es una FARMER de 0.6 cm³ tipo 30013, a prueba de agua (figura 3.8). Esta es una cámara de ionización para dosimetría absoluta. La cámara se conectó a un electrómetro digital PTW TANDEM T10015.



Figura 3.8: Cámara de ionización tipo FARMER modelo 30013 de 0.6 cm³ de volumen sensible, a prueba de agua.

Esta cámara se usa normalmente para obtener valores de dosis o tasa de dosis en las cantidades: dosis absorbida en agua, kerma en aire o exposición para medidas de calibración en radioterapia hechas en aire o en maniquies sólidos o de agua. Para su uso en aire, esta cámara debe usarse con un capuchón diseñado para altas energías, de lo contrario las lecturas pueden

ser erróneas. Además, se debe cuidar que la cámara se use dentro de los intervalos especificados para condiciones ambientales. (Tabla 3.1)

Tabla 3.1 Intervalos de funcionamiento especificados para la CI	
Intervalo de medida	Cámara 30013
Dosis: BAJA	100.0 μGy – 10.0 mGy
Dosis: ALTA	5.000 mGy – 1.00 Gy
Tasa de dosis: BAJA	0.600 mGy/min – 0.500 Gy/min
MEDIA	30.00 mGy/min – 28 Gy/min
ALTA	3.000 Gy/min – 2800 Gy/min

3.5.1. Información técnica

En la tabla 3.2 se describen las especificaciones técnicas de la CI utilizada en el experimento.

Tabla 3.2 Especificaciones técnicas de la CI FARMER tipo 30013	
Manufacturada por:	PTW – Freiburg
Magnitudes medibles:	Kerma en aire y tasa de kerma Dosis absorbida y tasa de dosis (en agua) Exposición y tasa de exposición
Volumen sensible:	0.6 cm^3
Respuesta:	$2.0 \times 10^{-8} \frac{C}{Gy}$
Dependencia direccional:	La dirección preferencial de irradiación es perpendicular al eje de la cámara. La dependencia direccional de la cámara es menor que $\pm 0.5\%$ para rotación alrededor del eje de la cámara.
Dependencia energética:	$\leq \pm 2\%$ en 70–280 kV $\leq \pm 4\%$ entre 200 kV y la energía de ^{60}Co
Material, grosor de la pared:	0.335 mm PMMA + 0.09 mm grafito
Densidades:	PMMA: $1.19 \frac{g}{cm^3}$ Grafito: $1.85 \frac{g}{cm^3}$
Material del electrodo:	Al 99.98%
Tiempo de colección:	300V: 0.18 ms 400V: 0.14 ms 500V: 0.11 ms
Efecto de polaridad al ^{60}Co :	$\leq 0.5\%$

Las dimensiones de la cámara (en mm) se pueden observar en la figura 3.9.

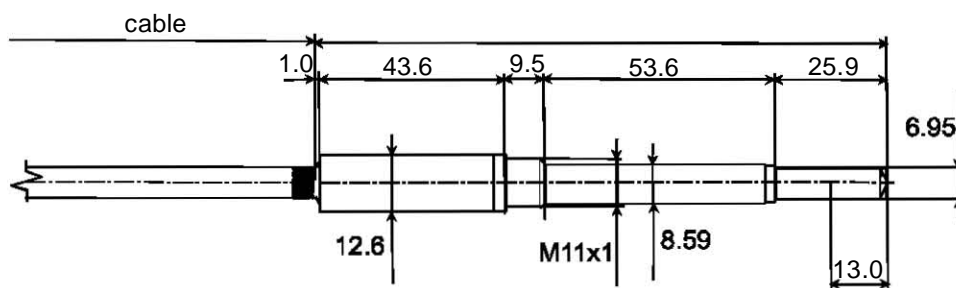


Figura 3.9: Figura esquematizada de la cámara de ionización utilizada en este trabajo.

3.6. Dependencia energética de la cámara de ionización

3.6.1. El capuchón: diseño y construcción

Con el objetivo de eliminar la radiación dispersada por el atenuador, las medidas se tienen que realizar bajo condiciones de haz angosto en aire. Se usó un capuchón de Cu debido a que es este material, con el que la variación en energía de la función de respuesta aproximada de la cámara de ionización, es menor [Catala 1995]. Con el atenuador en el camino del haz, los fotones de energía menor son más atenuados, endureciendo al haz y por lo tanto incrementando el grosor del capuchón para máxima señal (equilibrio electrónico), por lo que el grosor del capuchón debe escogerse para garantizar equilibrio electrónico para los valores de transmisión menor, es decir, para los fotones más energéticos capaces de alcanzar al detector.

En esta tesis se diseñó un capuchón de cobre (figuras 3.10 y 3.11) con espesor de 4.3 mm, construido en el taller del IF-UNAM, para medidas en aire. Este espesor permite obtener equilibrio electrónico para electrones de energía máxima, esto es, de 6 MeV originados en el cobre por los fotones más energéticos que se pueden obtener en el acelerador.

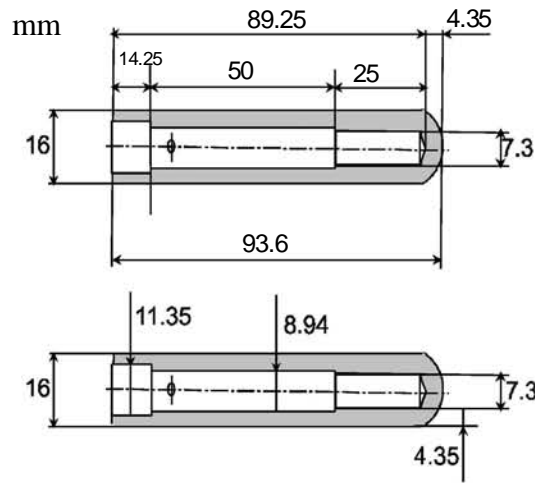


Figura 3.10: Esquema del capuchón de cobre, con sus dimensiones.

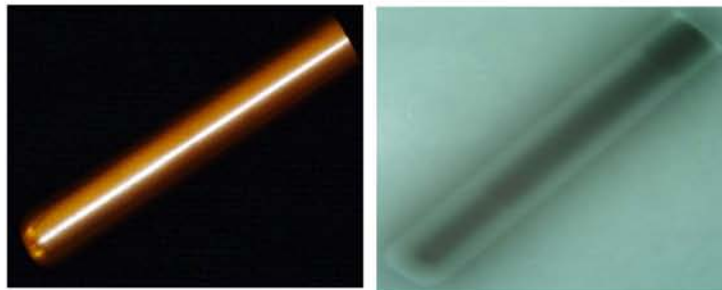


Figura 3.11: Capuchón de cobre fabricado en el IFUNAM. Vistas exterior (izquierda) e interna (radiografía derecha).

3.6.2. Función de respuesta de la cámara de ionización

La presencia del capuchón sobre la cámara de ionización modifica la forma de la curva de transmisión [Catala 1995], lo que nos podría llevar a pensar que la forma del espectro obtenido podría depender del capuchón utilizado. Sin embargo esto no es así, el espectro es único para las condiciones geométricas

establecidas. De la misma manera, el material del que está construida la cámara influye en la transmisión [Catala 1995]. Para corregirlo, es necesario considerar estos parámetros en la función de respuesta de la cámara $R(E)$.

La función de respuesta de la cámara se deriva usando la teoría de Bragg-Gray con el protocolo de calibración 277 de la IAEA² [Catala 1995]. Si consideramos la dosis en el capuchón dada por los fotones de energía E , siguiendo el protocolo de la IAEA, la expresión de la dosis $D_{cap}(E)$ usando $F(E)$ (fracción de la señal debida a los fotones de energía E) se puede escribir como

$$D_{cap}(E) = k_1 F(E) \left[\frac{\overline{S}}{\rho} (E) \right]_{air}^{cap} P_u(E) \quad (3.2)$$

donde k_1 integra todos los valores constantes, $P_u(E)$ es el factor de corrección por perturbación, y $\left[\frac{\overline{S}}{\rho} (E) \right]_B^A$ es el cociente de poderes de frenado másico promedio de los materiales A y B para el espectro de electrones creado por los fotones de energía E .

Por otro lado, la expresión para la dosis en el centro del capuchón usando la fluencia de fotones $\Phi(E)$ puede escribirse como

$$D_{cap}(E) = \Phi(E) \exp \left[(-\mu'(E))_{cap} x \right] (\mu'_{en}(E))_{cap} E k_2 \quad (3.3)$$

donde k_2 integra todos los valores constantes, $\exp \left[(-\mu'(E))_{cap} x \right]$ aproxima la atenuación en el capuchón de grosor x ($\frac{g}{cm^2}$), $[\mu'(E)]_{cap}$ y $[\mu'_{en}(E)]_{cap}$ son, respectivamente, los coeficientes lineales de atenuación y absorción para el material del capuchón, donde $\mu'_x = \mu_x / \rho$.

Las expresiones 3.2 y 3.3 son equivalentes, en consecuencia se puede obtener la siguiente igualdad

$$F(E) \left(\frac{\overline{S}}{\rho} (E) \right)_{air}^{cap} P_u(E) = \Phi(E) \exp \left[(-\mu'(E))_{cap} x \right] (\mu'_{en}(E))_{cap} EK \quad (3.4)$$

donde K incluye todas las constantes.

²Por sus iniciales en inglés IAEA: International Atomic Energy Agency.

La fluencia de energía $\Psi(E)$ esta dada por la expresión

$$\Psi(E) = \Phi(E) E = F(E) \left(\frac{\bar{S}}{\rho} (E) \right)_{air}^{cap} \frac{P_u(E)}{\left[\mu'_{en}(E)_{cap} \exp \left\{ [-\mu'(E)]_{cap} x \right\} \right] K} \quad (3.5)$$

donde

$$P_u(E) = \frac{\left\{ \alpha(E) \left[\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right) (E) \right]_{air}^{wall} [(\mu_{en}\rho)(E)]_{wall}^{cap} + \left[1 - \alpha(E) \left[\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right) (E) \right]_{air}^{cap} \right] \right\}}{\left[\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right) (E) \right]_{air}^{cap}}$$

con $\alpha(E)$ la fracción de ionización debida a los electrones de energía E partiendo de la pared de la cámara y $1 - \alpha(E)$ la fracción de ionización debida a electrones partiendo del capuchón.

Si ahora consideramos la relación $\Psi(E) R(E) = F(E)$, se puede escribir la expresión de $1/R(E)$ sustituyendo 3.4 y 3.5 en la igualdad anterior, y de esta manera obtener la transformación de $F(E)$ en fluencia de energía $\Psi(E)$ como

$$\frac{1}{R(E)} = \frac{\left\{ \alpha(E) \left[\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right) (E) \right]_{air}^{wall} [(\mu_{en}\rho)(E)]_{wall}^{cap} + \left[1 - \alpha(E) \left[\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right) (E) \right]_{air}^{cap} \right] \right\}}{\left[(\mu'_{en})(E) \right]_{cap} \exp \left\{ [(-\mu')(E)]_{cap} x \right\} K} \quad (3.6)$$

La respuesta de la cámara se normalizó para 1.25 MeV, que es la energía promedio de los fotones emitidos por una fuente de ^{60}Co .

La fracción de ionización debida a electrones saliendo de la pared de la cámara ($\alpha(E)$) para fotones monoenergéticos se aproximó a partir de los datos de Lempert et al. [Lempert 1983]. La energía de los fotones monoenergéticos fue tomada como 1/3 del potencial de aceleración nominal, que corresponde a la energía promedio, aunque esto evidentemente es una aproximación.

3.7. Radiación dispersada

3.7.1. Arreglo experimental

En algunos arreglos experimentales para obtener medidas de transmisión, discutidos en la literatura, se propone el uso de una protección alrededor

de la cámara de ionización para eliminar radiación dispersada proveniente de las paredes y de algunas otras estructuras del cuarto donde se realice el experimento [Archer 1982], [Archer 1985], [Huang 1981], [Huang 1982], [Huang 1983], [Piermattei 1990], [Sauer 1990]. Es un hecho que esta protección no elimina totalmente estas contribuciones; más aún, la radiación dispersada que parte del capuchón pudiera ser retrodispersada por la protección y afectar también las medidas. Por esta razón en este trabajo se decidió no usarla.

El ruido de fondo por radiación se debe a los fotones generados en los diferentes componentes del arreglo experimental y en las paredes del cuarto con múltiples direcciones de dispersión. Si suponemos que esta radiación dispersada es casi homogénea alrededor del detector, ésta puede sustraerse de las medidas.

La figura 3.12 muestra un perfil medido en ausencia del material atenuador, para evaluar la máxima dispersión que se puede obtener de las paredes más cercanas a la cámara de ionización, al mismo tiempo que muestra la correcta colocación de la cámara de ionización sobre el eje central.

A ± 2 mm de la mancha de 40 mm de diámetro esperada como efecto de la colocación de los colimadores a la salida del haz, la contribución del ruido de fondo por radiación es del 0.4 %, que es menos de la mitad de la incertidumbre mínima; razón por la cual se decidió no considerar esta contribución.

3.7.2. Atenuador

Para valorar la radiación dispersada originada en el material atenuador y que alcanza al detector, Catala y colaboradores [Catala 1995], midieron la transmisión para diferentes distancias fuente-detector del arreglo experimental. También verificaron que si la distancia entre el extremo del material atenuador más cercano a la cámara de ionización y esta misma es mayor que 90 cm, entonces la señal generada en el detector debida a radiación dispersa es despreciable. En consecuencia, la distancia borde del atenuador-detector, debe ser mayor que 90 cm para minimizar la perturbación debida a la radiación dispersada por el material atenuador.

En el arreglo experimental, el colimador secundario tipo cono de 20.0 mm, se colocó a 80 cm del otro cono en la salida del cabezal y la cámara de ionización se encontraba a 235 cm del cono secundario; a esta distancia garantizamos que el haz cubre completamente la región sensible de la cámara, incluyendo el capuchón (verificado radiográficamente). El diámetro

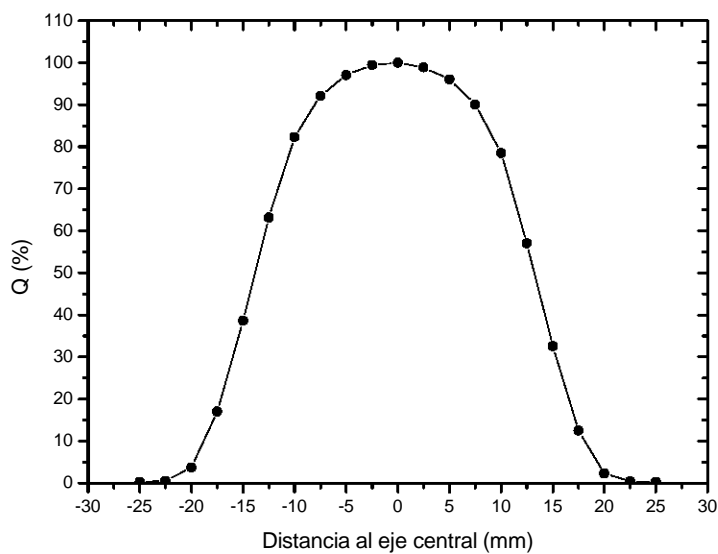


Figura 3.12: Perfil medido con la CI en la dirección perpendicular al haz, en ausencia de material atenuador, con el resto de los componentes del arreglo experimental en posición (ver figura 3.1).

del campo de radiación en la posición de la cámara fue de 4 cm, incluyendo la penumbra. La distancia mínima entre el material atenuador y el detector fue de 250 cm.

Capítulo 4

Resultados y análisis

4.1. Medidas de transmisión

Las medidas de transmisión se obtuvieron usando el método descrito en la sección 3.4. La figura 4.1 muestra la transmisión relativa medida en función del grosor de material atenuador (Al).

Cada punto corresponde a una medida experimental, obtenida al agregar 2 placas de aluminio de aproximadamente 5 mm de espesor. En total se utilizaron 100 placas, con un grosor promedio de $5.20 \text{ mm} \pm 0.04 \text{ mm}$, desde 0 hasta 52.04 cm. Las medidas de referencia, es decir, en ausencia de atenuador $S(x = 0)$, se realizaron usando 200 unidades monitor (UM) y en las medidas subsecuentes se ajustó la salida del acelerador, de manera que la lectura en la cámara de ionización fuera confiable, sin poner en riesgo el funcionamiento del equipo, de 200 y 500 UM para los grosores de 0-9.7 cm y hasta 4000 UM para el grosor máximo de 52.04 cm. Para los grosores de 49.95 cm a 52.04 cm se repitió la medida; para 49.95cm y 50.05 cm, el valor de transmisión fué constante en las 2 medidas que se realizaron para cada uno, por lo que se decidió medir sólo en 1 ocasión para algunos espesores subsecuentes, esto es, hasta haber retirado 20 cm mas de Al. Se encontró una desviación estándar de 0.001 para una transmisión relativa de 0.026. La repetición en las medidas no se hizo para todos los grosores con el objetivo de no poner en riesgo la integridad del acelerador lineal, ya que éste es de uso clínico y cualquier contratiempo con él, implicaría retraso en el tratamiento de 40 pacientes por día en la unidad de radioneurocirugía. Todas las medidas se realizaron usando una tasa de dosis constante de de 640 UM/min. Fue muy importante vigilar

la estabilidad de la CI, especialmente en las medidas en las que la transmisión era muy pequeña (medidas que corresponden a los grosores mayores). Para lograrlo, los tiempos de exposición fueron grandes y las medidas se repitieron hasta en 5 ocasiones (error $<0.5\%$). Se consiguieron transmisiones relativas menores que 1% con grosores de Al de 45.76 cm y mayores, alcanzando con el espesor de atenuador máximo, una transmisión $<0.5\%$.

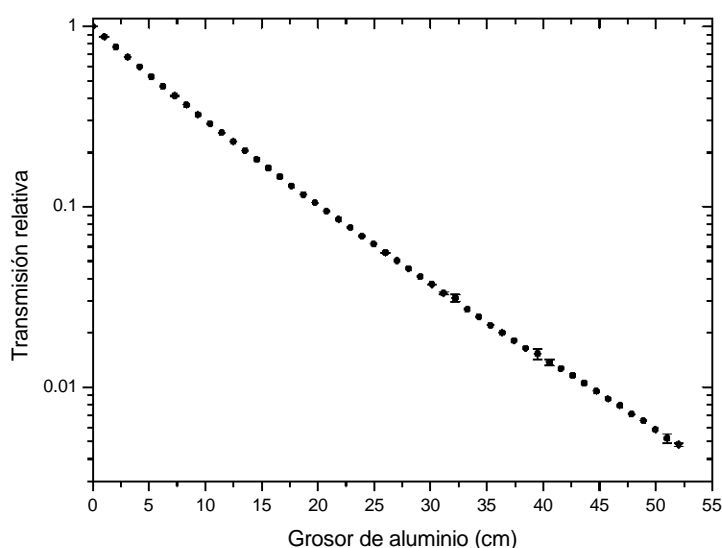


Figura 4.1: Transmisión relativa como función del grosor de Al usado como atenuador. Las barras de error son aproximadamente del tamaño de los símbolos.

Para utilizar estos resultados como datos de entrada en el programa de reconstrucción, es necesario interpolar los datos experimentales (como resultado de las pruebas realizadas con lucita en el experimento preliminar sección 3.4).

En la figura 4.2 se muestran los datos interpolados, así como la curva de ajuste, usando un polinomio de tercer grado:

$$y = -0.00262 - 0.05414x + 2.71771 \times 10^{-4}x^2 - 1.64336 \times 10^{-6}x^3 \quad (4.1)$$

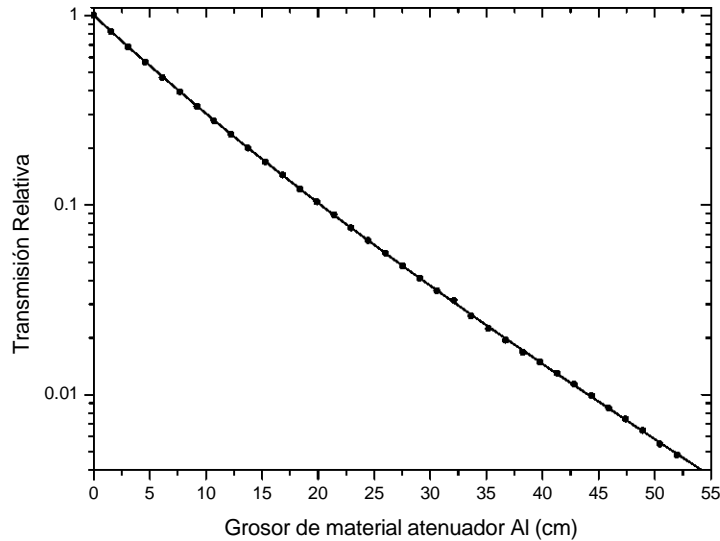


Figura 4.2: Transmisión Relativa como función del grosor de Al como material atenuador. Muestra la curva de tendencia de las medidas experimentales y los datos interpolados.

con un coeficiente de correlación $R=0.99995$.

Estas medidas de transmisión se utilizaron como datos de entrada para el algoritmo de reconstrucción espectral (ver sección 2.3.2), dando como resultado el espectro que se muestra en la figura 4.3.

Esta figura muestra el espectro de energía $F(E)$, como función de la energía (ver sección 2.3.2), y por lo tanto no incluye la corrección por la respuesta de la cámara de ionización. Para obtener el espectro en términos de la fluencia de fotones $\Phi(E)$, es necesario aplicar la función de corrección que se obtuvo en la sección 3.6.2 (ec. 3.6).

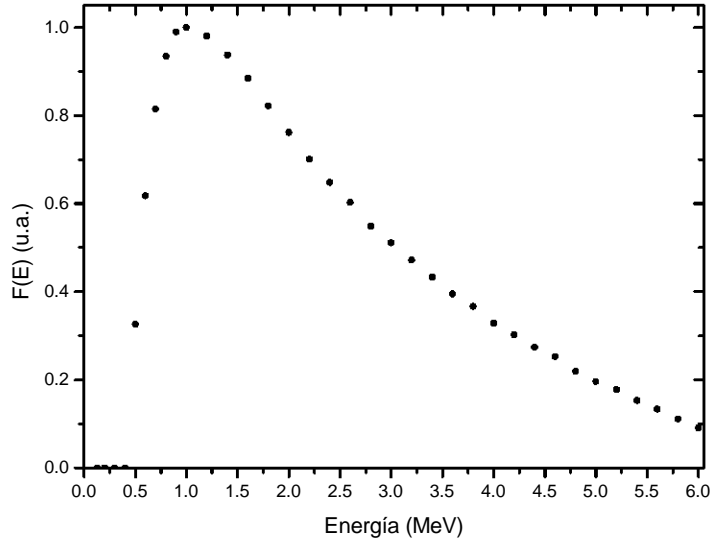


Figura 4.3: Espectro reconstruido a partir de los datos de la fig. 4.2. Esta curva no ha sido corregida por el efecto de la cámara de ionización.

4.2. Corrección por la respuesta de la cámara de ionización

La presencia del capuchón sobre la cámara de ionización y la presencia de la cámara misma perturban el espectro de energía, por lo que influyen en la forma de la curva de transmisión medida. Este efecto se puede corregir a través de la función de respuesta de la cámara de ionización (ec. 3.6), que mediante la relación 4.2 lleva de $F(E)$ a fluencia de fotones, $\Phi(E)$:

$$\Phi(E) = F(E) \left[\frac{1}{R(E)E} \right] \quad (4.2)$$

La respuesta de la cámara se normalizó arbitrariamente para 1.25 MeV, que es la energía promedio de los rayos γ emitidos por el ^{60}Co .

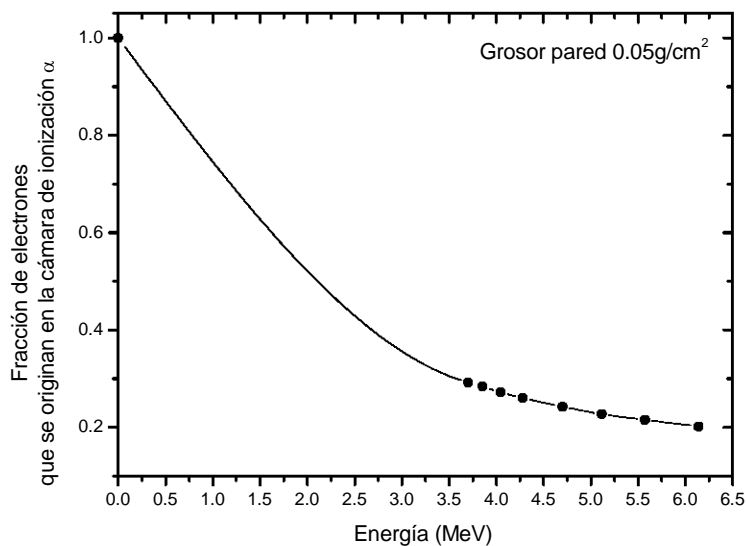


Figura 4.4: Fracción de electrones que se originan en la pared de la cámara de ionización en función de la energía. Datos reportados por Lempert et al (1983).

La fracción de electrones que llega desde la pared de la cámara se aproximó a partir de los datos de Lempert et al. [Lempert 1983] (ver fig. 4.4). El grosor másico de pared seleccionado es el que más se aproxima a la pared de grafito de 0.09 mm de la cámara de ionización con la que se efectuaron las mediciones.

La línea de tendencia que utilizamos como ajuste de los puntos en la figura 4.4 está descrita por la expresión

$$\alpha = -0.0033E^3 + 0.0573E^2 - 0.3581E + 1$$

así, podemos obtener la fracción de electrones que se originan en la pared de la cámara de ionización para las diferentes energías en las que evalúa el espectro. Con estos datos se evaluó la función de respuesta de nuestra cámara de ionización, la cual se muestra en la figura 4.5.

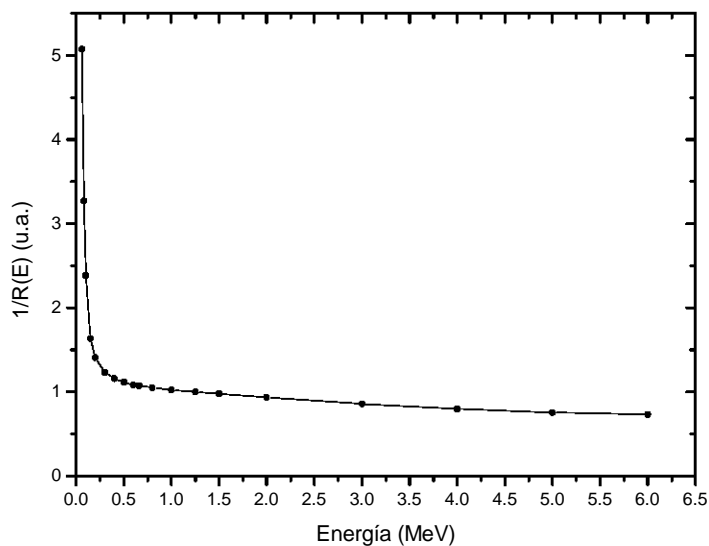


Figura 4.5: Función de respuesta en energía de la cámara de ionización equipada con un capuchón de cobre, normalizada a la energía promedio de ^{60}Co (1.25 MeV).

4.3. Reconstrucción

La reconstrucción del espectro de energía del LINAC de 6 MV que se estudió en este trabajo, se realizó utilizando el algoritmo descrito en el capítulo 2. El resultado final del proceso de reconstrucción, incluyendo la corrección por la respuesta de la cámara de ionización, se muestra en la figura 4.6.

Se puede observar que el máximo del espectro se encuentra en 0.7 MeV; así mismo, la energía promedio de este haz corresponde a 1.35 MeV. El valor de la energía pico es comparable con el reportado por Sheikh-Bagheri (2002), quien encontró un valor de 0.75 MeV para la energía modal y 1.81 MeV para la energía promedio del espectro de un acelerador Varian de 6 MV, utilizando métodos Monte Carlo. Si bien estos valores sólo sirven como referencia, la verdadera utilidad del haz reconstruido está en función de su aplicación en cálculos dosimétricos. Para ello, se realizó una validación experimental,

descrita en la siguiente sección.

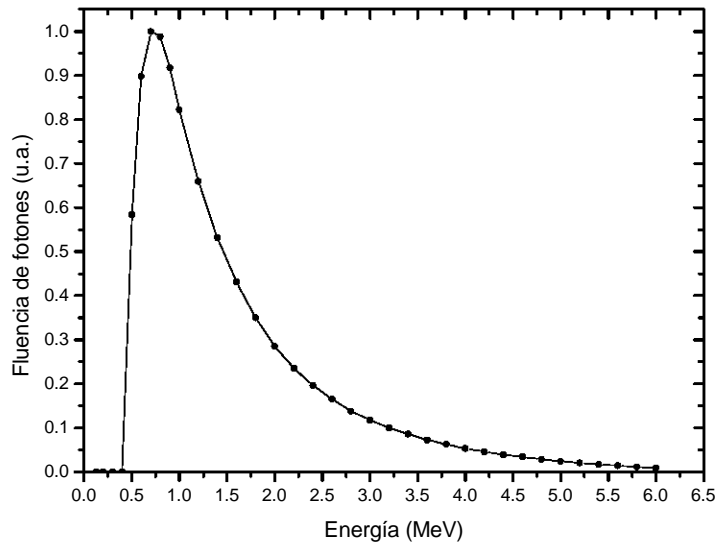


Figura 4.6: Fluencia de fotones, como función de la energía, reconstruida con corrección por la cámara de ionización.

4.4. Validación del espectro usando curvas de porcentaje de dosis en profundidad

4.4.1. Curva de porcentaje de dosis en profundidad (PDD) medida

La curva de depósito de dosis en profundidad medida para el espectro de fotones del LINAC, usando el colimador de 17.5 mm en el cabezal, se obtuvo usando un maniquí de 30 cm × 30 cm × 30 cm de agua (figura 4.7), con una cámara de ionización PinPoint modelo 31006 a prueba de agua, de 0.015 cm³

de volumen sensible (figura 4.8) y diámetro interno de 2 mm¹. La curva de PDD se midió colocando la cámara de ionización (Pin Point) en la superficie del agua, alineándola por medio de los láseres con que cuentan las instalaciones del acelerador y posteriormente moviéndola a lo largo del eje central, tomando medidas en pasos de 1 mm, desde 1 hasta 25 mm (figura 4.9).

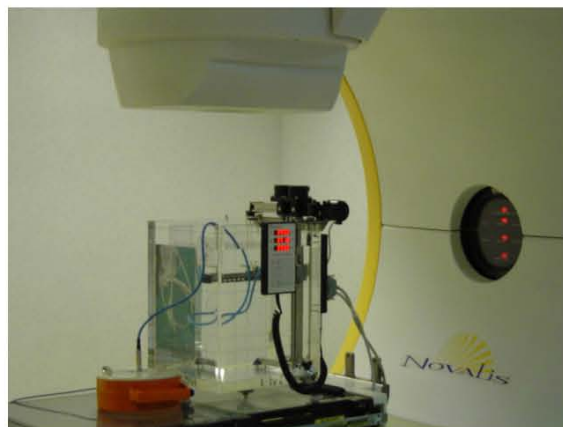


Figura 4.7: Maniquí de 30 cm × 30 cm × 30 cm de agua. Se muestra el arreglo experimental para realizar medidas de PDD.



Figura 4.8: Cámara de ionización PinPoint modelo 31006 a prueba de agua, de 0.015 cm³ de volumen sensible.

¹Para fotones, el intervalo de energía efectiva es de la energía del ⁶⁰Co hasta haces generados en diferencias de potencial de 50 MV.

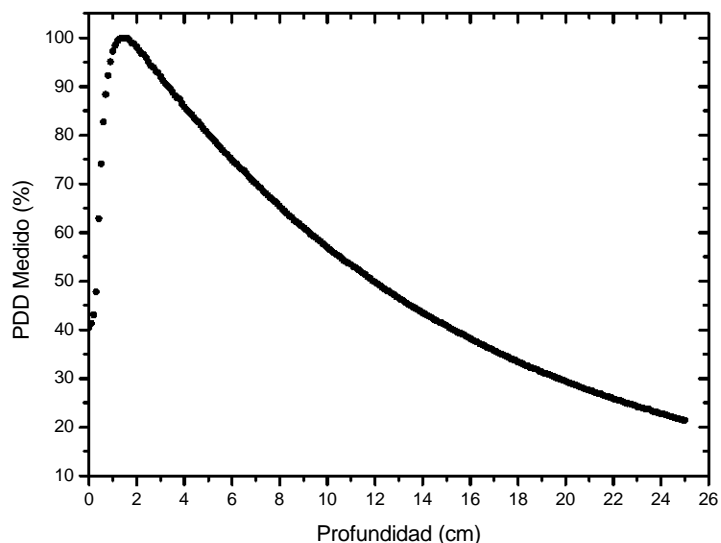


Figura 4.9: Curva de PDD medida con la CI usando el colimador de 17.5 mm en la salida del cabezal.

4.4.2. Cálculo de curvas de PDD

El cálculo de las curvas PDD se realizó utilizando el código BEAM, el cual se basa en el sistema EGSnrc (ver sección 1.7).

EGSnrc es usado por varias rutinas de cálculo; en particular, para el cálculo de curvas de depósito de dosis en profundidad existen dos opciones: DOSXYZnrc y DOSRZnrc. La diferencia entre estos dos programas radica en el sistema de referencia para el cálculo y despliegue de la información, coordenadas cartesianas y cilíndricas, respectivamente. Para decidir cuál de estos códigos utilizar, se estudiaron los siguientes aspectos:

- precisión de los cálculos en términos del número de historias
- velocidad de ejecución (tiempo de cpu).

En DOSRZnrc, la dosis se registra en volúmenes con forma de anillos concéntricos, donde la extensión radial del anillo está dada por Δr y la

altura por Δz . En el caso del cálculo de curvas PDD, sólo interesa la dosis a lo largo del eje central, por lo que las regiones de registro son cilindros de radio Δr y altura Δz .

La figura 4.10 muestra un diagrama del maniquí de agua y la forma en que se definen las regiones de registro de dosis en DOSRZnrc. Por convención, la profundidad se mide desde $z=0$ y el haz incide perpendicularmente al plano XY. Tanto Δz (distancia entre planos) como Δr (tamaño de los anillos) pueden tomar valores independientes, es decir, no es necesario que estos incrementos sean constantes. De esta manera, es posible definir regiones más pequeñas en zonas donde se esperan gradientes de dosis más pronunciados. En este caso, la única limitación es el número de planos definidos en la dirección z .

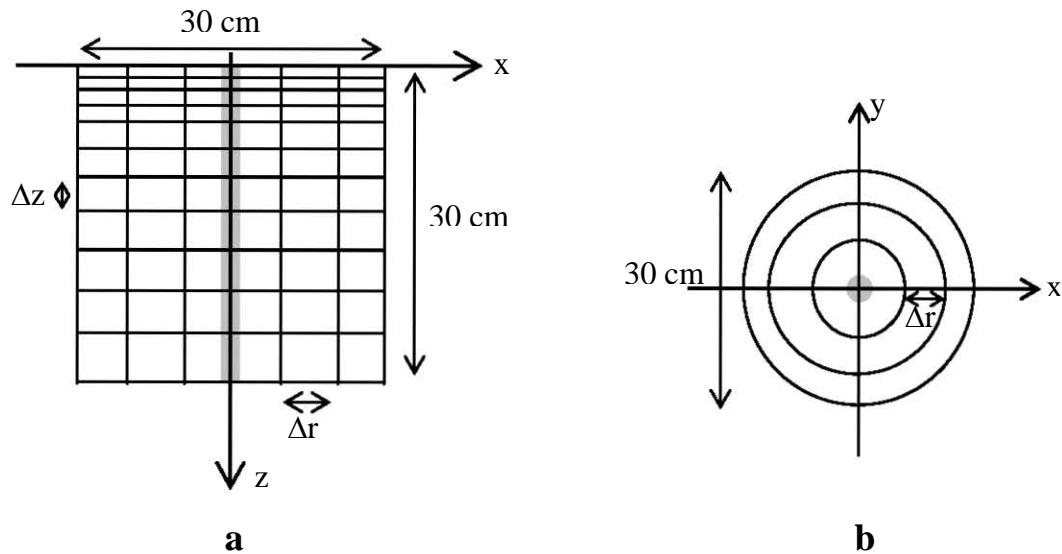


Figura 4.10: Sistema de referencia utilizado por DOSRZnrc. Vistas a: lateral y b: superior del maniquí de agua utilizado para el registro de dosis en profundidad. La región de registro en el eje central está indicada en gris.

En DOSXYZnrc el registro de dosis se hace en una malla voxelizada, donde el tamaño del voxel queda especificado por el tamaño del pixel en el plano perpendicular al eje central ($\Delta x = \Delta y$) y la altura es Δz .

DOSRZnrc

La fuente de irradiación que se usó en todas las simulaciones fue un haz paralelo de forma cilíndrica incidiendo en la cara superior del maniquí. El maniquí se definió como un cubo de agua de $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$, cuyo plano superior se colocó a 100 cm de la fuente.

Para analizar el cálculo obtenido de esta rutina, se empieza por estudiar el número de historias que se debía utilizar para tener una curva suave. En todas las simulaciones que se muestran en esta sección se usó un espectro reconstruido como dato de entrada. El radio del haz (RBEAM) fue de 0.875 cm, por lo que el diámetro coincide con el diámetro del cono de 17.5 mm utilizado en el experimento para medir la curva PDD.

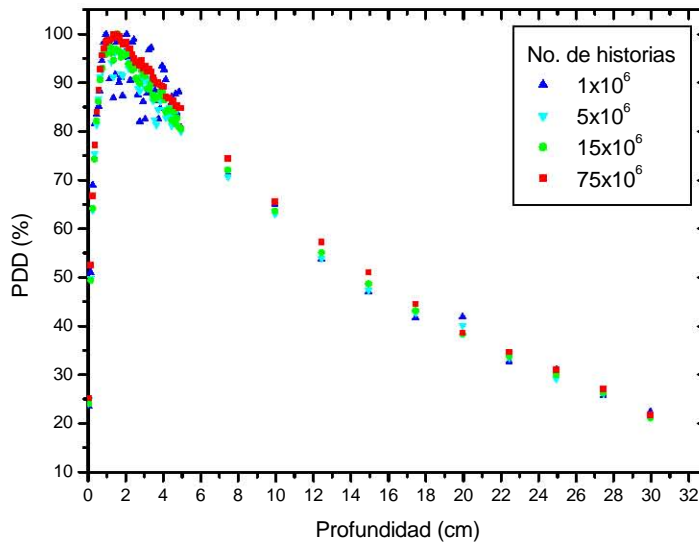


Figura 4.11: Efecto del número de historias en el cálculo de PDD usando DOSRZnrc. Los PDD se normalizaron en términos del área bajo la curva.

La forma de las regiones en que se registró la dosis depositada fue cilíndrica con radio de 0.13 cm que es la mitad del tamaño de la cámara de ionización FARMER de 0.6 cm^3 utilizada en el experimento para obtener las

medidas de transmisión). Se realizaron dos simulaciones para el cálculo de cada PDD. Primero, se calculó la dosis entre $0 \leq z < 5$ cm usando $\Delta z = 1$ mm, y después, se calculó entre $5 \leq z < 25$ cm usando $\Delta z = 4.9$ cm. Hay dos razones para hacer esto:

- Es necesario tener una descripción más precisa de la PDD en la zona cercana al máximo.
- DOSRZ tiene una limitación en el número máximo de regiones que se pueden definir para una ejecución.

De la figura 4.11 vemos que 15×10^6 es un número de historias suficiente para obtener una curva suave.

Dado que en estas simulaciones la dosis se registra en volúmenes de tamaño finito, se consideró necesario estudiar la variación de la curva de depósito de dosis en profundidad, para diferentes valores de radio de las regiones de registro de dosis.

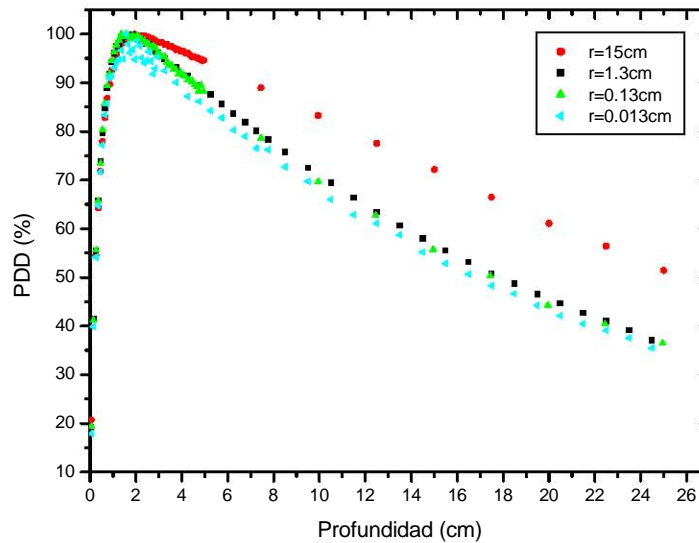


Figura 4.12: Valores de PDD calculados usando DOSRZnrc para evaluar la influencia del tamaño de la región de registro de dosis.

La figura 4.12 muestra las curvas obtenidas utilizando radios desde 15 cm hasta 0.013 cm. En todos los casos se usaron 15×10^6 historias, excepto para el radio de 0.013 cm en el que se usaron 30×10^6 ya que este radio es menor que el que se usó para las curvas de la figura 4.11. En la figura 4.12 se observa que la curva de PDD a partir del radio de 0.13 cm, no varía significativamente (diferencias de hasta 5% en profundidades de 0 a 6 cm, que es donde se presentan las fluctuaciones mayores), por lo que es suficiente utilizar un tamaño de radio de 0.13 cm o menor.

Otro parámetro importante para el cálculo de la dosis depositada en profundidad, es el tamaño de campo. Para determinar la influencia de este parámetro en el cálculo de las curvas de PDD, se comparó el resultado de simular la irradiación con diferentes valores del radio en un campo circular (figura 4.13). De esta figura se puede verificar que no se observa una influencia debida al tamaño del campo para radios del orden de 0.875 cm.

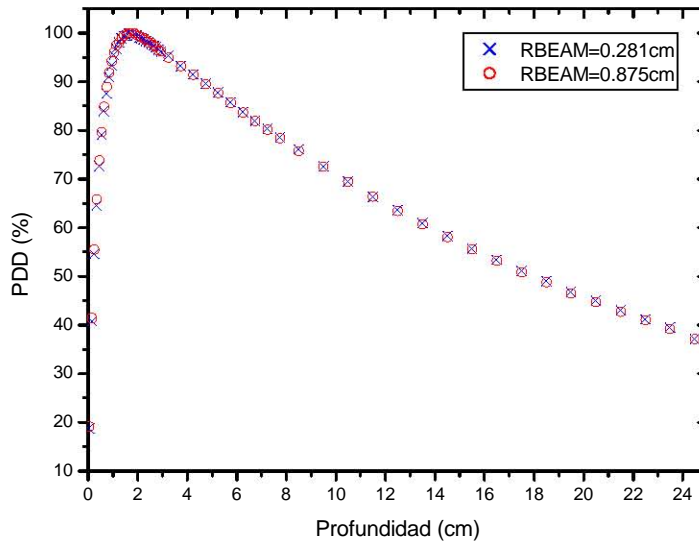


Figura 4.13: Comparación de las curvas de PDD obtenidas usando un campo circular de radio 0.281 cm (cruces) y 0.875 cm (círculos). Desviación estándar máxima de 1.4%, que se encuentra a 1 mm de profundidad.

DOSXYZnrc

Tal como se mencionó en la sección anterior, la mayor diferencia entre DOSRZ y DOSXYZ es la forma de los volúmenes de registro de dosis. Por tal razón, con este código se realizaron pruebas equivalentes a las presentados previamente para DOSRZnrc. Sin embargo, es importante mencionar que los tiempos de máquina utilizados con DOSXYZnrc fueron sensiblemente menores, de hasta 10 horas en algunos casos. Más aún, el límite en el número de historias que puede seguir DOSXYZnrc es $\sim 10^8$ mayor que lo que soporta DOSRZnrc.

En la figura 4.14, se muestran las curvas de depósito de dosis en profundidad calculadas usando DOSRZnrc y DOSXYZnrc para condiciones de irradiación y registro de dosis equivalentes.

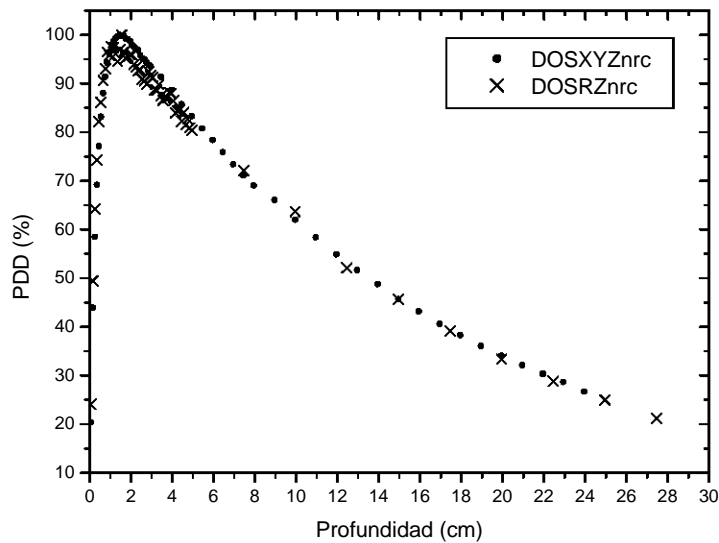


Figura 4.14: Comparación de las curvas de PDD calculadas usando DOSRZ y DOSXYZ para condiciones de irradiación y de registro de dosis en profundidad equivalentes. De 0 a 6 cm se aprecian las diferencias mayores, teniendo una diferencia máxima de 15 % a 3.8 cm de profundidad.

El tamaño de campo usando DOSXYZnrc fue de $1.551 \times 1.551 \text{ cm}^2$ que es un cuadrado de área equivalente a la de un círculo de radio 0.875 cm. En ambos casos, el espectro de rayos X que incide en el maniquí es el mismo y se compone de los resultados obtenidos experimentalmente. De la figura 4.14 se observa que el resultado de usar coordenadas RZ o XYZ para la simulación es igual con ambos códigos. Sin embargo, dado que la simulación es más eficiente en tiempo usando coordenadas cartesianas, en todos los cálculos que se presentan a continuación se usó DOSXYZnrc para comparar con los resultados experimentales.

4.4.3. Cálculo de curvas de PDD con el espectro reconstruido

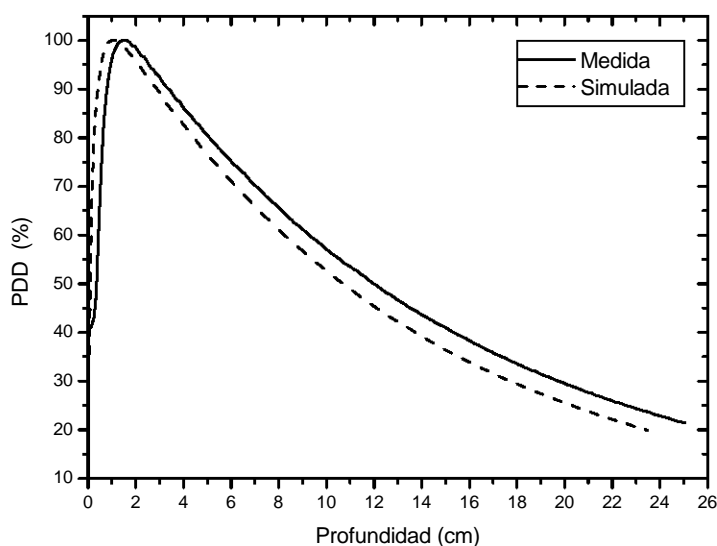


Figura 4.15: Curvas de PDD medida (continua) y simulada (punteada) usando como entrada el espectro reconstruido.

El cálculo de la curva de PDD con el espectro de energía de la figura 4.6, se realizó con los siguientes parámetros: tamaño de campo de $1.551 \times 1.551 \text{ cm}^2$;

voxeles de registro de dosis de $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} \times 1 \text{ mm}$ para los primeros 30 puntos, $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} \times 5 \text{ mm}$ para los siguientes 10 y de $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ para los últimos 16, cubriendo así 24 cm de profundidad, suficientes para comparar con la curva de PDD experimental. El resultado se muestra en la figura 4.15.

En esta figura se observa que la curva simulada sobreestima el valor medido en toda la región de incremento. El punto máximo se alcanza a una profundidad menor y una vez superado este punto, la curva de PDD calculada subestima, consistentemente, la dosis medida. De antemano, es de esperarse que en la región de incremento las diferencias puedan ser importantes, ya que por un lado la contaminación por electrones no se consideró en la simulación [Sheikh 2002] y por otro, la dificultad para realizar medidas en la misma región (subsección 1.6.2).

Que el PDD calculado sea menor que lo medido en la figura 4.15, indica que la energía promedio del espectro reconstruido es menor de lo esperado.

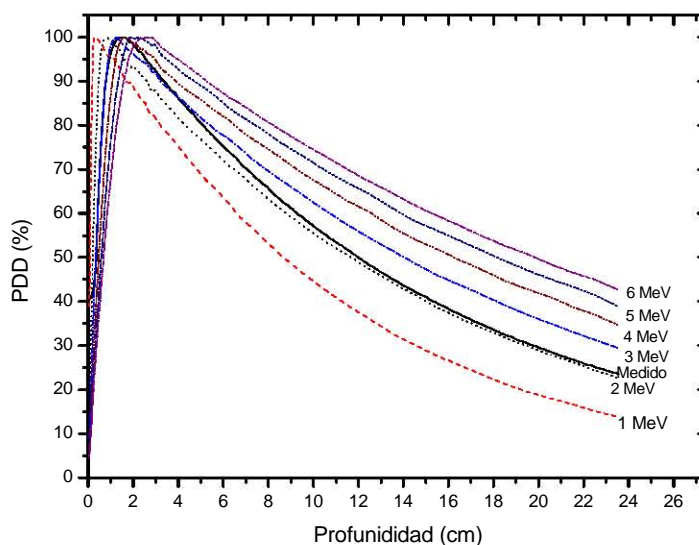


Figura 4.16: Curvas de PDD simuladas para haces monoenergéticos, con energías de 1 a 6 MeV.

Para analizar la influencia de las diferentes contribuciones del espectro de energía en la curva de PDD, se calculó el depósito de dosis en profundidad para haces monoenergéticos de 1 a 6 MeV en incrementos de 1 MeV. El resultado se muestra en la figura 4.16. En esta figura se observa que para profundidades mayores que 8 cm, la curva que más se acerca a la curva de PDD medida es la que corresponde a 2 MeV. En la región que comprende las vecindades del máximo, la curva que más se aproxima es la de 3 MeV. En la figura 4.17 se muestra un acercamiento de la región cercana al máximo. Es más fácil observar que, en efecto, la curva que corresponde a 3 MeV es la más cercana a la PDD medida.

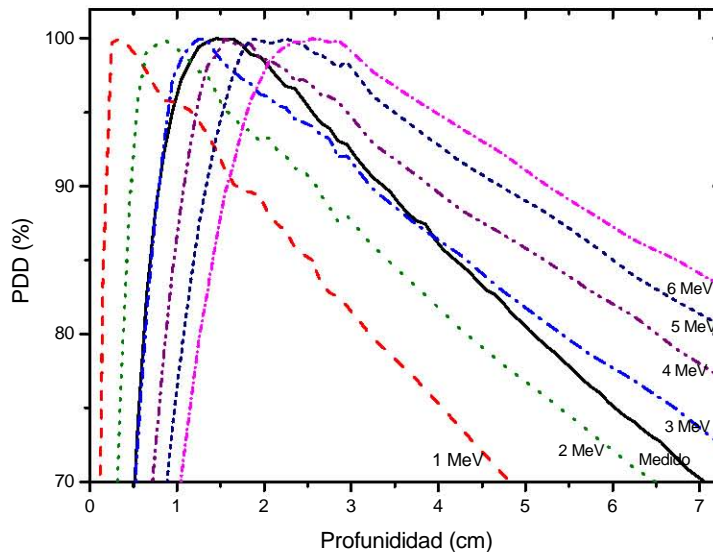


Figura 4.17: Acercamiento a la vecindad del punto máximo en las curvas de la figura 4.16.

Esta información hace suponer que son entonces las componentes de energías intermedias (2-3 MeV) las que se subestiman en el espectro reconstruido.

Como comparación, se utilizó un método alternativo para reconstruir el espectro de rayos X de un acelerador de alta energía. Este método se basa en la descomposición de las curvas de PDD como una superposición lineal

de los valores de PDD debidos a haces monoenergéticos; en nuestro caso se usaron las PDD calculadas por MC de 0.5 a 6 MeV en pasos de 0.5 MeV.

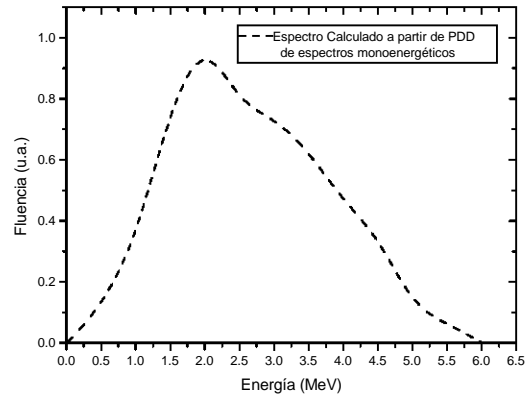


Figura 4.18: Espectro de rayos X calculado mediante el método semiempírico de [Scholz 2003].

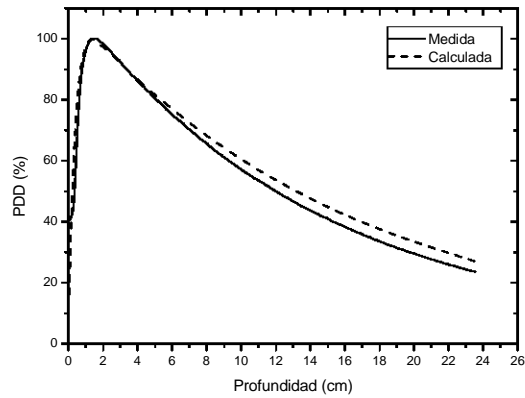


Figura 4.19: Curvas de PDD medida (continua) y calculada usando el espectro de energía obtenido con el método semi-empírico (punteada).

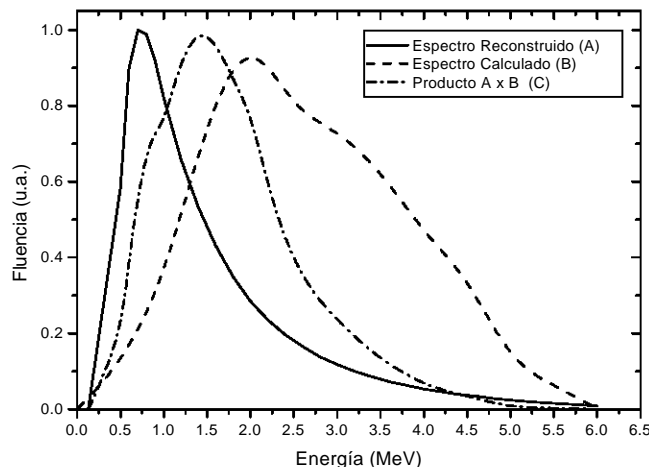


Figura 4.20: Comparación de espectros: reconstruido A (por medidas de transmisión), calculado B (método semi-empírico) y producto de los anteriores C.

La figura 4.18 muestra el espectro reconstruido al aplicar el método semi-empírico propuesto por Scholz et al [Scholz 2003], [Larraga 2005]. Se puede observar que en este caso, dominan las componentes de energías intermedias ($\bar{E} = 2.66 \text{ MeV}$). La curva de PDD para este espectro se muestra en la figura 4.19. Esta curva, si bien tiene buena coincidencia en la región de incremento y hasta la posición del valor máximo (diferencias $< 5\%$), una vez superada esta región, la dosis es mayor que en la curva medida. Este comportamiento hace suponer que el espectro que reproduce la curva de PDD medida tiene una energía promedio intermedia entre el espectro de la figura 4.6 y el de la figura 4.18. La figura 4.20 y sus correspondientes curvas de PDD, en la figura 4.21, muestran que el depósito de dosis en profundidad calculado usando el espectro resultante del producto entre el espectro reconstruido (A) y el espectro calculado (B), es el que más se acerca a la curva PDD medida. Este último conjunto de curvas sólo muestra que se encontró empíricamente un espectro que reproduce la curva de PDD medida para unas condiciones de irradiación particulares. Sin embargo, no es posible asegurar que se ha caracterizado al espectro de energía que sale del cabezal utilizando el colimador de cono de

17.5 mm, ya que para esto se debiera validar con otras variables dosimétricas que representan la dosis depositada en puntos fuera del eje central. Esto será parte del trabajo que se propone realizar a futuro.

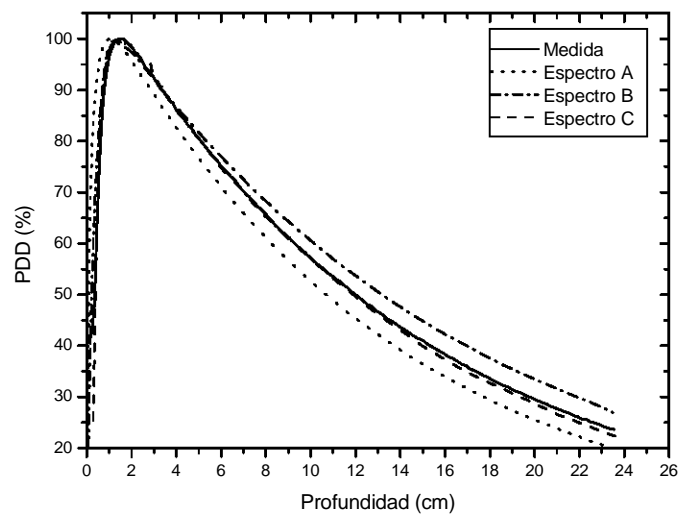


Figura 4.21: Curvas de PDD correspondientes a los espectros A, B y C (ver figura 4.20).

Capítulo 5

Conclusiones

El objetivo de este trabajo fue encontrar, a través de medidas experimentales, el espectro de rayos X producido por un acelerador lineal de 6 MV.

Se desarrolló un método que, basado en medidas de transmisión, reconstruye el espectro a través de la solución directa del sistema matricial $A \cdot F = T$. La solución se encuentra usando el álgebra espectral de la matriz A que expresa dicha solución F como la suma numérica de las matrices proyectoras asociadas con los eigenvalores de A . Las variaciones en el espectro se pueden reducir mediante el suavizado de la curva de transmisión. Este método no requiere de una forma predefinida inicial del espectro para la reconstrucción; además ofrece la ventaja de no depender del material atenuador.

Para conseguir equilibrio electrónico en la cámara de ionización durante las medidas de transmisión, se diseñó y construyó un capuchón de Cu, de 4.6 mm de grosor.

Un primer experimento, permitió estudiar y evaluar el desarrollo del método experimental para la obtención de las medidas de transmisión. Se encontró que es de fundamental importancia usar incrementos iguales en el grosor del material atenuador. También fue posible determinar el valor mínimo de transmisión ($\sim 1\%$) necesario para la reconstrucción. Como resultado de estas pruebas, en el experimento final se utilizaron placas de Al de 5.20 ± 0.04 mm de grosor como material atenuador. En el experimento final se determinó un error experimental en las medidas de atenuación no mayor al 0.5%.

Dado que los materiales que constituyen la pared de la cámara de ionización y el capuchón influyen en la respuesta de la cámara fue necesario introducir un factor de corrección por la respuesta en la cámara de ionización

$R(E)$.

El espectro reconstruido, corregido por la función de respuesta de la cámara de ionización 4.6, presenta una distribución en energía de acuerdo a lo esperado: es evidente que el espectro es continuo, producido por la interacción de los electrones en el blanco (radiación de frenado), la contribución en energías cercanas a la máxima esperada de 6 MeV, es prácticamente cero ($< 1\%$), tiene una energía promedio de 1.35 MeV y una energía más probable de 0.7 MeV.

Comparando estos parámetros con los de otro espectro, correspondiente a un equipo Varian de 6 MV obtenido mediante simulaciones Monte Carlo (fig. 5.1), se ve que la contribución a altas energías tiende a ser cero y se observa un pico en ambos casos alrededor de 0.7 MeV (0.75 MeV para el espectro de Sheikh-Bagheri y 0.7 MeV para el reconstruido). Una diferencia importante se aprecia en la caída del espectro más allá del máximo; en nuestro caso la caída es más rápida que lo que muestra el espectro de Sheikh-Bagheri. La energía promedio calculada para este último espectro es de 1.81 MeV, mayor que la del espectro reconstruido, hecho esperado debido a que hay una mayor contribución de las componentes de alta energía.

La validación del espectro reconstruido se llevó a cabo mediante el cálculo de curvas de PDD. Las curvas de depósito de dosis en profundidad que es posible calcular no reprodujeron las medidas experimentales, como se observa en la fig. 4.15. Una posible explicación para este efecto es que las componentes de energías intermedias (entre 2 y 3 MeV) están siendo subestimadas en el espectro reconstruido.

Para confirmar lo anterior, se calculó el depósitos de dosis en profundidad para haces monoenergéticos en el intervalo de energía de interés (figs. 4.16 y 4.17). Haciendo uso de otro método de recuperación del espectro bremsstrahlung [Larraga 2005] basado en medidas de curvas de dosis en profundidad para haces monoenergéticos y combinando empíricamente ambos resultados 4.20 se obtuvo un espectro que reproduce la curva de PDD medida 4.21.

Sin embargo, no se asegura que el espectro de energía en estudio ha sido caracterizado, ya que para esto, se debiera comprobar con otras variables dosimétricas que representan la dosis depositada en puntos fuera del eje central. Esto será parte del trabajo que se realizará en el futuro.

En suma, nuestros resultados indican que la medición de espectros de radiación de frenado para aceleradores de alta energía es una tarea complicada. Fue necesario recurrir a más de un método para aproximarse a un espectro

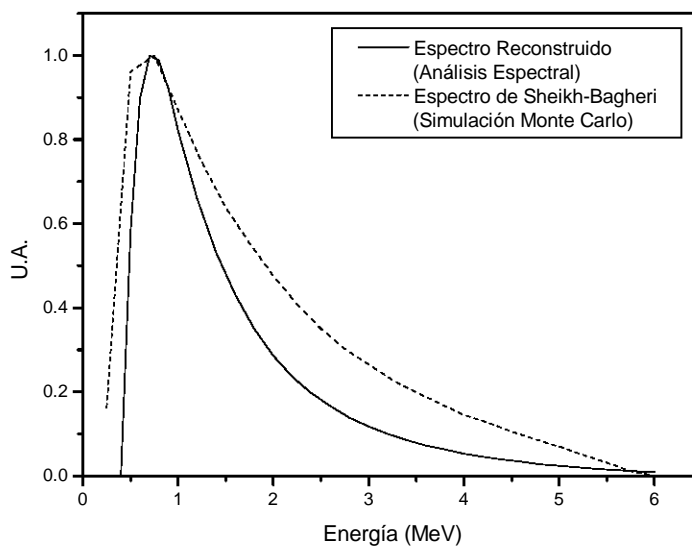


Figura 5.1: Comparación de los espectros de fotones: reconstruido en este trabajo (línea continua) y el publicado por Sheikh-Bagheri *et al.* para un acelerador Varian de 6MV (línea punteada).

que reproduce la curva de depósito de dosis en profundidad medida. Aún así, queda abierta la posibilidad de estudiar los efectos de contaminación por electrones, como una fuente posible de discrepancias. Más aún, los autores que se han dedicado al análisis espectral mediante medidas de transmisión [Catala 1995], utilizan materiales con purezas muy altas ($>99.5\%$) en el arreglo experimental (capuchón y material atenuador). En este trabajo, se utilizó aluminio con 95% de pureza y cobre con 97% de pureza. El nivel de impurezas que presentan los materiales utilizados, podría ser una causa de las diferencias encontradas en el proceso de validación del espectro reconstruido, por lo que otro aspecto a estudiar, para mejorar la aproximación al espectro de energía de interés, es la calidad de los materiales que se usan en el arreglo experimental.

Bibliografía

- [Archer 1982] Archer B.R. y Wagner L.K., "A Laplace transform pair model for spectral reconstruction" *Med. Phys.* **9** (1982) 844-847
- [Archer 1985] Archer B.R., Almond P.R. y Wagner L.K., "Application of a Laplace transform pair model for high-energy x-ray spectral reconstruction" *Med. Phys.* **12** (1985) 630-633
- [Baird 1981] Baird L.C., "X-ray spectra vs attenuation data: A theoretical analysis" *Med. Phys.* **8** (1981) 319-323
- [Catala 1995] Catala A., Francois P. y Bonnet J., "Reconstruction of 12 MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data by direct resolution of the numeric system AF=T" *Med. Phys.* **22** (1995) 3-10
- [Chehrazi 2005] Chehrazi F., Yi B., Sarfaraz M., Naqvi S. y Yu C., "Three dimensional dose reconstruction IMRT verification using an EPID and the Convolution Superposition Algorithm" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **63** (2005) S514
- [Francois 1993] Francois P., Catala A. y Scouarnec S., "Simulation of x-ray spectra reconstruction from transmission data by direct resolution of the numeric system AF=T" *Med. Phys.* **20** (1993) 1695-1703
- [Francois 1997] Francois P., Coste F., Bonnet J. y Caselles O., "Validation of reconstructed bremsstrahlung spectra between 6 and 25 MV from measured transmission data" *Med. Phys.* **24** (1997) 769-773

- [Huang 1981] Huang P.H., Kase K.R. y Bjärngard B.E., "Spectral characterization of 4 MV Bremsstrahlung by attenuation analysis" *Med. Phys.* **8** (1981) 368-374
- [Huang 1982] Huang P.H., Kase K.R. y Bjärngard B.E., "Simulation studies of 4 MV x-ray spectral reconstruction by numerical analysis of transmission data" *Med. Phys.* **9** (1982) 695-702
- [Huang 1983] Huang P.H., Kase K.R. y Bjärngard B.E., "Reconstruction of 4 MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data" *Med. Phys.* **10** (1983) 778-785
- [Huang 1986] Huang P.H., Chen T.S. y Kase K.R., "Reconstruction of diagnostic x-ray spectra by numerical analysis of transmission data" *Med. Phys.* **13(5)** (1986) 707-710
- [IMRT-CWG 2001] Intensity Modulated Radiation Therapy Collaborative Working Group: Boyer A. L, et al., "Intensity-Modulated Radiotherapy: Current status and issues of interest" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **51** (2001) 880-914
- [Kapur 1999] Kapur A., Boyer A y Ma C. M., "Monte Carlo studies of intensity-modulated beams in radiotherapy" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **45** (1999) 429
- [Khan 1994] Faiz Khan, "The physics of Radiation Therapy" 2da. Edición, William & Wilkins (1994)
- [Kawrakow 2003] I. Kawrakow and D.W.O. Rogers., "NRCC Report PIRS-701: Ionizing Radiation Standards National Research Council of Canada" (2003)
- [Landry 1991] Landry D.J. y Anderson D.W., "Measurement of accelerator bremsstrahlung spectra with a high-efficiency Ge detector" *Med. Phys.* **18** (1991) 527-533
- [Larraga 2005] Lárraga J. M., Martínez-Dávalos A., Hernández-Bojórquez M. "Método semi-empírico para la reconstrucción espectral de un acelerador lineal de uso médico" *XX Reunión Anual de Investigación del Instituto*

Nacional de Neurología y Neurocirugía "Manuel Velasco Suárez" (Cartel) (2005)

- [Leal 2004] Leal A., Sánchez-Doblado R., Arráns R., Capote R., Lagares J. I., Carrasco P. E y Roselló J, "MLC leaf width impact on the clinical dose distribution: a Monte Carlo approach" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **59** (2004) 1548-1559.
- [Leavitt 1991] Leavitt D.D., Gibbs F.A., et al., "Dynamic field shaping to optimize stereotactic radiosurgery" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **21** (1991) 1247-1255
- [Lempert 1983] Lempert G. D., Nath R. y Schulz R. J. "Fraction of ionization from electrons arising in the wall of an ionization chamber" *Med. Phys.* **10(1)** (1983) 1-3
- [Levy 1974] Levy L.B., Waggner R.G., McDavid W.D. y Payne W.H., "Experimental and calculated bremsstrahlung spectra from a 25 MeV linear accelerator and 10 MeV betatron" *Med. Phys.* **1** (1974) 62-68
- [Levy 1976] Levy L.B., Waggner R.G., y Wright A.E., "Measurement of primary bremsstrahlung spectrum from an 8 MeV linear accelerator" *Med. Phys.* **3** (1976) 173-176
- [Mayles 2000] Mayles W.P.M., Lake R., McKenzie A., et al 2000, "Physics aspects of Quality Control in radiotherapy" *Institute of Physics and Engineering in Medicine, Report 81*
- [McGinley 1992] McGinley P.H., Butker E.K., et al., "An adjustable collimator for stereotactic radiosurgery" *Phys. Med. Biol.* **37** (1992) 413-419
- [Mohan 1985] Mohan R., Chui C. y Lidofsky L. "Energy and angular distribution of photons from medical linear accelerators" *Med. Phys.* **12** (1985) 592-597

- [Nath 1976] Nath R. y Schulz R.J., "Determination of high-energy x-ray spectra by photoactivation" *Med. Phys.* **3** (1976) 133-142
- [NSC 2001] NCS: National Commission on Radiation Dosimetry, "Quality Assurance of treatment planning systems" (2001) www.ncs-dos.org
- [Papanikolaou 1995] Papanikolaou N., Rockwell M., Gehring M. y Fairbanks J., "Clinical implementation of a convolution based algorithm for 3D treatment planning" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **32** (1995) 302
- [Piermattei 1990] Piermattei A., Arcovito G., Azario L., et al., "A study of quality of bremsstrahlung spectra reconstructed from transmission measurements" *Med. Phys.* **17** (1990) 227-233
- [Sauer 1990] Sauer O. y Neumann M., "Reconstruction of high-energy bremsstrahlung spectra by numerical analysis of depth dose data" *Radioth. Oncol.* **18** (1990) 39-47
- [Scholz 2003] Scholz C. et al, "Development and clinical application of fast superposition algorithm in radiation therapy" *Radioth. and Oncology* **69** (2003) 79-90
- [Sheikh 2002] Sheikh-Bagheri D. y Rogers D. W. O. "Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code" *Med. Phys.* **29(3)** (2002) 391-402
- [Silberstein 1932] Silberstein L., "Determination of the spectral composition of x-ray radiation from filtration data" *J. Opt. Soc. Am.* **22** (1932) 265
- [Sixel 1993] Sixel K.E, Podgorsak E.B y Souhami L., "Cylindrical dose distributions in pseudodynamic rotation radiosurgery: An experiment study" *Med. Phys.* **20** (1993) 163-170

- [Stampanoni 2001] Stampanoni M., Fix M, Pascal F. y Rüeegsegger P. Computer algebra for x-ray spectral reconstruction between 6 and 25 MeV" *Med. Phys.* **28** (2001) 325-327
- [Solberg 1996] Solberg T. D. Medin P. M., DeMarco J. J. DeSalles A. A. F., Selch M. T., Vasselev V. and Schweitzer V. G., "Technical aspects of linac radiosurgery for functional disorders" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **36** (1996) 238 Abstract
- [Twidell 1970] Twidell J.W., "The determination of x-ray spectra using attenuation measurements and a computer program" *Phys. Med. Biol.* **30** (1970) 529