

Dosimetría Monte Carlo para Campos Colimados de Fotones



Lic. José Alexis Rucci

Departamento de Física

Universidad Nacional del Sur

Tesis presentada para obtener el título de


Doctor en Física

2015

Prefacio

Esta tesis es presentada como parte de los requisitos para optar al grado académico de Doctor en Física, de la Universidad Nacional del Sur, y no ha sido presentada previamente para la obtención de otro título en esta Universidad u otras. La misma contiene los resultados obtenidos en investigaciones llevadas a cabo en el Departamento de Física e IFISUR, durante el período comprendido entre abril de 2010 y febrero de 2015, bajo la dirección del Dr. Walter Rubén Cravero, Profesor Asociado del Dpto. de Física e Investigador Independiente del CONICET.

Lic. José Alexis Rucci

	<p>UNIVERSIDAD NACIONAL DEL SUR Secretaría General de Posgrado y Educación Continua</p> <p>La presente tesis ha sido aprobada el/...../....., mereciendo la calificación de(.....)</p>
---	--

Resumen

La planificación de tratamientos en radioterapia utilizando códigos Monte Carlo está convirtiéndose rápidamente en una alternativa a los sistemas de planificación de tratamiento tradicionales, y ciertamente son considerados una herramienta útil a los efectos de la verificación independiente dentro de un sistema de manejo de la calidad. Esto es posible, en parte, gracias al poder de cálculo de las computadoras actuales, que hace posible la obtención de resultados estadísticamente satisfactorios en poco tiempo.

En la presente tesis se desarrolló un modelo de fuentes virtuales sencillo a fin de reemplazar la geometría de un cabezal de tratamiento de radioterapia, que permita obtener los mismos resultados dosimétricos dentro de los intervalos de confianza recomendados, sin necesidad de simular detalladamente el cabezal. Este modelo se construyó partiendo de archivos de espacio de fase disponibles en la base de datos del OIEA.

En una primera parte se desarrolló un modelo híbrido que consistió en una fuente extensa de fotones con una estructura geométrica que permitió modelar el tamaño del campo y generar contaminación electrónica. Posteriormente se procedió a simular tamaños de campo pequeños (menores a $20 \times 20 \text{ cm}^2$) y se calculó la deposición de dosis en agua, comparando los resultados obtenidos con mediciones experimentales.

Para extender el modelo a tamaños de campo grandes, en una segunda etapa se realizó una modificación a la geometría del modelo con el agregado de un filtro aplanador genérico de espesor variable. Posteriormente se realizaron simulaciones para campos grandes (hasta $40 \times 40 \text{ cm}^2$), comparándolos nuevamente con mediciones experimentales.

Los resultados obtenidos mostraron un buen acuerdo con las mediciones experimentales, dentro de los intervalos de confianza recomendados. Esto sugiere que este modelo puede utilizarse a propósitos de verificación de planificadores de tratamiento de radioterapia.

Abstract

The implementation of Monte Carlo methods for treatment planning in radiotherapy are an alternative to traditional Treatment Planning Systems. Actually, Monte Carlo methods have demonstrated to be a useful tool for dose verification. The potentiality of Monte Carlo methods was significantly increased by computation capacities currently available.

In this thesis, a simple virtual source model was developed, in order to replace the complete geometry of a radiotherapy accelerator treatment head and to be able to obtain the same results within the recommended confidence intervals. This model is based on the phase space files available in the IAEA's database.

In a first step, a hybrid model was developed. It consisted of an extended photon source added to a geometrically simple structure which allows the configuration of the field size and to generate electronic contamination. Thereafter Monte Carlo simulations were performed in order to calculate the dose deposition in a water phantom for small field sizes (less than $20 \times 20 \text{ cm}^2$) comparing these results with experimental measurements.

In a second step, a change in the geometry of the model was developed in order to adapt it to large fields simulations, adding a generic flattening filter with variable thickness. It was shown that a relatively simple calibration method could be used to determine the filter thickness. With this addition both PDDs and cross profiles were calculated for large fields up to $40 \times 40 \text{ cm}^2$ and compared to experimental ones.

La ciencia no sirve sino para darnos una idea de cuan vasta es nuestra ignorancia.

Félicité Robert De Lamennais (1782 - 1854)

Agradecimientos

Esta tesis está dedicada a mi novia, Constanza, por estar siempre a mi lado acompañándome en estos cinco años de doctorado, compartiendo las emociones y las tristezas vividas en esta etapa de formación.

Quiero agradecer a mi familia, que con su enorme esfuerzo me permitió estudiar lo que me gusta. A mis amigos, por estar siempre apoyando y dispuestos a escuchar cuando los he necesitado.

A la Universidad Nacional del Sur, al Dto. de Física y al IFISUR por permitirme desarrollar mis tareas de investigación que llevaron a redactar esta tesis.

Al Dr. Walter Cravero, por su dirección, paciencia e incentivo en esos momentos en los que me preguntaba por qué seguí con el doctorado. A la Dra. Claudia Carletti, por la ayuda y disposición brindada en todos estos años.

Índice general

1. Introducción al transporte de radiación	21
1.1. Descripción de un haz de fotones	21
1.2. Atenuación de un haz de fotones	22
1.3. Interacción de la radiación con la materia	23
1.3.1. Sección eficaz de interacción	23
1.3.2. Camino libre medio	24
1.3.3. Modelo de scattering y distribuciones de probabilidad	26
1.3.4. Ionización	27
1.3.5. Scattering coherente (de Rayleigh)	29
1.3.6. Efecto fotoeléctrico	30
1.3.7. Scattering incoherente (Efecto Compton)	31
1.3.8. Producción de pares	34
1.3.9. Coeficiente total de atenuación	34
1.4. Interacción de electrones con la materia	35
1.4.1. Energía perdida por radiación - Bremsstrahlung	35
1.5. Simulación del transporte de radiación por Monte Carlo	36
1.5.1. Técnica de simulación por historias condensadas	36
1.5.2. Simulación detallada	37
1.5.3. Reducción de varianza	38
1.6. El archivo de espacio de fase	41
1.6.1. Varianza latente	42
1.7. El código MC PENELOPE	43
1.7.1. Base de datos y archivo de materiales	45
1.7.2. Estructura del programa principal	46
1.7.3. Paquete de subrutinas PENGEOM	46
1.7.4. PENEASY	47
1.7.5. PENVOX	48
1.8. El código MC EGSnrc	49
1.8.1. Código BEAMnrc	51
1.8.2. Código de usuario DOSXYZnrc	54
2. Introducción a la física de la radioterapia	56
2.1. Interacción de la radiación con tejidos biológicos: breve descripción	56
2.2. Unidades dosimétricas básicas	57

2.2.1.	Kerma	58
2.2.2.	Dosis equivalente y efectiva	58
2.3.	Medición de la radiación	60
2.3.1.	Cámara de ionización	60
2.4.	Equipos de radioterapia: el acelerador lineal	62
2.5.	Rendimiento en profundidad porcentual	64
2.5.1.	Dependencia del PDD con la energía y profundidad	65
2.5.2.	Dependencia del PDD con el tamaño del campo	67
2.6.	Control de calidad en la dosimetría	67
2.6.1.	Análisis de histograma dosis-volumen	68
2.6.2.	Criterio del índice gamma	70
3.	Desarrollo de un modelo híbrido para un cabezal de un acelerador de uso clínico	72
3.1.	Utilización de modelos de fuentes virtuales	73
3.2.	Decodificación de los archivos de espacio de fase binarios	75
3.3.	Análisis de los espectros de los fotones	76
3.4.	Armado del modelo híbrido	81
3.4.1.	Creación de la fuente	81
3.4.2.	Determinación de la penumbra del campo	81
3.5.	Configuración experimental	84
4.	Resultados obtenidos para campos pequeños	86
4.1.	Varian Clinac iX: Campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y $4 \times 4 \text{ cm}^2$	86
4.2.	Varian Clinac iX: Campos de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ y $20 \times 20 \text{ cm}^2$	92
4.3.	Ampliación del modelo híbrido a un acelerador Siemens Primus	97
4.4.	Análisis de resultados	99
4.5.	Conclusiones parciales	102
5.	Adaptación del modelo híbrido para campos grandes	104
5.1.	Incorporación de un filtro aplanador	104
5.1.1.	Determinación de la altura del filtro	105
5.2.	Campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$	107
5.3.	Campos de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ y $40 \times 40 \text{ cm}^2$	109
5.4.	Análisis de resultados	114
5.5.	Conclusiones parciales	116
6.	Conclusiones generales y perspectivas a futuro	117

Índice de figuras

1.1.	Diagrama que muestra un arreglo experimental para estudiar la atenuación de un haz al atravesar un blanco.	22
1.2.	Esquema de un experimento para medir DCS.	24
1.3.	Atenuación de un haz a través de una hoja de un material delgado.	25
1.4.	Variación del coeficiente de atenuación en agua, en función de la energía de los fotones e importancia de cada proceso para cada rango de energía.	28
1.5.	Esquema del proceso de Scattering de Rayleigh.	29
1.6.	Esquema del proceso de efecto fotoeléctrico.	30
1.7.	Variación del coeficiente de atenuación fotoeléctrica para agua y plomo en una escala log-log en función de la energía del fotón.	31
1.8.	Esquema del proceso de Scattering incoherente o efecto Compton.	32
1.9.	Esquema que muestra las relaciones de cantidades de movimiento en el efecto Compton.	32
1.10.	Esquema del proceso de producción de pares.	34
1.11.	Fragmento de un archivo de espacio de fase. Éste se corresponde al generado por el código PENELOPE, en el cual las variables principales son: tipo de partícula, energía, posición, dirección de movimiento, peso estadístico, número de veces que se simula una partícula hasta que alcanza el plano de detección (DeltaN) y las variables auxiliares ILB que describen el origen de las partículas secundarias	42
1.12.	Cálculo de la varianza relativa en función de la inversa de la cantidad de veces que se reciclan las partículas en un phsp de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para un acelerador Siemens Primus y una energía de 6 MV.	43
1.13.	Visión esquemática de la operación del paquete PENELOPE.	44
1.14.	Primeras líneas de un archivo voxelizado para PENVOX.	48
1.15.	Esquema de la estructura del código MC EGSnrc cuando es utilizado en modo de código de usuario.	50
1.16.	Pasos involucrados al realizar una simulación utilizando el sistema BEAMnrc.	52
2.1.	Esquema de una cámara de ionización tipo dedal.	61
2.2.	Diagrama de bloque simplificado para un acelerador lineal.	62
2.3.	Fotografía de un acelerador lineal moderno para radioterapia.	63
2.4.	Rendimiento en profundidad porcentual. d es una profundidad cualquiera y d_0 una de referencia	65

2.5.	Rendimiento en profundidad porcentual para un haz de fotones y diferentes energías. El tamaño de campo es de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y la distancia de la fuente a la superficie del fantoma de agua de 100 cm, excepto para el caso del ^{60}Co .	66
2.6.	Esquema de histogramas de dosis-volumen diferencial (a) y acumulado (b).	69
2.7.	Representación bidimensional del criterio de evaluación de la distribución de dosis usando la combinación del elipsoide de diferencia de dosis y la DTA.	71
3.1.	Fragmento de un phsp de la OIEA para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ en formato hexadecimal.	75
3.2.	Comparación de los perfiles de dosis para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ de un acelerador Varian Clinac iX, a 1.6 cm de profundidad entre el obtenido utilizando del phsp de la OIEA decodificado y resultados experimentales.	76
3.3.	Espectros de fotones para un campo de 6 MV y $10 \times 10 \text{ cm}^2$, correspondiente a un acelerador Varian Clinac iX en la superficie de un fantoma de agua, obtenido a partir de los phsp del OIEA. La línea continua representa el espectro de fotones para todo el plano de detección. El círculo lleno corresponde a fotones tomados en un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en cada una de las esquinas del plano. El cuadrado sin relleno se corresponde con el espectro de un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en el centro del phsp.	78
3.4.	Espectros de fotones para un campo de 6 MV y $4 \times 4 \text{ cm}^2$, correspondiente a un acelerador Varian Clinac iX en la superficie de un fantoma de agua, obtenido a partir de los phsp del OIEA. La línea continua representa el espectro de fotones para todo el plano de detección. El círculo lleno corresponde a fotones tomados en un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en cada una de las esquinas del plano. El cuadrado sin relleno se corresponde con el espectro de un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en el centro del phsp.	79
3.5.	Espectros de fotones para un campo de 6 MV y $20 \times 20 \text{ cm}^2$, correspondiente a un acelerador Varian Clinac iX en la superficie de un fantoma de agua, obtenido a partir de los phsp del OIEA. La línea continua representa el espectro de fotones para todo el plano de detección. El círculo lleno corresponde a fotones tomados en un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en cada una de las esquinas del plano. El cuadrado sin relleno se corresponde con el espectro de un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en el centro del phsp.	80
3.6.	Comparación de perfiles de dosis para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para un acelerador Varian Clinac iX y 6 MV, utilizando una fuente cilíndrica y otra con forma de caja.	83
3.7.	Esquema del modelo híbrido desarrollado.	84
4.1.	Comparación de PDDs entre la obtenida con el phsp original, VSM, y experimental para un acelerador Varian Clinac iX y un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.	87
4.2.	Comparación de los perfiles de dosis entre el VSM y resultados experimentales para profundidades de 1.6 cm y 10 cm. Tamaño de campo: $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Para el gráfico de un solo valor de energía se consideró la energía media del espectro (1.66 MeV).	88

4.3.	Rendimientos en profundidad absoluta para el VSM y el phsp original de la OIEA para un acelerador Varian Clinac iX. Tamaño de campo: $10 \times 10 \text{ cm}^2$.	89
4.4.	Comparación de perfiles absolutos en la profundidad del máximo de dosis (1.6cm) entre el VSM y el phsp original de la OIEA para un acelerador Varian Clinac iX. Tamaño de campo: $10 \times 10 \text{ cm}^2$.	90
4.5.	Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $4 \times 4 \text{ cm}^2$.	91
4.6.	Comparación de perfiles de dosis en la profundidad del máximo (1.6cm) y 10 cm entre el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $4 \times 4 \text{ cm}^2$.	92
4.7.	Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $15 \times 15 \text{ cm}^2$.	93
4.8.	Comparación de perfiles de dosis en la profundidad del máximo (1.6 cm) y 10 cm entre el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $15 \times 15 \text{ cm}^2$.	94
4.9.	Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $20 \times 20 \text{ cm}^2$.	95
4.10.	Comparación de perfiles para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ entre el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente en la profundidad de dosis máxima.	96
4.11.	Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y un acelerador Siemens Primus.	98
4.12.	Comparación de perfiles para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y un acelerador Siemens Primus entre el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente en la profundidad de dosis máxima.	99
4.13.	Índices gamma con el criterio del 3%/3mm y 2%/2mm para un acelerador varian Clinac iX y tamaño de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (a). Índice con el criterio del 3%/3mm, mismo acelerador y campos de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ (b), $15 \times 15 \text{ cm}^2$ (c) y $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (d). Índices con el criterio del 3%/3mm y 2%/2mm para un acelerador Siemens Primus y un tamaño de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (e). Sobre cada gráfico se muestran, en línea punteada los perfiles experimentales y el obtenido usando directamente el phsp de la OIEA en el caso del acelerador Siemens Primus, todos ellos normalizados a 1 y a 1.6 cm de profundidad. Éstos fueron agregados a fin de identificar el tamaño de campo.	101
5.1.	Esquema del filtro aplanador con sus dimensiones, incorporado al VSM para la simulación de campos grandes.	105
5.2.	Ajuste del cociente D_i/D_0 utilizando una exponencial en función de la altura del cono del filtro aplanador incorporado al VSM.	106
5.3.	Comparación de los perfiles de dosis entre el VSM y resultados obtenidos experimentalmente para profundidades de 1.6 cm y 10 cm. Tamaño de campo: $20 \times 20 \text{ cm}^2$.	107
5.4.	Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño de campo: $20 \times 20 \text{ cm}^2$.	108

5.5.	Comparación de los perfiles obtenidos con el VSM para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ con filtro aplanador y sin él.	109
5.6.	Comparación de los perfiles de dosis entre el VSM y resultados obtenidos experimentalmente para profundidades de 1.6 cm y 10 cm. Tamaño de campo: $30 \times 30 \text{ cm}^2$	110
5.7.	Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño de campo: $30 \times 30 \text{ cm}^2$	111
5.8.	Comparación de los perfiles de dosis entre el VSM y resultados obtenidos experimentalmente a 1.6 cm de profundidad. Tamaño de campo: $40 \times 40 \text{ cm}^2$	112
5.9.	Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño de campo: $40 \times 40 \text{ cm}^2$	113
5.10.	Índices gamma con el criterio del 3%/3mm para un acelerador varian Clinac iX y tamaños de campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ en las profundidades de 1.6 cm y 10 cm (a), $30 \times 30 \text{ cm}^2$ en las mismas profundidades (b) y $40 \times 40 \text{ cm}^2$ a 1.6 cm de profundidad (c). En cada gráfico se muestra, en línea punteada, cada perfil experimental, todos ellos normalizados a 1 y a 1.6 cm de profundidad. Éstos fueron agregados a fin de identificar el tamaño de campo.	114
5.11.	Comparación de los índices γ con el criterio del 3%/3mm para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$	115

Índice de tablas

2.1. Factores de calidad recomendados para distintos tipos de radiación	59
2.2. Factores de poderación recomendados para diferentes tejidos del cuerpo humano	60
2.3. Tolerancia estimada en cada paso del proceso de irradiación de un paciente para un intervalo de confianza del 95 %	68
3.1. Valores óptimos para los parámetros utilizados en la ecuación (3.1)	82
4.1. Espesor de los vóxeles utilizados en el cálculo de dosis	102
5.1. Espesores de los vóxeles utilizados en el cálculo de dosis	115

Siglas utilizadas en esta tesis

ADN: Ácido dexosirribunocleico.

CT: (Computed Tomography) Tomografía computada.

DCS: (Differential Cross Section) Sección eficaz diferencial.

DTA: (Distance to Agreement) Distancia de acuerdo.

DVA: (Dose-Volume Histogram) Histograma dosis-volumen.

FFF: (Flattening Filter Free) Equipo sin filtro aplanador.

GUI: (Graphical User Interface) Interfaz gráfica de usuario.

HI: (Homogeneity Index) Índice de homogeneidad.

HVL: (Half Value Layer) Valor de la capa hemirreductora.

IMRT: (Intensity Modulated Radiation Therapy) Radioterapia de intensidad modulada.

MC: Monte Carlo.

MLC: (Multileaf Collimator) Colimador multihojas.

OIEA: Organismo Internacional de Energía Atómica.

PDD: (Percentage Depth Dose) Rendimiento en profundidad porcentual.

PDF: (Probability Distribution Function) Función de distribución de probabilidad.

phsp: (phase-space) Archivo de espacio de fase.

RF: Radiofrecuencia.

RT: Radioterapia.

SSD: (Source-Surface Distance) Distancia fuente-superficie.

TPS: (Treatment Planning System) Sistema de planificación de tratamiento.

VSM: (Virtual Source Model) Modelo de fuentes virtuales.

Capítulo 1

Introducción al transporte de radiación

Los efectos de la radiación en los medios materiales son de gran interés tanto en campos científicos como tecnológicos. Naturalmente, las características y efectos de la radiación dependerán del tipo y energía de la radiación ionizante, así como también de las características del material irradiado. En la presente sección se estudiarán los efectos producidos por haces de electrones y fotones. A continuación se describen brevemente los procesos involucrados en el transporte de la radiación y su importancia cuando ésta incide sobre material orgánico y tejido vivo.

1.1. Descripción de un haz de fotones

Un haz de rayos X emitidos por un blanco (o rayos γ emitidos por una fuente radiactiva) consiste en un gran número de fotones, por lo general, con un determinado espectro de energía. La forma de caracterizar dicho haz se describe a continuación.

La fluencia (Φ) de fotones se define como el número de fotones dN que pasan a través de una sección de área dA .

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \quad (1.1)$$

A partir de la ecuación 1.1, se define la tasa de fluencia ϕ (o densidad de flujo) como la fluencia por unidad de tiempo, es decir:

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.2)$$

A su vez se conoce a la suma de todas las energías de los fotones dE_{fl} que atraviesan un elemento de sección dA de una esfera, como fluencia de energía Ψ .

$$\Psi = \frac{dE_{fl}}{dA} \quad (1.3)$$

De la ecuación 1.3, y de la misma manera que la ecuación 1.2 se define la tasa de fluencia de energía, o densidad de flujo de energía, o simplemente intensidad, como la fluencia de energía por unidad de tiempo ψ .

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} \quad (1.4)$$

1.2. Atenuación de un haz de fotones

Considérese un arreglo experimental de la figura 1.1. Un haz de fotones monoenergéticos incide sobre un blanco de espesor variable, mientras que un detector se ubica a una distancia lo suficientemente grande de la fuente, de manera tal que sólo detecta a aquellos fotones que pasan a través del blanco sin interactuar y no a los dispersados.

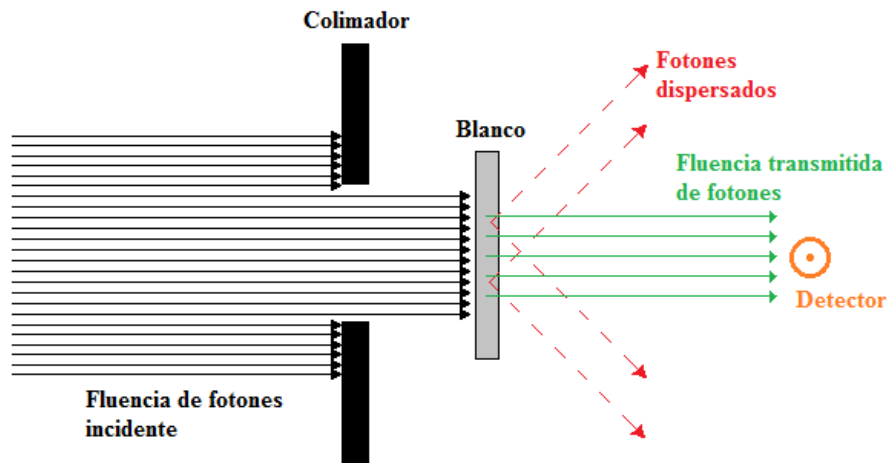


Figura 1.1: Diagrama que muestra un arreglo experimental para estudiar la atenuación de un haz al atravesar un blanco.

En estas condiciones, una reducción en el número de fotones (dN) es proporcional al número de fotones incidentes (N) y al espesor del blanco (dx). La constante de proporcionalidad μ se conoce como coeficiente de atenuación.

$$dN = -\mu N dx \quad (1.5)$$

Esta ecuación puede ser expresada en términos de intensidad, por lo cual, integrando, se llega a la expresión para el decaimiento de la intensidad del haz:

$$\psi(x) = \psi_0 e^{-\mu x} \quad (1.6)$$

donde $\psi(x)$ es la intensidad transmitida, ψ_0 la intensidad incidente y x el espesor.

Se define así el valor de la capa hemirreductora (HVL por su nombre en inglés) como el espesor requerido que un blanco debe tener para que la intensidad del haz decaiga a la mitad.

La unidad del coeficiente de atenuación μ viene dada en cm^{-1} . En general, este coeficiente dependerá de la energía de los fotones y de la naturaleza del material.

1.3. Interacción de la radiación con la materia

Cuando un haz de rayos X (o γ) pasa a través de un medio, la interacción entre los fotones y la materia puede resultar en que la energía de los mismos sea transferida al medio. El paso inicial en la transferencia de energía involucra la eyección de electrones desde los átomos del medio. Estos electrones de alta velocidad transfieren su energía produciendo, en su recorrido, ionización y excitación de los átomos con los que interactúan [1–3].

1.3.1. Sección eficaz de interacción

Se define la sección eficaz para un cierto tipo de evento en una dada colisión, como la razón entre el número de eventos de este tipo por unidad de tiempo y por unidad dispersada, y el flujo de partículas incidentes respecto al blanco.

Las partículas interactúan con los átomos o moléculas del medio a través de varios procesos, cada uno de ellos caracterizado por una sección eficaz diferencial (DCS por sus siglas en inglés). Por simplicidad se consideran mecanismos de interacción en los cuales las partículas son deflectadas y pierden energía, por ejemplo, scattering Compton de fotones y colisiones inelásticas de electrones.

Considérese el siguiente experimento. Un haz paralelo monoenergético de partículas, con energía E y dirección de movimiento $\hat{\mathbf{d}}$, incide en un átomo o molécula blanco, T , ubicado en el origen del sistema de referencia. Se asume al haz lateralmente homogéneo y de mayor extensión que las dimensiones del blanco, y caracterizado por la densidad de corriente \mathbf{J}_{inc} paralela a $\hat{\mathbf{d}}$. Se considera que la partícula interactúa en un único mecanismo a la vez, perdiendo una energía W y siendo deflectada. Un detector ubicado en la dirección (θ, ϕ) y cubriendo un pequeño ángulo sólido $d\Omega$, detecta y cuenta todas las partículas que llegan con energía en el intervalo $(E - W - dW, E - W)$. El detector

es apantallado por el haz incidente, de manera tal que solo son contadas las partículas que sufrieron una interacción. Si \dot{N}_{cont} es el número de cuentas por unidad de tiempo, entonces la sección eficaz diferencial doble (por unidad de ángulo sólido y energía perdida) se define como:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} = \frac{\dot{N}_{cont}}{|\mathbf{J}_{inc}| d\Omega dW} \quad (1.7)$$

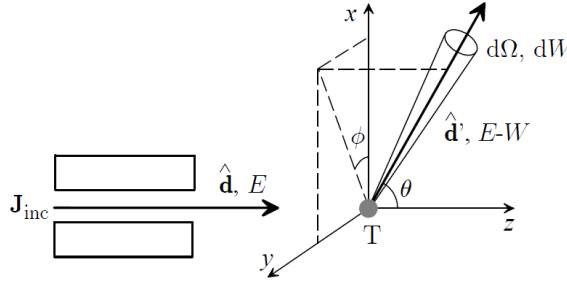


Figura 1.2: Esquema de un experimento para medir DCS.

Integrando la ecuación 1.7, se calcula la sección eficaz total σ :

$$\sigma = \int_0^E \frac{d\sigma}{dW} dW = \int_0^E \left(\int \frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} d\Omega \right) dW \quad (1.8)$$

1.3.2. Camino libre medio

Considérese un haz de partículas homogéneo que se mueven en un medio con N moléculas por unidad de volumen, en el cual ocurrirán interacciones aleatorias. Se desea encontrar una función distribución de probabilidad (o PDF, por sus siglas en inglés) $p(s)$ que nos permita determinar la longitud de camino recorrido por una partícula desde la posición en la que está hasta la siguiente interacción. Para ello se considera a cada molécula como una esfera de radio r_s de manera tal que el área de la sección eficaz sea, $\pi r_s^2 = \sigma_T$, en una descripción clásica.

Suponiendo que dicho haz incide normalmente sobre una hoja muy delgada de un dado material de espesor ds , al cual se lo puede considerar como uniforme de $N ds$ esferas por unidad de superficie, tal como se muestra en la figura 1.3. Si el haz incidente tiene una densidad de corriente J , la densidad de corriente de partículas transmitida a través del material cuando no hay interacciones será $J - dJ$, donde $dJ = JN\sigma ds$

es el número de partículas que interactúan de alguna forma por unidad de tiempo y superficie. La probabilidad de interacción por unidad de longitud de camino es:

$$\frac{dJ}{J} \frac{1}{ds} = N\sigma \quad (1.9)$$

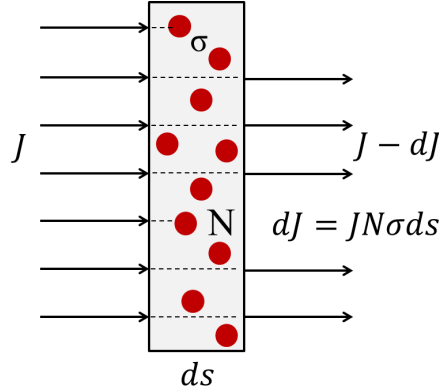


Figura 1.3: Atenuación de un haz a través de una hoja de un material delgado.

La probabilidad de que una partícula viaje una distancia s sin interactuar es:

$$\mathbf{F}(s) = \int_s^\infty p(s') ds' \quad (1.10)$$

y la probabilidad $p(s)ds$ de tener una nueva interacción cuando la partícula recorrió un intervalo $(s, s + ds)$ es:

$$p(s) = N\sigma \int_s^\infty p(s') ds'. \quad (1.11)$$

La solución a esta ecuación, con $p(\infty) = 0$ es:

$$p(s) = N\sigma \exp[-s(N\sigma)]. \quad (1.12)$$

Se define entonces el camino libre medio λ como la longitud de camino media entre dos colisiones:

$$\lambda = \langle s \rangle = \int_0^\infty sp(s) ds = \frac{1}{N\sigma}. \quad (1.13)$$

Su inversa nos determina la probabilidad de interacción por unidad de camino recorrido.

$$\lambda^{-1} = N\sigma. \quad (1.14)$$

1.3.3. Modelo de scattering y distribuciones de probabilidad

Se mencionó anteriormente que una partícula que se mueve en un medio con energía E posiblemente perderá cierta energía W y cambiará su dirección de movimiento en cada interacción. La deflexión angular está determinada por el ángulo polar de scattering θ y el ángulo azimutal ϕ (ver figura 1.2). Esas magnitudes son variables aleatorias cuyas PDFs están determinadas por las secciones eficaces moleculares.

Asumiendo que las partículas pueden interactuar con el medio mediante dos mecanismos independientes “A” y “B”, el modelo de scattering está completamente especificado por las DCSs moleculares:

$$\frac{d^2\sigma_A(E; \theta, W)}{d\Omega dW} \quad \text{y} \quad \frac{d^2\sigma_B(E; \theta, W)}{d\Omega dW}. \quad (1.15)$$

Considerando que las moléculas se orientan aleatoriamente en el medio, entonces la DCS será independiente del ángulo azimutal. La sección eficaz total para A y B será:

$$\sigma_{A,B}(E) = \int_0^E dW \int_0^\pi 2\pi \sin \theta d\theta \frac{d^2\sigma_{A,B}(E; \theta, W)}{d\Omega dW}. \quad (1.16)$$

La sección total de interacción es:

$$\sigma_T(E) = \sigma_A(E) + \sigma_B(E) \quad (1.17)$$

y la probabilidad de interacción por unidad de camino recorrido:

$$\lambda_T^{-1} = N\sigma_T \Rightarrow \lambda_T^{-1} = \lambda_A^{-1} + \lambda_B^{-1}. \quad (1.18)$$

La PDF para la longitud de camino s de una partícula hasta la próxima interacción será:

$$p(s) = \lambda_T^{-1} \exp(-s/\lambda_T) \quad (1.19)$$

y la longitud de camino promedio será igual al camino libre medio total:

$$\langle s \rangle = \lambda_T = (N\sigma_T)^{-1}. \quad (1.20)$$

La probabilidad de interacción de la partícula mediante el mecanismo A o B viene dada por:

$$p_A = \sigma_A/\sigma_T \quad \text{y} \quad p_B = \sigma_B/\sigma_T. \quad (1.21)$$

Las PDFs del ángulo polar de scattering y la pérdida de energía en eventos individuales

son:

$$p_{A,B}(E; \theta, W) = \frac{2\pi \sin \theta}{\sigma_{A,B}(E)} \frac{d^2 \sigma_{A,B}(E; \theta, W)}{d\Omega dW}. \quad (1.22)$$

$p_A(E; \theta, W)d\theta dW$ nos da la probabilidad de que, en un evento del tipo A, la partícula pierda energía en el intervalo $(W, W + dW)$ y sea deflectada con un ángulo polar perteneciente al intervalo $(\theta, \theta + d\theta)$. El ángulo de scattering azimutal está uniformemente distribuido en el intervalo $(0, 2\pi)$.

1.3.4. Ionización

Se conoce como ionización al proceso por el cual un átomo neutro o molécula adquiere carga positiva o negativa. Al remover un electrón o más de un orbital (en una colisión con una partícula, por ejemplo), el átomo quedará con carga positiva.

Los haces de partículas cargadas, como ser electrones, protones y partículas α son conocidos como *radiación ionizante directa*, siempre y cuando tengan la suficiente energía como para producir ionización por colisión a medida que penetran en la materia [2, 4]. Por otro lado, las partículas sin carga eléctrica, como fotones o neutrones con la suficiente energía, se conocen como *radiación ionizante indirecta*, dado que liberan partículas ionizadas al interactuar con la materia, si consideramos solo procesos atómicos. Los fotones ionizantes interactúan con los átomos del medio y producen electrones de alta energía debido a tres procesos fundamentales: efecto fotoeléctrico, efecto Compton, y producción de pares.

Interacciones de fotones

En esta sección se estudiarán las interacciones de fotones de energía E con átomos de número atómico Z . En este caso se considerará un rango de energía que va de los 50 eV hasta los 100 MeV, en el cual los procesos dominantes son el scattering de Rayleigh, de Compton, efecto fotoeléctrico y la producción de pares.

Dependiendo de la energía de los fotones incidentes, van a tener mayor peso en la atenuación unos u otros procesos de interacción. La importancia de ellos para distintos rangos de energía se muestran a continuación (ver figura 1.4) [1].

- Energía menor a 10 keV. Predomina el scattering coherente.
- Energía por encima de los 50 keV. Es importante la absorción fotoeléctrica.
- Energía entre los 60 keV y 90 keV. Son importantes los efectos Compton y fotoeléctrico.

- Energía entre los 200 keV y 2 MeV. Sólo está presente la absorción Compton.
- Energía entre los 5 MeV y 10 MeV. La producción de pares no es un proceso despreciable.
- Energía entre los 50 MeV y 100 MeV. La producción de pares es el proceso más importante.

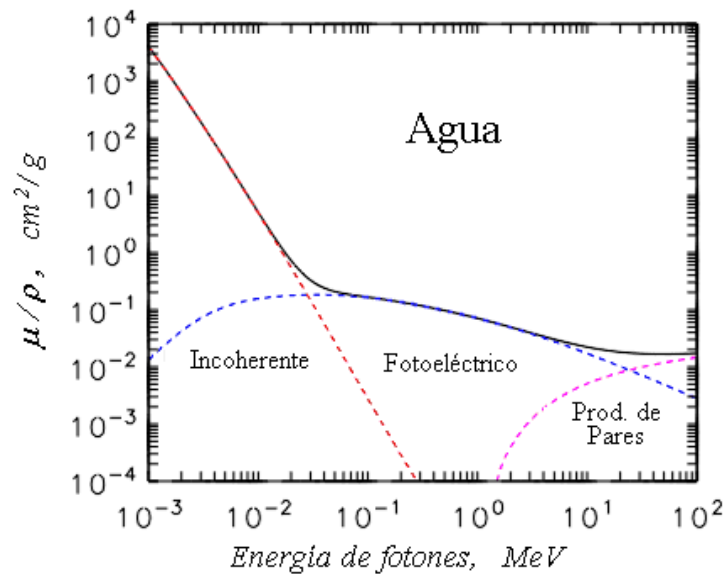


Figura 1.4: Variación del coeficiente de atenuación en agua, en función de la energía de los fotones e importancia de cada proceso para cada rango de energía.

Dichos procesos se describen a continuación.

1.3.5. Scattering coherente (de Rayleigh)

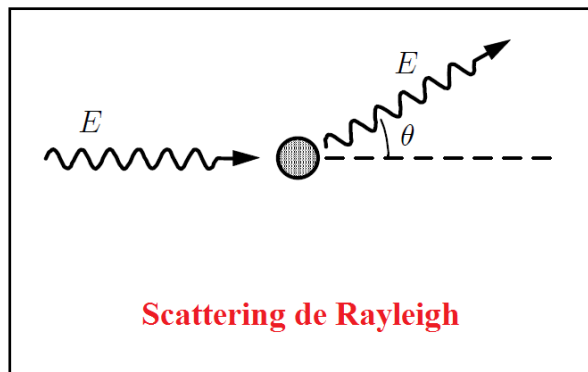


Figura 1.5: Esquema del proceso de Scattering de Rayleigh.

El scattering coherente es un fenómeno cooperativo que involucra a varios electrones en un átomo. Los fotones son dispersados por los electrones ligados en un proceso donde el átomo no queda ni excitado ni ionizado. Este proceso es una colisión elástica, por lo que las energías de los fotones incidentes y dispersados son las mismas. El scattering desde diferentes partes de la nube electrónica se combina para dar lugar a un *scattering coherente*, también llamado *de Rayleigh*.

El proceso ocurre principalmente a bajas energías (menores a los 10 keV) para materiales de número atómico Z grandes. Éste puede describirse en término del parámetro $x = \frac{\sin(\theta/2)}{\lambda}$. La sección eficaz diferencial tiene la forma:

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\theta} = \frac{r_0^2}{2}(1 + \cos^2 \theta)[F(x, Z)]^2 2\pi \sin \theta \quad (1.23)$$

donde θ es el ángulo que forma el fotón dispersado (ver figura 1.5). $F(x, Z)$ es el factor de forma atómico, que varía desde Z para $\theta = 0$ a 0 para $\theta \rightarrow \pi$.

1.3.6. Efecto fotoeléctrico

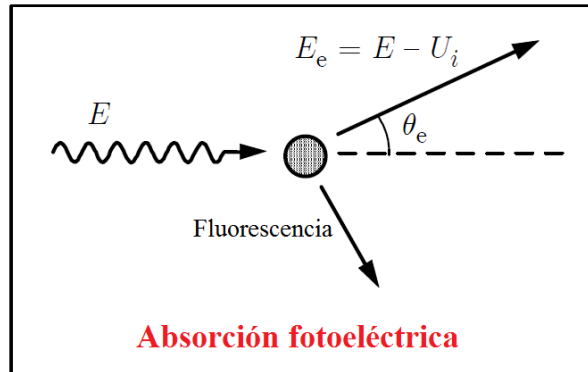


Figura 1.6: Esquema del proceso de efecto fotoeléctrico.

En el proceso fotoeléctrico se produce una colisión entre un fotón y un electrón, y el resultado es la eyección de un electrón ligado. Para que esto ocurra, la energía del fotón debe ser mayor que la energía de ligadura del electrón con el que colisiona, por lo tanto, se puede deducir que la sección eficaz varía con la energía.

La energía cinética del fotoelectrón se puede calcular conociendo la energía de enlace de la capa desde la cual fue liberado y la sección eficaz del proceso. Si en la interacción es emitido un fotón de radiación fluorescente, una parte (o la totalidad) de su energía será reabsorbida por el medio.

Absorción fotoeléctrica

Cuando un fotón de energía $h\nu$ colisiona con un átomo, es eyectado un electrón ligado de las capas K,L,M,N con energía $h\nu - E_s$ (E_s es la energía de ligadura). En este proceso, el átomo puede emitir radiación característica o un electrón Auger.

Dependencia con la energía del fotón

El coeficiente de atenuación lineal relaciona la cantidad de fotones removidos de un haz incidente luego de interactuar en un medio, con la cantidad inicial de fotones que el mismo contenía. En el efecto fotoeléctrico, este será representado con la letra τ . Se define el coeficiente de atenuación másico como τ/ρ , donde ρ es la densidad del medio.

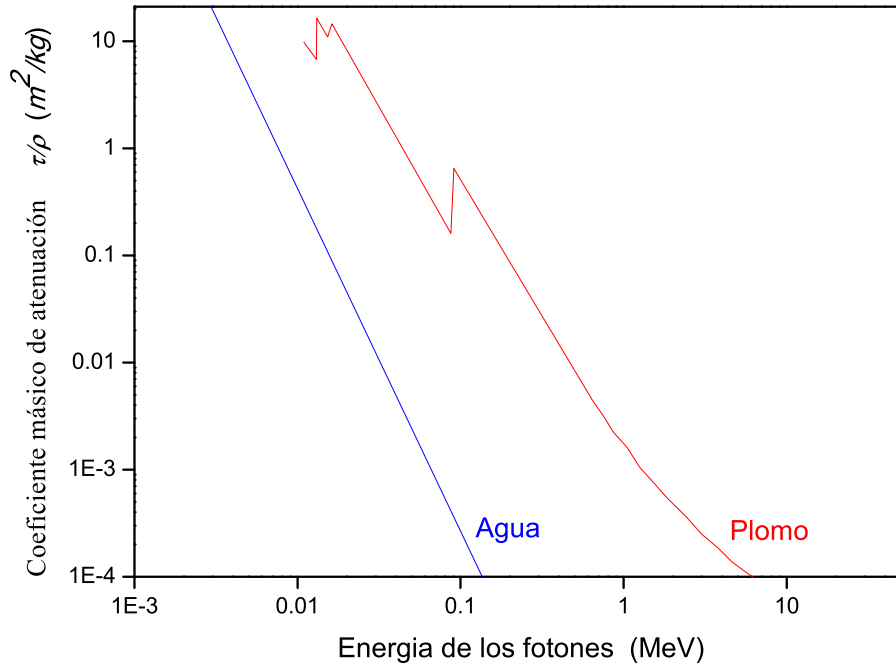


Figura 1.7: Variación del coeficiente de atenuación fotoeléctrica para agua y plomo en una escala log-log en función de la energía del fotón.

La figura 1.7 muestra que para valores de Z bajos la relación entre τ/ρ y $h\nu$ en un gráfico log - log es lineal (se tomó en este caso el agua). Para valores de Z grandes (como por ejemplo, el plomo) el comportamiento es más complicado, dado que a medida que la energía aumenta, se pueden ionizar capas de mayor energía de ligadura. A mayor energía, la curva cambia gradualmente la pendiente.

En la figura 1.7 se puede obtener que la probabilidad de la atenuación decrece aproximadamente como $1/(h\nu)^3$.

1.3.7. Scattering incoherente (Efecto Compton)

En el scattering de Compton, un fotón de energía $h\nu$ interactúa con un electrón atómico como si éste fuera un electrón “libre”, es decir que su energía de enlace es mucho menor que la energía con la que incide el fotón. En este proceso, parte de la energía del fotón será transmitida al electrón, que saldrá eyectado formando un ángulo θ_e . Por otro lado, el fotón será dispersado en un ángulo θ y una energía $h\nu' < h\nu$, tal como se muestra en la figura 1.8.

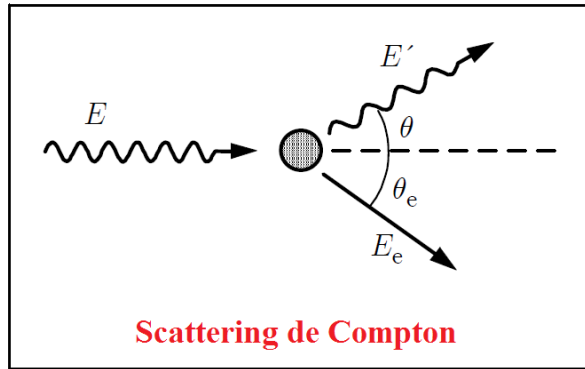


Figura 1.8: Esquema del proceso de Scattering incoherente o efecto Compton.

Tanto la energía como la cantidad de movimiento se conservan, por lo tanto, el ángulo con que sale el electrón es conocido únicamente si se conoce el ángulo con que es dispersado el fotón.

Relación ángulo - energía

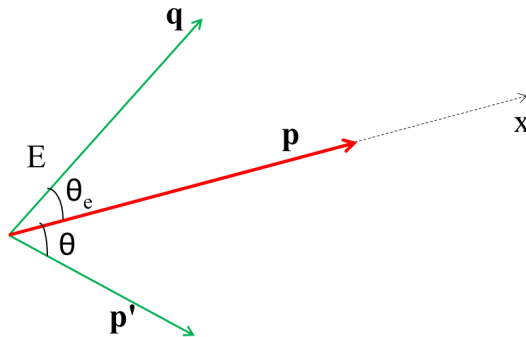


Figura 1.9: Esquema que muestra las relaciones de cantidades de movimiento en el efecto Compton.

Si se usan expresiones relativistas para la energía y cantidad de movimiento, el cambio en energía del fotón viene dado por:

$$h\nu - h\nu' = E = m_0c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right] \quad (1.24)$$

por el teorema del coseno (ver figura 1.9) se obtiene que

$$q^2 = p^2 + (p')^2 - 2pp' \cos \theta \quad (1.25)$$

donde q , p' y p son las cantidades de movimiento del electrón, fotón y total respectivamente.

Dado que la cantidad de movimiento se conserva, si se separa por componentes, en la dirección de incidencia se tiene:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \cos \theta_e \quad (1.26)$$

mientras que en la dirección perpendicular a la de incidencia:

$$\frac{h\nu'}{c} \sin \theta = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \sin \theta_e \quad (1.27)$$

usando 1.25 y la relación relativista $E = c\sqrt{m_0^2 c^2 + q^2} - m_0 c^2$ se obtienen las siguientes relaciones:

$$E = h\nu \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (1.28)$$

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (1.29)$$

donde $\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$. Se observa que el valor máximo de la energía del electrón corresponde a $\theta = 180^\circ$.

1.3.8. Producción de pares

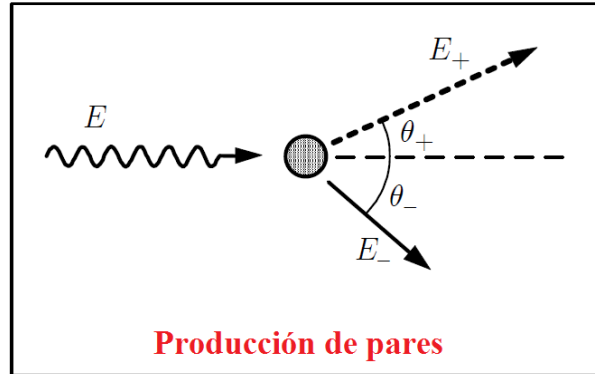


Figura 1.10: Esquema del proceso de producción de pares.

Si un fotón con una energía mayor a un umbral de 1.022 MeV, es decir dos veces el equivalente a la masa en reposo de un electrón, atraviesa el campo de un núcleo atómico, puede ser absorbido para convertirse en un par electrón-positrón (figura 1.10). Este proceso se conoce como *producción de pares*. Si dicho fotón supera el umbral, el exceso de energía será repartido entre el par de partículas como energía cinética.

$$h\nu - 1.022 = E_+ + E_- \quad (1.30)$$

El positrón creado como resultado de este proceso perderá su energía mientras se mueve en el medio de la misma manera que lo hacen las partículas cargadas, aumentando su sección eficaz de interacción. Finalmente, éste se combinará con un electrón libre orbitando ambos en torno a un centro de masa común por un breve tiempo (*positronium*) y terminarán aniquilándose en un proceso conocido como *aniquilación de pares*. Producto de esto se generarán dos fotones de 0.511 MeV cada uno, que saldrán en direcciones opuestas debido a la conservación de la cantidad de movimiento.

Debido a que la producción de pares resulta de la interacción de un fotón con el campo del núcleo, la probabilidad de este proceso aumenta rápidamente con el número atómico. El coeficiente de atenuación κ varía como Z^2 por átomo o Z por electrón.

1.3.9. Coeficiente total de atenuación

Cuando un haz de fotones incide sobre un dado material, la atenuación del mismo dependerá de todos los procesos de interacción anteriormente descritos. De esta manera,

el coeficiente de atenuación se puede expresar como la suma de todos los coeficientes individuales:

$$\mu_{total} = \tau_{foto.} + \sigma_{Ray.} + \sigma_{Comp.} + \kappa_{pares} \quad (1.31)$$

donde σ son las secciones eficaces de interacción.

1.4. Interacción de electrones con la materia

Al incidir electrones en la materia, debido a que poseen carga eléctrica, perderán su energía cinética rápidamente dado que se ven afectados por los campos eléctricos de otras partículas. Las colisiones con otros electrones implicarán una gran pérdida de energía y un cambio de su dirección muy marcado. En una colisión se asume que el electrón que emerge con la mayor parte de la energía es el incidente, por lo cual la máxima transferencia será la mitad de la energía original. Debido a su masa pequeña, éste se verá afectado también por el campo eléctrico de núcleos atómicos, desacielerándose rápidamente, cuya energía perdida será emitida como radiación de frenado (*Bremsstrahlung*).

1.4.1. Energía perdida por radiación - *Bremsstrahlung*

Cuando una partícula cargada de masa M y carga ze , que se mueve rápidamente, pasa cerca de un núcleo de masa M_N y carga Ze , experimentará una fuerza electrostática de magnitud

$$\frac{kzZe^2}{r^2}$$

por lo que se verá sometida a una aceleración

$$\frac{kzZe^2}{r^2M}$$

Si $M \ll M_N$ el movimiento del núcleo será despreciable y la partícula será deflectada de su camino original. Se sabe que una carga acelerada irradia energía proporcional al cuadrado de su aceleración, en este caso $(\frac{zZe^2}{M})^2$. Se puede observar que la pérdida de energía por radiación será mucho más importante en materiales de número atómico grande (por la dependencia con Z^2) o partículas livianas (por la dependencia con $1/M^2$), como electrones. Si la radiación es emitida como producto de la desaceleración del electrón, el proceso se conoce por el término en alemán *Bremsstrahlung*, que significa

radiación de frenado. Para electrones con energía menor a los 100 MeV, la energía perdida por radiación es:

$$S_{rad} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right) = 4r_0^2 \frac{N_e Z}{137} \left[\ln \left(\frac{2(E + \mu_0)}{\mu_0} \right) - \frac{1}{3} \right] \quad (1.32)$$

donde ρ es la densidad del material, N_e el número de electrones por gramo, E la energía cinética del electrón y $\mu_0 = m_0 c^2$.

1.5. Simulación del transporte de radiación por Monte Carlo

El primer trabajo documentado de simulación de transporte de radiación utilizando el método Monte Carlo (MC) fue publicado en 1954. En él se calculaba la tasa de reflexión de radiación incidente de fotones de 1 MeV para bloques de diferentes materiales [5].

Si bien en la década de 1960 ya existía un código completo de transporte para fotones y electrones, no fue hasta la década de 1980, con la aparición de computadoras con mayor poder de cálculo, que la simulación de transporte de radiación comenzó a utilizarse como herramienta de cálculo en el área de física médica [6–10].

1.5.1. Técnica de simulación por historias condensadas

La técnica de simulación de transporte MC por historias condensadas es un método para simular el transporte de radiación, desarrollada por Berger en 1963 [11]. En esta técnica se utiliza la teoría de scattering múltiple para describir el efecto colectivo de varias interacciones sucesivas y condensarlas en un único paso “macroscópico” de las partículas simuladas [12–14].

En la técnica de historias condensadas se pueden discernir dos procedimientos:

1. Clase I, en el que se agrupan todas las interacciones utilizando un conjunto de caminos recorridos. La elección más simple es la de considerarlo constante. La desventaja de esto es que la deflexión angular aumenta paso a paso a medida que la energía del electrón decrece, lo cual demanda un redimensionamiento de la longitud de camino a fin de poder utilizar la teoría de scattering múltiple.

Una mejor opción es la de realizar un espaciado logarítmico, dado que la deflexión angular cambia poco entre cada paso. Con esta elección se puede explotar el hecho

de que la energía se reduce, en promedio, un factor constante k , conocido como la fracción de energía perdida por el electrón en cada paso.

2. Clase II, o “procedimientos múltiples”, en el que se agrupan las colisiones “menores” o soft collisions (aquellas donde la energía perdida o el ángulo de deflexión son pequeños) por un lado, y los eventos “mayores”, hard collisions o colisiones catastróficas (donde se produce una pérdida significativa de energía o un ángulo de deflexión también pequeño) por otro [11,15,16].

La consideración de colisiones catastróficas en la clase II es análoga al transporte de electrones, donde todas las colisiones son consideradas individualmente. Para los electrones puede definirse un “camino libre medio catastrófico” λ_{cat} obtenido de la suma de los caminos libres medios de eventos individuales, como colisiones elásticas, inelásticas e interacciones bremsstrahlung.

La distancia entre dos colisiones catastróficas viene dada por la expresión:

$$s = \lambda_{cat} \ln(1 - \xi) \quad (1.33)$$

donde ξ es un número aleatorio entre 0 y 1. Si se cambia el umbral de energía transferida en eventos catastróficos, se puede pasar de la simulación condensada a una simulación de interacciones individuales o detallada.

Un inconveniente en esta aproximación es que en la teoría de scattering múltiple se asume que las partículas se mueven en un medio homogéneo y que viajan una distancia mucho mayor a su camino libre medio, por lo cual la simulación por historias condensadas puede producir artefactos en la interfase entre dos materiales distintos, o cuando el espesor del material es del orden del camino libre medio. Una solución a esto es implementar un modelo de simulación combinado, en el cual se utiliza la técnica de historias condensadas para reproducir la contribución de interacciones que cambian la energía o dirección de las partículas por debajo del umbral definido por el usuario (soft interactions) y usar simulación detallada para las interacciones restantes (hard interactions).

1.5.2. Simulación detallada

La simulación por historias condensadas, tal como se mencionó anteriormente, utiliza modelos de colisiones múltiples para el scattering y pérdida de energía. No obstante esta técnica posee importantes limitaciones, por ejemplo cuando la distancia entre dos regiones geométricas es muy pequeña, cuando se requiere trabajar con procesos de

transferencia de muy baja energía o para simular el transporte de electrones de baja energía (por debajo de los 100 keV). En estas situaciones el número de colisiones no resulta suficiente para usar historias condensadas, por lo cual será necesaria la utilización de modelos de interacciones individuales [16].

Actualmente, una simulación MC detallada provee una solución numérica exacta a la ecuación de transporte para un dado modelo de interacción y dentro de la incerteza estadística inherente al método. En esta técnica, cada camino de la partícula se describe como una serie de saltos entre puntos en los cuales las partículas interactúan con el medio. La distancia s entre dos colisiones sucesivas queda determinada acorde a la expresión $s = -\lambda \ln(\xi)$ donde, al igual que en la ec. 1.33, ξ es un número aleatorio entre 0 y 1, y λ el camino libre medio.

El tipo de interacción, la pérdida de energía y la deflexión angular quedan determinadas por las PDFs que caracterizan los diferentes procesos de interacción en el medio. La trayectoria entre dos interacciones consecutivas se considera como una línea recta, lo cual es válido en ausencia de campos electromagnéticos externos (o cuya intensidad no afecte significativamente la cinemática de las partículas), para materiales amorfos o en el caso de que la longitud de onda de la partícula sea mucho menor que las distancias interatómicas. El camino de la partícula termina cuando su energía cae por debajo de una energía de corte predefinida (energía de absorción).

En aplicaciones de radioterapia, la simulación detallada es utilizada, por lo general, para el transporte de fotones, debido a su camino libre medio relativamente largo (por ejemplo, del orden de los 14 cm para fotones de 1 MeV de energía en agua). Sin embargo, debido a que el camino libre medio de partículas cargadas es muy corto, en comparación con el de las partículas sin carga eléctrica, la simulación de cada colisión individual puede resultar costoso desde el punto de vista del cálculo numérico, por lo cual, para este caso, será recomendable el uso de las técnicas MC por historias condensadas.

1.5.3. Reducción de varianza

Cuando un haz de partículas (haz primario) incide sobre un medio, como consecuencia de las distintas interacciones, cada partícula primaria genera una “lluvia” de partículas secundarias (fotones y electrones, por ejemplo). En una simulación MC estas partículas se seguirán hasta que su energía esté por debajo de la de absorción. Cualquier magnitud Q se evaluará como el resultado promedio de un gran número N de partículas primarias simuladas. Para cada una de ellas se tiene un valor aleatorio q_i .

La estimación MC para Q será:

$$\bar{Q} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N q_i. \quad (1.34)$$

La incerteza estadística de esta estimación será:

$$\sigma_Q = \sqrt{\frac{\text{var}(q)}{N}} = \sqrt{\frac{1}{N} \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N q_i^2 - \bar{Q}^2 \right]}. \quad (1.35)$$

Esta incerteza puede ser reducida usando *técnicas de reducción de varianza*. Desafortunadamente estas técnicas dependen de cada problema, por lo cual no existe un procedimiento común para la reducción. Otra cosa a tener en cuenta, es que reducir el error estadístico de una magnitud Q implica incrementar incertezas de otras magnitudes, por lo cual no se recomiendan cuando se busca una descripción global del proceso de transporte.

Interacción forzada

Algunas veces, una probabilidad de interacción extremadamente baja implica una gran varianza en las magnitudes a calcular, e.g. dosis. Para reducirla, un método eficiente es incrementar artificialmente la probabilidad de interacción, es decir, forzar a la interacción de tipo A a que ocurra con mayor frecuencia que la observada en los procesos reales. De esta manera, la interacción forzada implica reemplazar el camino libre medio real, λ_A , por uno más corto, $\lambda_{A,f}$. Se considerará que la PDF para la pérdida de energía y la deflexión angular en este caso, serán las mismas que para la verdadera interacción. Para el muestreo del camino libre al próximo evento, se utiliza la distribución exponencial con el camino reducido $\lambda_{A,f}$. Esto es equivalente a incrementar la probabilidad de interacción por unidad de longitud de camino del proceso A, en un factor

$$F = \frac{\lambda_A}{\lambda_{A,f}} > 1. \quad (1.36)$$

Sean w_{i1} y f_{i1} el peso y la contribución a la magnitud deseada de la i -ésima partícula primaria, y sean w_{ij} y f_{ij} ($j > 1$) los pesos y contribuciones de la j -ésima partícula secundaria generada por la i -ésima partícula primaria. La estimación MC de F obtenida

para N historias simuladas es:

$$\bar{F} = \frac{1}{N} \sum_{ij} w_{ij} f_{ij}, \quad (1.37)$$

con desviación estándar dada por

$$\sigma_F = \sqrt{\frac{1}{N} \left[\frac{1}{N} \sum_i \left(\sum_j w_{ij} f_{ij} \right)^2 - \bar{F}^2 \right]}. \quad (1.38)$$

Para que la simulación no se vea sesgada, cada vez que se produzca una interacción forzada deben realizarse las siguientes acciones:

- Las partículas secundarias producidas por interacciones forzadas de partículas de peso w , poseen un peso inicial $w_s = w/F$.
- El estado final de la partícula en consideración luego de una interacción se ve afectado con una probabilidad igual a $1/F$. Es decir, se elige un número aleatorio entre 0 y 1. Si éste es menor de $1/F$, se modifica el estado de la partícula según la interacción sufrida. Si es mayor, su estado permanece inalterado aunque se hayan producido partículas secundarias o deposición de energía.
- Se asigna un peso $w_E = w/F$ a la energía depositada y a toda alteración registrada en el medio.

Cuando se aplica la técnica de interacción forzada, si se compara la suma de las energías depositadas a lo largo de una historia (o sea, para la simulación completa de una partícula primaria y las secundarias generadas por ella) con la energía perdida por la partícula primaria, resulta que se viola el principio de conservación de la energía, reflejándose en el espectro de energía depositada. Para que no exista sesgo alguno, es necesario considerar solamente los valores medios de esa magnitud.

Splitting y ruleta rusa

El objetivo de esta doble técnica, aplicada por lo general en simultáneo, consiste básicamente en aumentar el flujo de partículas que contribuyen en una dada región de interés, a la magnitud que se desea calcular en la simulación (splitting), a la vez que se le asignará cierta probabilidad a la eliminación de aquellas partículas cuya probabilidad de contribuir es baja (ruleta rusa).

Para poder hacer esto sin sesgar el resultado, se asume que las partículas primarias comienzan moviéndose con un peso unidad y a las secundarias producidas se les asignaran un peso inicial igual al de la primaria. El splitting consiste en transformar una partícula en un cierto estado y con peso w_0 en un número $S > 1$ de partículas idénticas con pesos $w = w_0/S$ en el mismo estado. La división será aplicada cuando la partícula se aproxima a la región de interés.

La técnica de ruleta rusa es, en cierta forma, el proceso inverso: cuando una partícula se aleja de la región de interés es descartada con una cierta probabilidad $K < 1$, y si sobrevive, entonces su peso aumenta por un factor $1/(1 - K)$.

El éxito del splitting y la ruleta rusa depende del criterio para su aplicación y de los valores que se tomen para las probabilidades S y K y en la estrategia usada para saber cuándo aplicar uno u otro método. Si a la magnitud de interés contribuyen partículas con pesos muy distintos, la varianza puede incrementarse y, como consecuencia, la eficiencia puede acabar disminuyendo. Es por ello que estas dos técnicas se suelen utilizar conjuntamente a fin de homogeneizar los pesos de las partículas que tienen mayor probabilidad de contribución.

1.6. El archivo de espacio de fase

Cuando se trabaja con códigos MC para el transporte de radiación en una simulación de radioterapia, la exactitud de los cálculos depende fuertemente de la precisión con la cual se conoce la fuente de irradiación, a saber, energía, dirección, posición y tipo de todas las partículas primarias y secundarias que emergen del acelerador clínico. Esta información se conoce como el espacio de fase (phsp) del acelerador [17].

En la actualidad, la mayoría de los códigos MC para la simulación del transporte de radiación existentes poseen la opción de generar archivos de espacio de fase, a fin de poder dividir la simulación en varias etapas. Para cada nueva etapa, este archivo cumplirá la función de fuente de irradiación.

Un ejemplo de archivo de espacio de fase se muestra en la figura 1.11, en este caso generado por una simulación con el código MC PENELOPE [18]. Si bien, las variables generales (energía, posición, dirección y tipo de partícula) son comunes para todos los códigos, existen otras variables que dependerán de los requerimientos del código MC que se utilice.

```

# [PHASE SPACE FILE FORMAT penEasy v.2008-05-15]
# KPAR : E : X : Y : Z : U : V : W : WGHT : DeltaN : ILB(1..5)
2 1.13773E+06 -4.63807E+00 -3.12941E+00 3.00000E+01 -2.94430E-02 -2.96608E-02 -9.99126E-01 1.00000E-03 3 1 0 0 0 0
1 4.89828E+05 -4.63794E+00 -3.12928E+00 3.00044E+01 -2.95943E-01 4.71448E-01 -8.30755E-01 1.00000E-03 0 2 2 2 30 0
2 8.48557E+05 4.49485E+00 7.63467E+00 3.00000E+01 2.66857E-02 4.46520E-02 -9.98646E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 1.05884E+06 1.24193E+00 7.42967E+00 3.00000E+01 7.57501E-03 4.34639E-02 -9.99026E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 8.72070E+05 3.49689E+00 -4.10112E+00 3.00000E+01 2.08394E-02 -2.43259E-02 -9.99487E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 3.09848E+06 1.83496E+00 7.98164E+00 3.00000E+01 1.10589E-02 4.67001E-02 -9.98848E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 2.06543E+06 -1.23226E+00 -5.16723E+00 3.00000E+01 -6.97181E-03 -3.05961E-02 -9.99508E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 1.79826E+06 7.84438E+00 3.72074E+00 3.00000E+01 4.59015E-02 2.21460E-02 -9.98700E-01 1.00000E-03 2 1 0 0 0 0
2 1.20001E+06 8.08773E+00 -4.42739E+00 3.00000E+01 4.73238E-02 -2.57193E-02 -9.98548E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 4.24168E+05 8.04000E+00 -3.13371E+00 3.00000E+01 4.70520E-02 -1.81235E-02 -9.98728E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 1.13077E+06 6.44538E+00 -7.39542E-01 3.00000E+01 3.77043E-02 -4.05990E-03 -9.99281E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 2.40201E+06 2.02415E+00 -4.53311E+00 3.00000E+01 1.17186E-02 -2.63676E-02 -9.99584E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 2.25502E+06 -5.97842E+00 6.24247E+00 3.00000E+01 -3.53056E-02 3.69607E-02 -9.98693E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 1.44491E+06 5.73591E+00 9.47935E-02 3.00000E+01 3.35008E-02 4.79882E-04 -9.99439E-01 1.00000E-03 3 1 0 0 0 0
2 1.71954E+06 -1.90300E+00 -6.73288E-01 3.00000E+01 -1.14336E-02 -4.03962E-03 -9.99926E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0
2 2.85092E+06 6.08031E+00 -8.47848E+00 3.00000E+01 3.54797E-02 -4.98788E-02 -9.98125E-01 1.00000E-03 0 1 0 0 0 0

```

Figura 1.11: Fragmento de un archivo de espacio de fase. Éste se corresponde al generado por el código PENELOPE, en el cual las variables principales son: tipo de partícula, energía, posición, dirección de movimiento, peso estadístico, número de veces que se simula una partícula hasta que alcanza el plano de detección (DeltaN) y las variables auxiliares ILB que describen el origen de las partículas secundarias

1.6.1. Varianza latente

Los archivos de espacio de fase poseen un tamaño limitado, por lo cual la incerteza que se alcanza en las simulaciones depende directamente del número de partículas que éste posea. En general, cuando se requiere una incerteza clínicamente aceptable (menor al 2%), se necesita trabajar con un número de historias muy grande, lo que se traduce en archivos de varios Gb de tamaño (por ejemplo, 10^8 partículas equivale a un tamaño aproximado de 10 Gb en un phsp del código PENELOPE), lo cual hace muy poco práctico el uso de estos archivos, por lo que conviene aplicar técnicas de reducción de varianza como el splitting de partículas o reciclado de los phsp (proceso que consiste en reutilizar N veces un phsp) a fin de trabajar con archivos de menor tamaño [19, 20].

El proceso que se lleva a cabo para el cálculo de alguna magnitud q (en este caso la dosis) se divide en dos partes. Primero se simula la trayectoria de cada partícula a lo largo de una determinada estructura, hasta que éstas alcanzan un plano de detección (el phsp). En una segunda etapa, se procede a simular el transporte de cada partícula contenida en el phsp obteniendo así la magnitud q . Esta división permite, por ejemplo, reutilizar la simulación del transporte efectuada en las estructuras fijas de un cabezal de tratamiento.

Supóngase que se divide el phsp en celdas infinitamente pequeñas y que cada una de ellas contiene una partícula y todas las variables asociadas a ella. Sempau *et al.* [21] demostró que la varianza del estimador \bar{q} , en este caso la dosis en un voxel, puede expresarse de la siguiente manera:

$$\sigma_K^2(\bar{q}) = \frac{1}{N}(A + BK^{-1}) \quad (1.39)$$

donde N es el número de partículas simuladas, σ_K^2 la varianza asociada a la magnitud q y K la cantidad de veces que se hace un splitting o se reciclan las partículas.

El término A/N se denomina *varianza latente* y representa la incerteza mínima que se puede alcanzar al utilizar un phsp.

La figura 1.12 muestra el cálculo de la varianza relativa vs $1/K$ para un phsp correspondiente a un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ de un acelerador Siemens Primus y energía de 6 MV.

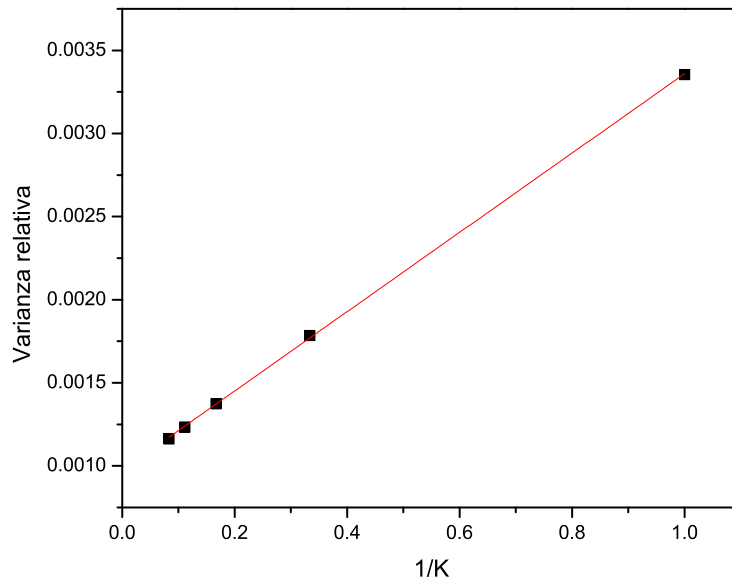


Figura 1.12: Cálculo de la varianza relativa en función de la inversa de la cantidad de veces que se reciclan las partículas en un phsp de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para un acelerador Siemens Primus y una energía de 6 MV.

1.7. El código MC PENELOPE

PENELOPE es el acrónimo de PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons. Éste simula el transporte de electrones y fotones (cuya simulación fue incorporada al código posteriormente) en un sistema arbitrario de materiales que consisten en un número de regiones homogéneas (cuerpos) limitadas por interfaces bien delimitadas.

Los modelos de interacción adoptados y las bases de datos asociadas permiten la simulación de transporte de electrones/positrones y fotones en un rango de energía que va de los 50 eV a 1 GeV [18].

PENELOPE es el núcleo del código, un paquete de subrutinas en Fortran de fuente abierta. Las historias de fotones son generadas utilizando métodos de simulación detallada, y cada interacción es simulada en sucesión cronológica. Las partículas secundarias emitidas con energía inicial mayor a la energía de absorción son almacenadas y simuladas luego de completar cada trayectoria primaria.

Siendo un paquete de subrutinas, PENELOPE no puede operar por sí mismo, necesita ser llamado por un programa principal escrito para cada tipo de problema. Un diagrama de la estructura de PENELOPE se muestra en la figura 1.13.

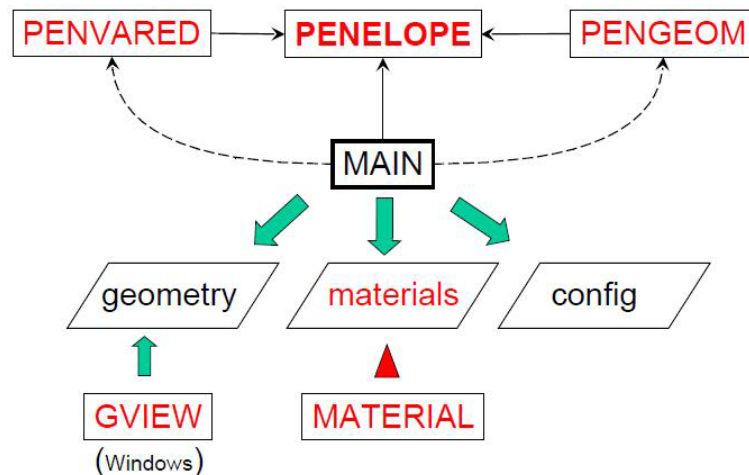


Figura 1.13: Visión esquemática de la operación del paquete PENELOPE.

Hay que tener en cuenta que los modelos de interacción se vuelven menos aproximados cuando la energía del haz decrece. Actualmente, para energías por debajo de los 1 KeV, las secciones eficaces diferenciales no son bien conocidas, principalmente porque están afectadas por el entorno de los átomos del blanco (estado de agregación) [22, 23]. Por otra parte, para electrones y positrones, el seguimiento de la trayectoria deja de ser aplicable, debido a que el scattering de centros múltiples comienza a ser significativo, para longitudes de onda de De Broglie, $\lambda = (150eV/E)^{1/2}$ Å.

PENELOPE permite simular los siguientes procesos físicos:

Interacciones de fotones

- Scattering de Rayleigh.

- Absorción fotoeléctrica.
- Scattering de Compton.
- Producción de pares.

Interacciones de electrones y positrones

- Scattering elástico.
- Scattering inelástico.
- Emisión Bremsstrahlung (de frenado).
- Aniquilación de positrones.

Otros

- Relajación atómica. Tanto la ionización de capas internas (K, L1-L3, M1-M5) como externas (N, ...).
- Transporte de electrones/positrones en campos electromagnéticos.

1.7.1. Base de datos y archivo de materiales

PENELOPE lee la información física requerida para cada material (que incluye tabla de propiedades físicas, secciones eficaces de interacción, datos de relajación, etc.) desde el archivo de materiales. Éste es creado por el programa auxiliar MATERIAL, que toma los datos de interacciones atómicas desde una base de datos. Alternativamente, el programa MATERIAL puede leer materiales directamente del archivo `pdcompos.p06`, que contiene 280 materiales ya preparados.

A fin de simular estructuras geométricas con varios materiales, los archivos de materiales generados por MATERIAL deben ser incluidos en un archivo de entrada. PENELOPE etiqueta el M-ésimo material en dicho archivo con el índice `MAT=M`, que es utilizado en la simulación para identificar el material en el cual se mueve la partícula. El número máximo de materiales diferentes con el cual PENELOPE puede trabajar simultáneamente está fijado por el parámetro `MAXMAT`, que en la presente versión es de 10, no obstante, el usuario puede cambiar dicho parámetro, modificando el código del programa.

1.7.2. Estructura del programa principal

Se ha mencionado anteriormente, que PENELOPE debe complementarse con un programa principal para su funcionamiento. Éste es el que controla la geometría y la evolución de los recorridos de las partículas, registrando las magnitudes relevantes y manteniendo los promedios requeridos hasta el final de la simulación.

El programa principal toma de PENELOPE las variables de estado de las partículas simuladas, a saber: tipo, energía, posición, cosenos directores, peso, cuerpo en el que se mueven, material y origen de las mismas. Por otro lado, la posición $\mathbf{r}=(X, Y, Z)$ y los cosenos directores $\hat{\mathbf{d}}=(U, V, W)$ están referidos a un sistema de coordenadas rectangulares fijo.

Se asume que una partícula que se mueve en un material M es absorbida cuando su energía se vuelve menor que un valor $EABS(KPAR, M)$ (energía de absorción) especificado por el usuario. Se asume que los positrones, al combinarse con electrones, se aniquilan emitiendo dos fotones. Dado que la base de datos de interacciones está limitada a energías superiores a los 50 eV, $EABS(KPAR, M)$ tendrá que ser mayor que este valor.

1.7.3. Paquete de subrutinas PENGEO M

Las simulaciones de transporte de radiación en medios materiales involucran operaciones físicas y geométricas, las cuales utilizan diferentes paquetes de subrutinas para cada operación. Se asume que el sistema material consiste en un número de cuerpos homogéneos limitados por superficies bien definidas. El trabajo de las rutinas geométricas es dirigir la simulación de cada partícula a través de los diferentes materiales.

Utilizando el paquete de subrutinas PENGEO M, cuando la partícula alcanza una superficie, su movimiento se detiene justo antes de entrar en un nuevo cuerpo material y vuelve a empezar en el nuevo medio activo. El método es aplicable siempre y cuando se tenga el mismo medio a ambos lados de la superficie.

Con PENGEO M se puede describir cualquier sistema material que consista en cuerpos homogéneos limitados por superficies cuádricas (body), los cuales pueden agruparse dentro de módulos. Este ordenamiento como estructura jerárquica permite la reducción del trabajo de las rutinas geométricas, las que se vuelven más eficientes cuando la complejidad del sistema se incrementa. La presente versión de PENGEO M permite simular sistemas muy complejos, con un número máximo de 5000 cuerpos y 9999 superficies limitantes. PENGEO M incluye la opción de clonar módulos, lo cual permite incrementar rápidamente el número de elementos usados.

1.7.4. PENEASY

La simulación de transporte de radiación utilizando geometrías cuadradas es, por lo general, suficiente para un gran número de aplicaciones, pero poco adecuada en problemas de física médica que requiere la simulación de estructuras anatómicas reales. En estos casos la geometría se representa mejor utilizando una grilla de prismas rectangulares (vóxeles) con diferentes composiciones y densidad de masa.

PENEASY es un programa principal de fuente abierta de PENELOPE que incluye varios modelos de fuente de radiación así como de tipo de registros como de salidas de datos que permite simular un amplio espectro de problemas sin necesidad de desarrollar un código de usuario para cada simulación. Otra de sus ventajas es que permite simular geometrías complejas combinando superficies cuadradas y volúmenes voxelizados.

Modelos de fuente

La generación de las partículas primarias está desarrollada por la subrutina SOURCE, que define la posición, dirección, energía, peso estadístico y tipo de partícula. Cada vez que hay un cambio en el estado de las partículas, se realiza una llamada a la subrutina TALLY a fin de anotar las magnitudes de interés [18, 24, 25].

PENEASY incluye dos modelos de fuente configurables, de los cuales sólo uno puede activarse por simulación.

El modelo de fuente BIGS (Box Isotropic Gauss Spectrum) permite definir fuentes volumétricas limitadas por superficies cuadradas, y en el caso límite, fuentes puntuales. Los fotones, electrones o positrones pueden configurarse con un espectro de emisión de energía, o con un espectro definido por una función gaussiana.

El modelo de fuente PSF (Phase-Space File) lee el estado inicial de las partículas a simular desde un archivo de espacio de fase externo, generalmente creado por el programa principal en una simulación anterior.

Tallies

PENEASY incluye distintas subrutinas para obtener un registro de las magnitudes más comunes, que se listan a continuación.

- Distribuciones espaciales (3D) de dosis absorbida en regiones homogéneas.
- Distribuciones de dosis en geometrías voxelizadas.
- Fluencia, diferencial en energía, en regiones de interés (material de detección).

- Distribución de eventos de deposición de energía en un material de detección.
- Espectro de energía y número total de partículas de cada tipo que ingresan a un dado material.
- Trayectorias de las partículas. Este tally permite representar los caminos seguidos por las partículas en un gráfico 3D.
- Archivo de espacio de fases (PSF). Genera un archivo con el espacio de fases de todas las partículas que alcanzan el material de detección.

1.7.5. PENVOX

Como se mencionó anteriormente, dado un cierto volumen, éste puede dividirse en *vóxeles*.

Pueden obtenerse modelos reales del cuerpo humano utilizando datos anatómicos obtenidos de imágenes de tomografías computadas o resonancias magnéticas. Estos datos pueden procesarse para estimar la composición química y densidad de masa de cada vóxel, información requerida para muchos códigos de simulación de transporte de radiación.

Una herramienta de PENELOPE llamada PENVOX permite el uso de vóxeles en una simulación. Este paquete permite la superposición de dos archivos de geometría de entrada, el primero de ellos es un archivo estándar de PENGEOM y el otro, un archivo de vóxeles. En este último se debe definir el número de vóxeles a considerar, sus dimensiones y una lista de materiales y densidades de masa, un par por cada uno de ellos. Se asume que el borde de la geometría está localizado en el primer octante. Un ejemplo de archivo voxelizado se muestra en la figura 1.14.

```

HEADER section:
  <Comment line, use it to describe the simulation>
Nx,Ny,Nz (No. of voxels along each Cartesian axis):
  128   128   128
dx,dy,dz (Voxel dimensions in each direction, in cm):
  0.3   0.3   0.3
Material# : Mass_density_ (g/cm^3):
  1 1.
  1 1.
  2 2.699
  ... (etc)

```

Figura 1.14: Primeras líneas de un archivo voxelizado para PENVOX.

La masa de cada vóxel es determinada durante la inicialización del programa por integración de densidades. La dosis media absorbida en cada vóxel se obtiene como la razón entre la energía depositada y su masa.

1.8. El código MC EGSnrc

El código MC EGSnrc es un paquete de subrutinas que implementan el modelado de los diferentes procesos de interacción involucrados en el transporte de electrones, fotones y positrones. Este código se encuentra escrito en *Morfran*, lenguaje derivado del Fortran, y que es traducido a este último por un preprocesador incluido en el código. La ventaja de usar este lenguaje radica, principalmente, en la capacidad de utilizar macros en su ejecución [27].

Para una simulación completa, el usuario debe escribir un “código de usuario”, que consiste en un programa principal (escrito en C o C++), una rutina de anotación y dos subrutinas que proveen la información geométrica. Este código cuenta con la librería *egspp*, que permite escribir, de una manera sencilla, códigos de usuario en C++, el cual cuenta con un paquete multipropósito para la definición de las geometrías a utilizarse en la simulación y varias fuentes de partículas predefinidas.

El código EGSnrc permite simular electrones, fotones y positrones en el rango de energía que va de 1 keV a los 10 GeV. El número máximo de materiales permitidos es de 100.

La figura 1.15 muestra un esquema de la estructura del código EGSnrc [27].

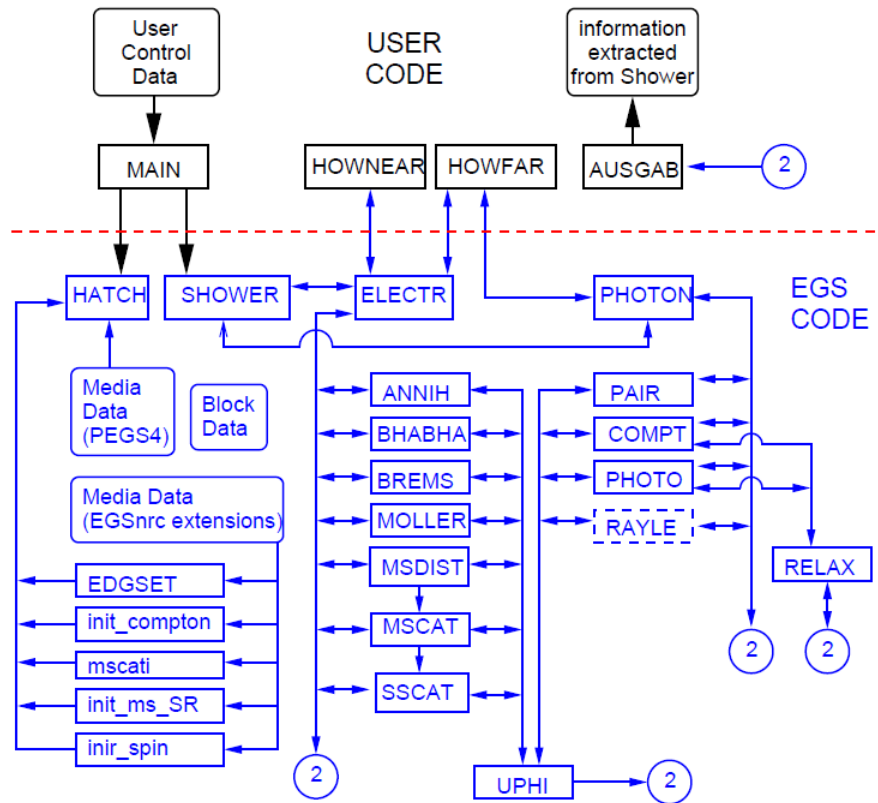


Figura 1.15: Esquema de la estructura del código MC EGSnrc cuando es utilizado en modo de código de usuario.

Las rutinas HOWFAR y HOWNEAR permiten especificar la geometría de las regiones involucradas. Con la primera, EGS determina si seguirá una partícula a lo largo de una geometría, en una línea recta, siempre y cuando no se cambie de región. En caso de un medio infinito y homogéneo, la rutina HOWFAR seguirá a la partícula hasta que su energía sea igual o menor a la de corte. Por otro lado, la rutina HOWNEAR calcula la distancia perpendicular al límite de la región en la que se está simulando, esencial para el rango de rechazo de partículas cargadas.

Por otro lado, cada simulación utilizará también las rutinas HATCH, a fin de establecer los datos del medio simulado, SHOWER, que inicia la cascada de partículas y AUSGAB que permitirá registrar los datos de salida, así como también controlar la reducción de varianza en caso de que sea utilizada.

El código MC EGSnrc permite simular los siguientes procesos físicos:

Interacciones de fotones

- Scattering de Rayleigh.
- Absorción fotoeléctrica.
- Scattering de Compton.
- Producción de pares/tripletes.

Interacciones de electrones y positrones

- Scattering elástico.
- Scattering elástico múltiple.
- Scattering inelástico.
- Emisión Bremsstrahlung (de frenado).
- Aniquilación de positrones.

Otros

- Relajación atómica. Todas las transiciones desde/a las capas K, L1-L3 y desde/a las capas M y N.

Toda la información de las secciones eficaces (PEGS4) para los medios más comunes está incluida en la instalación del EGSnrc en los archivos `521icru.pegs4dat` y `700icru.pegs4dat`. El primero de ellos contiene las secciones eficaces para energías de electrones que van de los 0.521 MeV a los 55 MeV, mientras que en el segundo archivo, la energía va de los 0.700 MeV a los 55 MeV. En ambos archivos la energía de los fotones va de los 0.01 MeV a los 55 MeV [26, 28].

1.8.1. Código BEAMnrc

BEAMnrc es un sistema de simulación MC para el modelado de fuentes de radioterapia, desarrollado para llevar a cabo simulaciones de planificación de tratamientos, basado en el código EGSnrc.

La figura 1.16 muestra un esquema de todos los pasos requeridos al realizar una simulación con éste código [28].

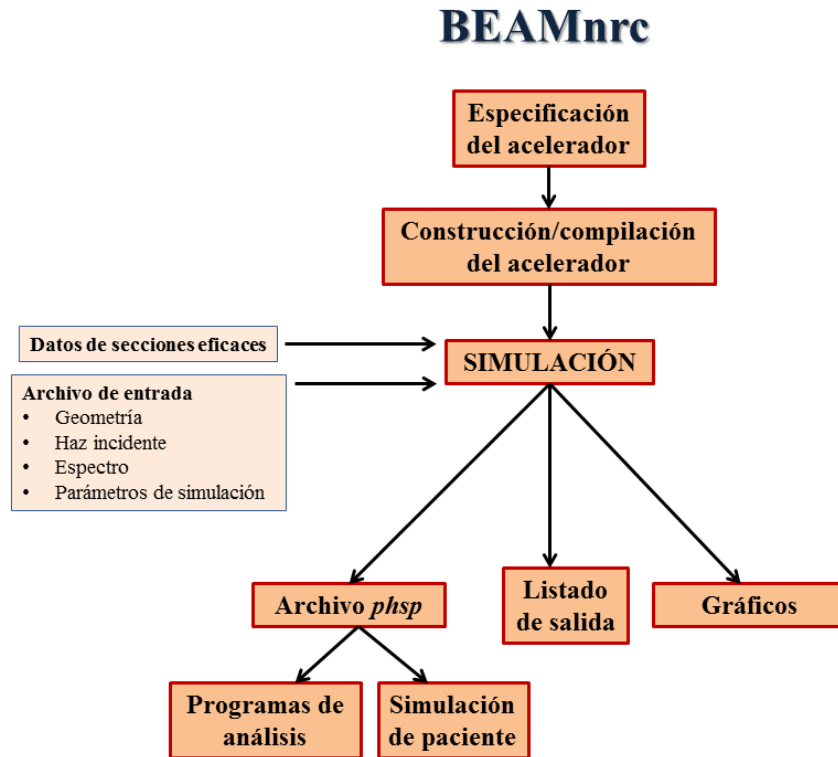


Figura 1.16: Pasos involucrados al realizar una simulación utilizando el sistema BEAMnrc.

Como primer paso se define la clase y se construye el acelerador, para ello se utiliza el código MORTAN `beamnrc.mortran`. Durante la etapa de ejecución, el programa leerá toda la información de las secciones eficaces de fotones y electrones de cada material involucrado. Por otro lado, el usuario deberá crear un archivo de entrada en el que se especifica el detalle de la geometría del acelerador que se desea simular, así como también los parámetros que controlan el transporte de radiación y, en caso de ser necesario, las técnicas de reducción de varianza utilizadas.

El último paso de la simulación es el análisis de las salidas, que consisten en los archivos de espacio de fase, un listado de salida y, opcionalmente, gráficos 3D.

Tipos de fuente

El sistema BEAMnrc posee diferentes rutinas para distintos tipos de fuentes de irradiación. En general, salvo para algunos tipos de fuentes, todas las partículas incidentes se mueven a lo largo del eje Z. Las partículas comienzan a ser transportadas a partir del plano `Z_min_CM(1)`, aunque conceptualmente, algunas de ellas pueden originarse en un punto fuera del acelerador y son transportadas a través del vacío hasta el mismo.

Una de las ventajas es que los phsps pueden ser utilizados como fuentes dentro del acelerador. Además, éste puede ser dividido en varias componentes, dado que, el código permite la utilización un amplio espectro de fuentes predefinidas, a fin de poder simular los procesos de transporte de radiación más comunes. Por ejemplo, uno podría simular las componentes fijas en la parte superior de un acelerador generando un phsp y, posteriormente, utilizarla como fuente para cálculos con los diferentes aplicadores del mismo.

Los distintos tipos de fuentes disponibles se enumeran a continuación, los cuales se encuentran descritos en el manual de usuario [28].

- Haz circular paralelo.
- Fuente puntual isotrópica a lo largo del eje Z.
- Fuente cilíndrica isotrópica interior.
- Haz de barrido.
- Haz rectangular paralelo.
- Haz de escaneo.
- Fuente puntual de escaneo.
- Fuente discreta puntual.
- Haz circular paralelo incidente desde uno de los lados (tubos de R-X).
- Haz rectangular paralelo incidente desde uno de los lados (tubos de R-X).
- Haz de barrido con distribución de intensidad y divergencia radiales.
- Haz elíptico con distribución gaussiana en X e Y, de divergencia radial.
- Uso de un phsp como fuente.
- Simulación de fuente con BEAMnrc.
- Uso de un phsp como fuente, para un ángulo especificado por el usuario.
- Modelo de caracterización de un haz.
- Modelo de fuentes múltiples.

Una vez obtenido el phsp de salida, un programa importante para su procesamiento, es el BEAMDP. Éste cuenta con una *Interfaz Gráfica de Usuario* (GUI, por sus siglas en inglés). El programa permite realizar las siguientes acciones:

- Procesar los datos para modelos de caracterización del haz.
- Extraer fluencia de energía vs posición del phsp.
- Extraer distribución espectral del phsp.
- Extraer distribución de fluencia de energía del phsp.
- Extraer distribución de energía media del phsp.
- Extraer distribución angular del phsp.
- Extraer distribución de la variable ZLAST del phsp, donde ZLAST es la posición en Z donde el fotón tuvo su última interacción o donde se puso en movimiento un electrón.
- Extraer la distribución de peso de las partículas de un phsp.
- Extraer la posición X-Y de las partículas de un phsp.
- Combinar dos phsps en una.
- Listar los parámetros de las partículas de un phsp.

1.8.2. Código de usuario DOSXYZnrc

DOSXYZnrc es un código de usuario de propósito general basado en el EGSnrc para el cálculo de dosis absorbida en tres dimensiones [29]. El código EGSnrc/DOSXYZnrc simula el transporte de fotones y electrones en un volumen cartesiano y registra la deposición de energía en los vóxeles designados.

La dimensión de cada vóxel, en el cual se depositará la dosis, es variable en las tres direcciones (X,Y o Z). Cada uno de ellos puede tener diferentes materiales y/o densidades, lo cual es útil cuando se desea trabajar con imágenes de tomografías computadas (CT). Este código permite, a su vez, el uso de diferentes fuentes que se detallarán posteriormente.

Para trabajar con imágenes tomográficas, existe un programa autónomo llamado `ctcreate` que convierte los datos de éstas en los requeridos por el código DOSXYZnrc para realizar la simulación.

Con este código, el usuario define la fuente y, a través de un archivo de entrada, se ingresa el volúmen que se desea irradiar, ya sea un fantoma o un stack de tomografías. El archivo de salida será un archivo ASCII que detallará la dosis en la región de interés.

Tipos de fuente

Los tipos de fuente de irradiación con los que cuenta el código son:

- Haz rectangular paralelo incidente de frente.
- Haz rectangular paralelo incidente desde cualquier dirección.
- Uso de un phsp como fuente incidente desde cualquier dirección.
- Fuente puntual incidente de frente.
- Modelo de caracterización de un haz para partículas incidentes de cualquier dirección.
- Paralelepípedo isotrópico de irradiación uniforme dentro de un volúmen.
- Haz rectangular paralelo incidente desde múltiples ángulos.
- Uso de phsp como fuente incidiendo desde múltiples ángulos.
- Cabezal de tratamiento completo como fuente.
- Cabezal de tratamiento completo como fuente, incidiendo desde múltiples ángulos.

Capítulo 2

Introducción a la física de la radioterapia

2.1. Interacción de la radiación con tejidos biológicos: breve descripción

Tal como se mencionó en el capítulo anterior, la interacción de la radiación con la materia produce excitaciones e ionizaciones en átomos y moléculas, así como también una gran cantidad de electrones secundarios que, eventualmente, podrán producir ionizaciones adicionales. La radiación ionizante es considerada como un agente tóxico, pudiendo resultar en un daño biológico. Si bien los efectos que ésta produce sobre el organismo son evidentes, los mecanismos que generan estos daños no lo son.

Debido a que los sistemas biológicos están constituidos mayoritariamente por agua, la mayor parte de la ionización producida por irradiación ocurre en las moléculas de este medio. La molécula de agua que ha perdido un electrón se convierte en un ion positivo altamente reactivo, de corta vida media, que se desexcita rápidamente para producir un ion de hidrógeno (H^+) y un radical OH sin carga.



El radical OH , que tiene un electrón desapareado, es altamente reactivo, por lo cual tendrá un rango de unos pocos milímetros. Los radicales libres, que son simples fragmentos de moléculas rotas, son especies extremadamente inestables, por lo cual tendrá una vida media corta [30].

Respecto a los efectos biológicos, se ha determinado que el principal blanco de la radiación es el ácido desoxirribunucleico (ADN), el cual se organiza en cromosomas

dentro del núcleo de la célula [31]. La reacción más importante de estos radicales es la que se produce con la molécula de ADN. El daño producido puede ser *directo* (cuando la radiación ioniza directamente a la molécula de ADN) e *indirecto* (debido al efecto de los radicales libres) y dependerá del tipo de radiación incidente y la estructura y organización de los cromosomas.

Los daños producidos por la radiación incidente y/o los radicales tienen varios grados de severidad, dependiendo de la capacidad de reparación de la célula. Un daño de gran importancia es la ruptura de la doble hélice del ADN que resulta muy difícil de reparar para la célula. Daños de esta magnitud tendrán consecuencias biológicas significativas, tal como la aberración cromosómica, mutaciones y muerte celular. En caso de que se produzcan mutaciones, la información genética será transmitida a las células descendientes de la dañada pudiendo, eventualmente, terminar en cáncer [2,32, 33].

La resistencia a la radiación de las células depende fuertemente de la etapa del ciclo celular en la que se encuentre. Cuando ésta se está dividiendo (mitosis), todas las moléculas de ADN se encuentran desplegadas en el núcleo, por lo cual la sección eficaz será mucho mayor, aumentando significativamente la sensibilidad a la radiación. Debido a que las células cancerígenas poseen una gran actividad reproductiva, la mayoría de ellas son más sensibles a la radiación que el tejido sano [34]. Esta ventaja terapéutica constituye la razón por la cual la radioterapia representa, en la mayoría de los casos, una parte fundamental en el tratamiento contra el cáncer [3,32].

2.2. Unidades dosimétricas básicas

La primer unidad utilizada para la medición de dosis fue el Roentgen (R), establecida en 1928, que es una unidad de exposición (X). La exposición es una medida de la ionización producida por los fotones en el aire y se define como el cociente entre el valor absoluto de la carga total de los iones del mismo signo producidos en aire (dQ) cuando los electrones liberados por ionizaciones en una masa de aire dm son detenidos completamente. La misma es una unidad de exposición [35].

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (2.2)$$

En las unidades del SI, el Roentgen se expresa de la siguiente manera:

$$1 R = 2.58 \times 10^{-4} C/Kg \quad (2.3)$$

Esta unidad sólo podía definirse para rayos X, pero se necesita hacerle correcciones dependientes de la energía y del medio a irradiar para fotones de alta energía, electrones y otras partículas, por lo cual fue sustituida rápidamente.

La cantidad “dosis absorbida” sirve para medir los efectos biológicos producidos por todos los tipos de radiación ionizante, incluidas partículas cargadas, no cargadas, en todos los materiales y energías. Se define como el cociente entre la energía media $\Delta\bar{E}$ depositada por la radiación ionizante en un material de masa $\rho\Delta V$, donde ΔV es muy pequeño, es decir:

$$D = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta\bar{E}}{\rho\Delta V}$$

antiguamente se utilizaba el *rad* como unidad de dosis, y representaba la absorción de 100 erg de energía por gramo. En el SI la unidad utilizada es el Gray (*Gy*) y se define como $1 Gy = 1 J/kg$, por lo que $1 Gy = 100 rad$.

2.2.1. Kerma

La cantidad denominada *kerma* (K), acrónimo de *kinetic energy released in matter* se define como el cociente de la suma de la energía cinética inicial de todas las partículas ionizantes cargadas dE_{tr} liberadas por partículas sin carga en un material de masa dm (ecuación 2.4).

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2.4)$$

Su unidad es la misma que para la dosis (J/kg) y también recibe el nombre de *Gy* en el SI.

Para un haz de fotones que atraviesa un medio, la kerma en un punto es directamente proporcional a la fluencia de energía de los fotones Ψ , y viene dada por:

$$K = \Psi \left(\frac{\bar{\mu}_{tr}}{\rho} \right) \quad (2.5)$$

donde $\bar{\mu}_{tr}/\rho$ es el coeficiente másico de energía transferida en un medio, promediado sobre el espectro de fluencia de energía.

2.2.2. Dosis equivalente y efectiva

Los efectos biológicos de la radiación no solo depende de la dosis, sino también de la calidad de la radiación. Para ello se define, en protección radiológica, la cantidad

dosis equivalente (H) como sigue:

$$H = D \cdot Q$$

donde D es la dosis absorbida y Q es el factor de calidad de la radiación. Si bien la unidad sigue siendo el J/kg , recibe el nombre de *sievert* (Sv).

El factor de calidad del haz está relacionado a la transferencia lineal de energía (LET) de la radiación. Dado que la densidad de todos los órganos o tejidos es aproximadamente la del agua, el factor de calidad es independiente de los órganos o tejidos irradiados. La tabla 2.1 muestra los valores de Q recomendados para los diferentes tipos de radiación [36].

Tipo de radiación	Factor de calidad
Rayos X, γ y electrones	1
Neutrones térmicos	5
Neutrones y partículas pesadas	20

Tabla 2.1: Factores de calidad recomendados para distintos tipos de radiación

Cuando la irradiación involucra varios tejidos u órganos, la dosis equivalente puede diferir notablemente en cada tejido, debido a que algunos son más sensibles que otros a los efectos inducidos por la irradiación. A fin de tener en cuenta los distintos tipos de órganos, se define la *dosis efectiva* como la suma de las dosis equivalentes ponderadas para órganos o tejidos (ecuación 2.6)

$$H_E = \sum w_T \cdot H_T \tag{2.6}$$

donde w_T se conoce como factor de ponderación del tejido T y H_T es la dosis equivalente media recibida por el tejido T. La tabla 2.2 muestra los valores recomendados del factor de ponderación de los tejidos [37,38].

Tejido T	Factor de ponderación
Gónadas	0.08
Colon	0.12
Estómago	0.12
Médula ósea	0.12
Pulmón	0.12
Vejiga	0.04
Mamas	0.05
Hígado	0.05
Esófago	0.04
Glándula tiroides	0.05
Superficie ósea	0.01
Piel	0.01
Resto	0.05

Tabla 2.2: Factores de ponderación recomendados para diferentes tejidos del cuerpo humano

2.3. Medición de la radiación

2.3.1. Cámara de ionización

La ionización producida en una cavidad llena de gas rodeada por un medio material, está relacionada a la energía absorbida en el medio circundante. Esto se conoce como teoría de la cavidad, cuyo modelo más difundido es la de *Bragg-Gray* [39, 40].

Si la cavidad es lo suficientemente pequeña de manera tal que al introducirse en el medio no altera la fluencia entrante y saliente en la localización de la cavidad, entonces se verificará la relación de Bragg-Gray (ecuación 2.7).

$$D_{med} = J_g \frac{\overline{W}}{e} \left(\frac{\overline{S}}{\rho} \right)_g^{med} \quad (2.7)$$

Donde D_{med} es la dosis absorbida en el medio si no estuviera la cavidad, J_g la carga de ionización del mismo signo por unidad de masa en el gas de la cavidad y $\left(\frac{\overline{S}}{\rho} \right)_g^{med}$ es el poder de frenado de masa (mass stopping power). Se conoce como *poder de frenado* a la capacidad del medio material para provocar la pérdida de energía por parte de las partículas primarias por unidad de longitud de camino en un material [26, 41]. El producto de $J_g \frac{\overline{W}}{e}$ es la energía absorbida en la cavidad del gas.

Una cámara de ionización determina de manera indirecta la dosis en un punto. Este dispositivo consiste, por lo general, de un cilindro lleno de aire en cuyo centro posee

un alambre aislado eléctricamente (ver figura 2.1). Las cámaras de ionización poseen diferentes tamaños dependiendo del uso que se les quiera dar, llegando a poseer en la actualidad volúmenes muy pequeños, a fin de poder colocarse en un catéter para insertarse en cavidades corporales, o para dosimetría de campos pequeños [42–45].

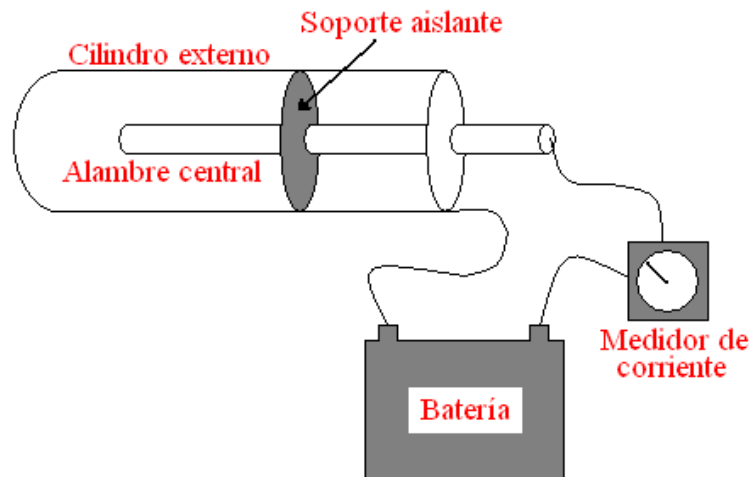


Figura 2.1: Esquema de una cámara de ionización tipo dedal.

Basándose en la teoría de Bragg-Gray, puede explicarse el funcionamiento de una cámara de ionización. Dado que el aire no es conductor (siempre y cuando el campo eléctrico externo no alcance la ruptura dieléctrica), no podrá circular corriente eléctrica en el circuito de la cámara cuando aplica una diferencia de potencial entre el alambre central y la pared exterior. Si se expone el dosímetro a rayos X, el aire se ioniza y fluye una corriente a través del alambre. La medición de la misma determinará el grado de ionización del aire que llena la cavidad. Si la cámara está colocada en un material absorbente cuando es irradiada, la cantidad de ionización producida en el aire permitirá calcular la energía que se transfiere al medio y a partir de ésta, la dosis absorbida.

En una cámara de tipo dedal (figura 2.1), la cavidad de aire es envuelta por un cascarón aire-equivalente (es decir, con un número atómico efectivo igual al del aire). El espesor de éste es igual o mayor al rango máximo de los electrones, a fin de que dentro de la cavidad se tenga equilibrio electrónico.

Tal como se mencionó anteriormente, la cámara de ionización mide la dosis indirectamente. Es necesario entonces una calibración de las mismas por laboratorios acreditados que determinen las dosis absolutas de referencia. Los dispositivos de medición de dosis absoluta son conocidos como *cámaras de ionización de aire libre* [2,3].

2.4. Equipos de radioterapia: el acelerador lineal

En 1927, Rolf Wideroe concibió y demostró experimentalmente el primer acelerador lineal por radiofrecuencia en Alemania, para acelerar iones pesados. No obstante, este concepto no era útil para acelerar protones y electrones a altas energías, que era de gran interés en la física. No fue hasta fines de la década de '40, pasada la II Guerra Mundial, que Fry, Ginzton y Chodorow desarrollaron el acelerador lineal de electrones [46–48].

Un diagrama de bloque simplificado de un acelerador lineal se muestra en la figura 2.2. Éste consiste, principalmente, en un sistema de cavidades aceleradoras e imanes centrados al que se le provee de energía electromagnética por un modulador de radiofrecuencia (RF). Un haz de partículas (generalmente electrones) es inyectado a la estructura del acelerador por medio de un generador de corriente continua, por lo cual es necesario un sistema de vacío para una óptima transmisión del haz. Por otro lado es necesario un equipo de enfriamiento (comúnmente agua) a fin de disipar el calor generado por efectos resistivos de las paredes.

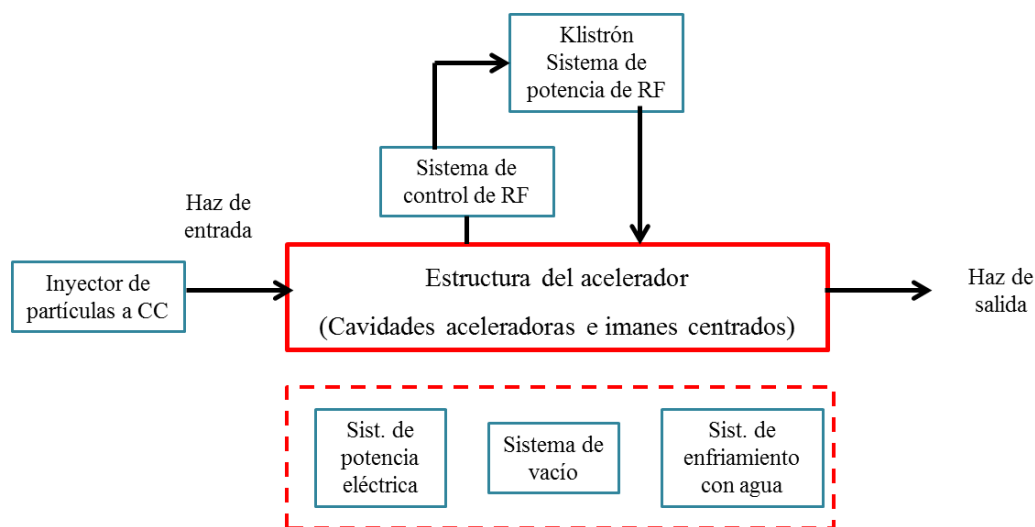


Figura 2.2: Diagrama de bloque simplificado para un acelerador lineal.

Dado que se usa un campo eléctrico sinusoidal para acelerar el haz, las partículas pueden tanto ganar o perder energía, dependiendo de la fase del haz relativa a la cresta de la onda. Es por eso que, a fin de garantizar una aceleración eficiente para todas las partículas, el haz es enviado por paquetes, los cuales interactúan con el campo magnético dentro de la cavidad y son acelerados por el campo eléctrico [3, 46].

Los electrones, una vez acelerados, emergen de la estructura del acelerador por una ventana e impactan en un blanco produciendo rayos X de alta energía por radiación

de frenado. Los rayos X son utilizados, en este caso, para el tratamiento de lesiones profundas. En caso de que se requiera de un tratamiento con electrones (para lesiones superficiales, por ejemplo), el blanco es retirado. La ventaja de los aceleradores lineales utilizados en radioterapia radica en que puede regularse la energía de los electrones y, por consiguiente, la de los fotones.

Debido a que los electrones poseen carga eléctrica, se dispersarán rápidamente en el aire debido a las sucesivas interacciones. Es por ello que, cuando se los desea utilizar para tratamiento, debe usarse un colimador para que el haz se acerque lo más posible a la superficie del paciente. Debido a esta dispersión, la distribución de dosis de campos de electrones depende fuertemente del tipo de colimador que se utiliza en el tratamiento. El haz de rayos X, tanto de alta o baja energía, es definido por un sistema de colimación primario y es interceptado por un filtro aplanador (que genera un campo de distribución espacial uniforme) y varias cámaras de ionización antes de abandonar el cabezal y atravesar un colimador secundario.

El sistema de monitoreo de dosis consiste en varias cámaras de ionización colocadas dentro del camino del haz. Este sistema monitorea la tasa de dosis, la dosis integrada y la simetría del haz.

Una luz, proyectada por espejos en el cabezal de la máquina, se configura de manera tal que haya una coincidencia óptico-radiante y se usa para alinear el haz con las marcas del campo de tratamiento en la piel del paciente. Otra luz es proyectada desde algún punto fuera del colimador y posee una escala indicando la distancia entre la fuente y la superficie.



Figura 2.3: Fotografía de un acelerador lineal moderno para radioterapia.

Los aceleradores lineales modernos (ver figura 2.3) poseen un montaje capaz de rotar 360° en torno un punto llamado isocentro. La fuente se ubica a 100 cm del eje de rotación. En un tratamiento el paciente se ubica de manera tal que el centro del tumor se encuentre en el eje de rotación. Luego de este ajuste la máquina se rota para suministrar una dosis prescrita al tumor desde una posición dada. Si se requieren varios campos para un tratamiento del mismo tamaño, el mismo puede realizarse sin realineación del paciente, simplemente rotando la unidad desde la sala de control. Alternativamente, la máquina puede rotar continuamente durante el tratamiento.

2.5. Rendimiento en profundidad porcentual

Una forma de caracterizar la distribución de dosis a lo largo del eje central del haz, es normalizar la dosis de cada punto respecto a un valor medido a una dada profundidad de referencia. Por lo general dicha normalización se hace cuando se irradia un fantoma de agua (recipiente, por lo general un prisma rectangular, que se llena con agua y se utiliza en calibración). La cantidad *rendimiento en profundidad porcentual* (PDD por sus siglas en inglés), se define como el cociente, expresado en porcentaje, de la dosis a cualquier profundidad d , respecto de la dosis a una profundidad de referencia d_0 (en general, el punto donde la dosis es máxima) a lo largo del eje central del haz (figura 2.4). Es decir:

$$PDD [\%] = \frac{D_d}{D_{d_0}} \times 100 \quad (2.8)$$

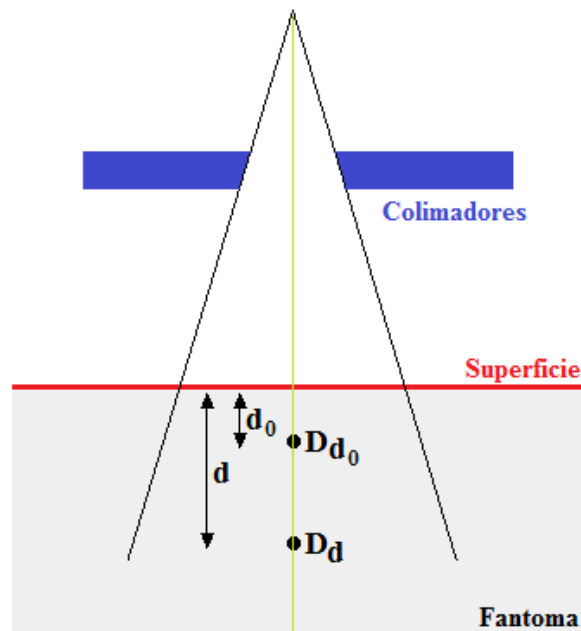


Figura 2.4: Rendimiento en profundidad porcentual. d es una profundidad cualquiera y d_0 una de referencia

En el caso de máquinas de rayos X de baja energía (hasta los 400 kV) se considera que el punto de referencia d_0 se encuentra en la superficie, dado que el rango de los electrones de máxima energía generados por los fotones es de unos pocos micrómetros. Para energías superiores, dicho punto se toma en la posición de dosis máxima.

La distribución de dosis en profundidad a lo largo del eje central se ve afectada por diferentes parámetros, como la energía del haz, tamaño y forma del campo, distancia de la fuente a la superficie y colimadores del haz.

2.5.1. Dependencia del PDD con la energía y profundidad

A medida que la energía del haz aumenta, también lo hace el poder de penetración, resultando entonces en un aumento del rendimiento en profundidad porcentual (figura 2.5). La variación del rendimiento está gobernado, principalmente, por la atenuación exponencial del haz. Si el coeficiente de atenuación promedio del material disminuye, el haz tendrá una mayor penetración, resultando en un aumento del PDD.

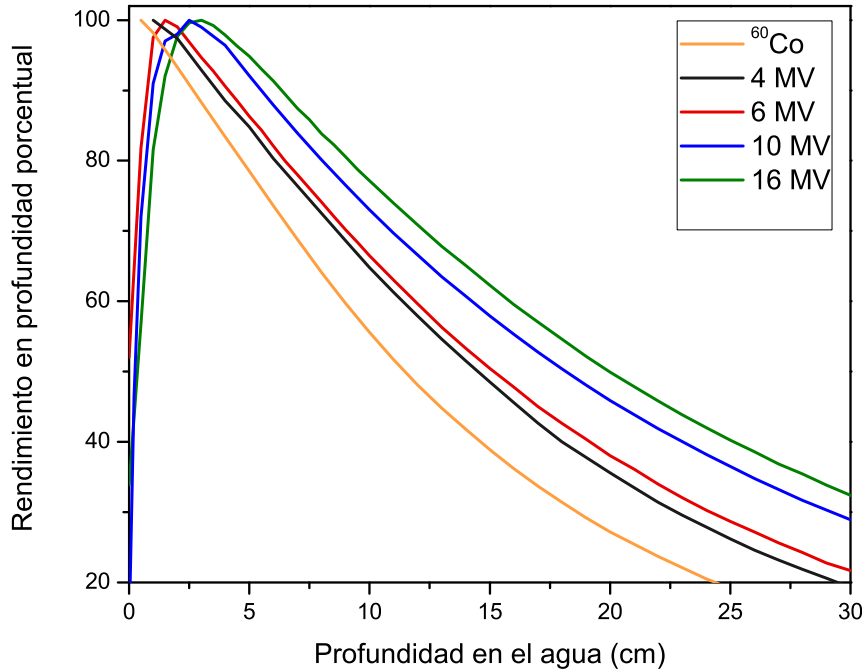


Figura 2.5: Rendimiento en profundidad porcentual para un haz de fotones y diferentes energías. El tamaño de campo es de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y la distancia de la fuente a la superficie del fantoma de agua de 100 cm, excepto para el caso del ^{60}Co .

Buildup de la dosis inicial y rango de los electrones

Como se puede ver en la figura 2.5 hay una región en que la dosis comienza a crecer hasta un valor máximo, y luego decrece. Para haces de fotones en radioterapia, la profundidad del máximo aumenta a medida que lo hace la energía del haz, y la región en que la misma se incrementa recibe el nombre de *región de buildup*. Esta propiedad es útil cuando se desea irradiar tumores profundos, reduciendo la cantidad de dosis que recibe la piel y tejidos precedentes del paciente.

El fenómeno de *buildup* puede explicarse en términos de la kerma (eq. 2.4). Debido a que ésta representa la energía transferida de los fotones a los electrones generados, la kerma es máxima en la superficie y decrece con la profundidad producto del decrecimiento de la fluencia de energía de los fotones. No obstante, la dosis absorbida primero aumentará con la profundidad a medida que aumenta la cantidad de electrones desprendidos de sus átomos en las diferentes interacciones. Como resultado, hay un *buildup* en la dosis en profundidad, que depende directamente de la fluencia de electrones. La

dosis alcanzará un máximo en el rango de los electrones en el medio, que es la distancia que éstos viajan hasta que su energía cinética es cero. A profundidades mayores, en el caso de fotones y electrones, la dosis comienza a disminuir mientras la kerma continúa decreciendo, disminuyendo la producción de electrones y, en consecuencia, su fluencia.

2.5.2. Dependencia del PDD con el tamaño del campo

Se define el tamaño del campo como el área geométrica del plano perpendicular al eje del haz a una determinada distancia de la fuente.

Para un tamaño de campo lo suficientemente pequeño, la dosis absorbida se debe únicamente a la radiación primaria, es decir, a los fotones sin interactuar que atraviesan el medio. La contribución a la dosis de los fotones dispersados es, en este caso, despreciable. El incremento en la dosis producto de las partículas secundarias generadas en las sucesivas interacciones de la radiación con el medio, es mayor a profundidades más grandes que la de dosis máxima. Como resultado, el rendimiento en profundidad porcentual será mayor a medida que el tamaño de campo aumenta.

Dado que la mayoría de los tratamientos de radioterapia requieren de campos rectangulares o irregulares, existen diferentes métodos simples que relacionan campos cuadrados, circulares y rectangulares. Se ha demostrado que, para determinar la dosis en profundidad a lo largo del eje central del haz, es posible aproximar cualquier campo a uno circular o cuadrado equivalente con el mismo área/perímetro [49–52].

2.6. Control de calidad en la dosimetría

Durante el tratamiento de un paciente, existen varias situaciones que introducen incertezas en la deposición final de la dosis. El origen de éstas muchas veces es aleatorio y pueden deberse a la calibración del equipo, planificación del tratamiento, posicionamiento del paciente, entre otros. La evidencia disponible para el tratamiento de ciertos tipos de cancer, requiere que la incerteza obtenida en el suministro de dosis sea del orden del $\pm 5\%$ [53–56].

El cálculo de la incerteza total es un problema muy complejo, debido al origen estocástico de algunas de ellas y sistemáticos de otras. No obstante, se ha propuesto un modelo en el que ambos tipos de incertezas sean tratados de la misma manera [53] a partir de las desviaciones estándar de las incertezas individuales. La desviación estándar acumulada puede ser multiplicada por dos para obtener una incerteza con un intervalo de confianza del 95%.

En la tabla 2.3 se muestra una estimación aproximada de las incertezas introducidas en las diversas etapas del proceso de irradiación de un paciente en un punto de referencia, como por ejemplo, el isocentro. Esta estimación podría ampliarse, por ejemplo, para incluir las incertezas en la deposición de dosis en el blanco y su entorno [57]. Es necesario llevar a cabo un programa de control de calidad, a fin de disminuir tanto los errores estocásticos como los humanos. Si bien los errores humanos no pueden eliminarse por completo, es necesario minimizar su aparición por medio de un programa de control de calidad bien implementado, dado que una relajación o falta de este programa puede interpretarse como una negligencia profesional.

Etapa del tratamiento	Incerteza porcentual
Calibración de la cámara de ionización	1.6
Procedimiento de calibración	2.0
Cálculo de la dosimetría	3.0
Profundidad efectiva	2.0
Distancia fuente-superficie	2.0
Cuñas y aplicadores	2.0
acumulado	5.6

Tabla 2.3: Tolerancia estimada en cada paso del proceso de irradiación de un paciente para un intervalo de confianza del 95 %

2.6.1. Análisis de histograma dosis-volumen

Con el desarrollo de la radioterapia 3D, la interpretación de las curvas de isodosis para el gran número de planos que involucran las placas tomográficas, se volvió cada vez más compleja debido a la gran cantidad de información requerida para su análisis. Una solución a este inconveniente fue desarrollada por Austin-Seymour *et al.* en 1986 [58]. Su propuesta consiste en agrupar la distribución de dosis tridimensional en histogramas de dosis-volumen (DVH, por sus siglas en inglés). En este trabajo se trazaba un histograma con el volumen que recibía una dosis perteneciente a un intervalo específico, lo cual se conoce como *histograma de dosis-volumen diferencial* (dDVH).

Otra forma de representar el volumen irradiado es el histograma de dosis-volumen acumulado, o simplemente histograma dosis-volumen [59], en el cual se suman los histogramas diferenciales partiendo de una dosis de interés hasta una dosis máxima, tal como se expresa en la ecuación (2.9).

$$DVH(D) = \sum_{x=D}^{D_{max}} dDVH(x) \quad (2.9)$$

Mientras que el histograma diferencial da una idea de cuánto volumen recibe una determinada dosis, el acumulado muestra el porcentaje de volumen que recibe al menos una dosis D (ver figura 2.6). En un tratamiento ideal, el histograma acumulado será una función escalón, en el cual el 100 % del volumen recibirá una dosis menor o igual a la máxima D_{max} y el 0 % del volumen recibirá dosis mayores a ésta.

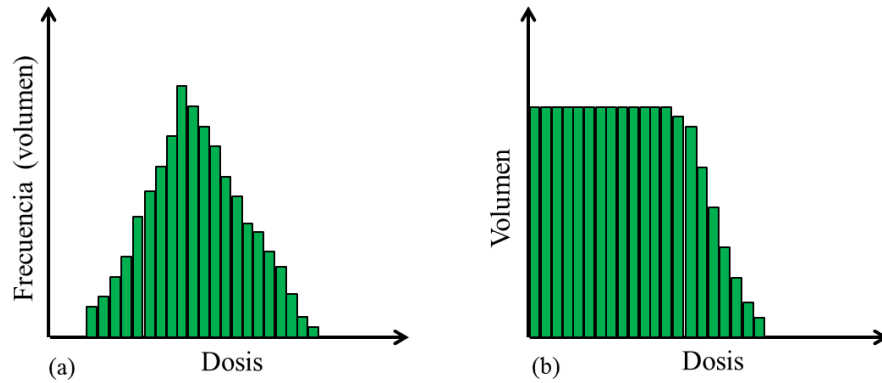


Figura 2.6: Esquema de histogramas de dosis-volumen diferencial (a) y acumulado (b).

El volumen irradiado estará determinado por el número de vóxeles que derivan de la resolución espacial de las tomografías y la separación entre las placas [59, 60]. Dado que la radioterapia requiere la optimización de la conformidad y homogeneidad de la dosis prescrita en el volumen blanco, el histograma dosis-volumen representa una herramienta poderosa para cuantificar distribuciones de dosis complejas [61–63, 65].

Los histogramas dosis-volumen por sí solos son inadecuados para determinar la calidad de un plan de tratamiento. La ecuación 2.10 define el índice de homogeneidad (HI, por sus siglas en inglés) de dosis para realizar un análisis dosimétrico [64, 65].

$$HI = \frac{D_2 - D_{98}}{D_P} \times 100\% \quad (2.10)$$

El índice D_{98} se corresponde a la dosis que recibe el 98 % del volumen en un histograma acumulado. Ésta es considerada como la “dosis mínima”. D_2 es la dosis que recibe el 2 % del volumen en el histograma acumulado, la cual se considera como la “dosis máxima”. D_P es la dosis prescrita. Cuando más pequeño sea el índice de homogeneidad, más homogénea será la dosis en el blanco. Se tiene entonces que, en un histograma dosis-volumen acumulado ideal, dicho índice es 0.

2.6.2. Criterio del índice gamma

La puesta en marcha de una rutina de tratamiento requiere de la comparación de las distribuciones de dosis medidas con las calculadas por el planificador. En los procedimientos de planificación de tratamiento es usual dividir la distribución de dosis en dos regiones: una de alto y otra de bajo gradiente de dosis [66], cada una de ellas con diferente criterio de aceptación. En el caso de las regiones con un gradiente de dosis bajo, las dosis son comparadas directamente, con una tolerancia derivada de la diferencia entre ambos resultados. En cambio, en las regiones de gradiente alto, un pequeño desplazamiento espacial resultará en un cambio significativo del valor de la dosis absorbida, por lo cual es más conveniente establecer una tolerancia derivada de la diferencia espacial, conocida como *distancia de acuerdo* (DTA por sus siglas en inglés) [54, 67–69].

Basándose en el concepto de Shiu *et al.* [70], aplicado por Cheng *et al.* [71], actualmente se utiliza el criterio de *pasa-no pasa* tanto para diferencia de dosis como para la DTA. Cada punto medido se evalúa para determinar si la diferencia de dosis o la DTA excede la tolerancia elegida.

Low *et al.* desarrolló un método que combina los criterios de dosis y distancia. Este método provee un índice de calidad numérico que cuantifica la calidad del cálculo en las regiones de dosis que pasa el control de calidad y simultáneamente mide el nivel de desacuerdo de los valores que no pasan dicho control. Este índice es conocido como *índice γ* [72].

A la tolerancia de diferencia de dosis se lo denomina ΔD_M , y a la DTA Δd_M . El criterio de calidad es establecido previamente, por ejemplo $\Delta D_M = 3\%$ y $\Delta d_M = 3mm$. Se define entonces un elipsoide donde el criterio de la DTA se define como un disco en el plano $\langle XY \rangle$ de radio Δd_M , y en un plano perpendicular se localiza un disco de radio ΔD_M que se define como la diferencia de dosis (ver figura 2.7). La ecuación del elipsoide será:

$$1 = \sqrt{\frac{r^2(\mathbf{r}_m, \mathbf{r})}{\Delta d_M^2} + \frac{\delta^2(\mathbf{r}_m, \mathbf{r})}{\Delta D_M^2}} \quad (2.11)$$

donde $r(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}) = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_m|$ es la distancia de un punto del plano $\langle XY \rangle$ a otro de referencia, y $\delta(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}) = D(\mathbf{r}) - D_m(\mathbf{r}_m)$ representa la diferencia de dosis en la posición \mathbf{r}_m .

De esta manera, el criterio de *pasa-no pasa* vendrá dado por la ecuación:

$$\gamma(\mathbf{r}_m) = \min \{ \Gamma(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_c) \} \forall \{ \mathbf{r}_c \} \quad (2.12)$$

donde $\{ \Gamma(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_c) \}$ es el elipsoide de la ecuación 2.11 para un punto \mathbf{r}_c .

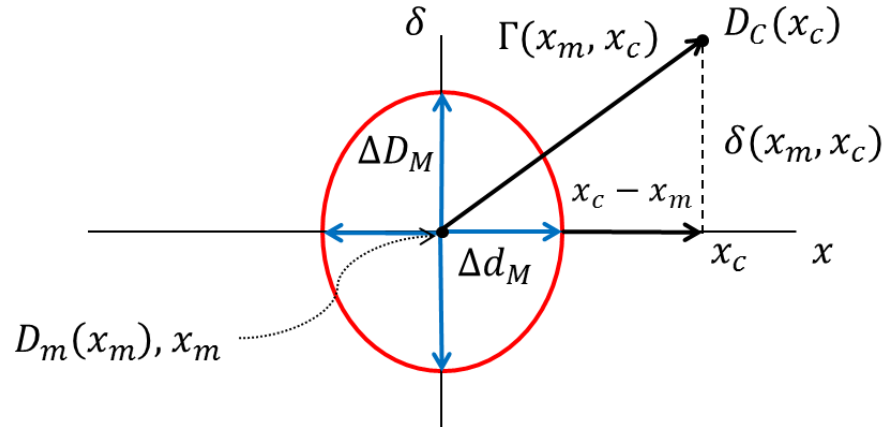


Figura 2.7: Representación bidimensional del criterio de evaluación de la distribución de dosis usando la combinación del elipsoide de diferencia de dosis y la DTA.

Capítulo 3

Desarrollo de un modelo híbrido para un cabezal de un acelerador de uso clínico

Una simulación utilizando métodos Monte Carlo, suele realizarse en dos etapas. En una primera parte se simula el transporte detallado del haz a través del cabezal del acelerador clínico. Dado que tanto la energía como la distribución espacial de las partículas secundarias dependen del diseño del acelerador, es imprescindible conocer tanto la geometría como las características de los materiales que lo conforman a fin de lograr una simulación adecuada del transporte de radiación [73–76]. Sin embargo, obtener esta información muchas veces no resulta sencillo, o simplemente la geometría resulta muy compleja de simular.

Una vez simulado el transporte, toda la información resultante es almacenada en forma de un archivo de espacio de fase (phsp) en cual se detalla el tipo, posición, energía y dirección de las partículas que llegan a un plano que cumple la función de detector [77, 78]. En la segunda etapa, el phsp obtenido se utiliza como fuente para el posterior transporte a través del blanco a irradiar (ya sea paciente o fantoma de agua). Si bien este método permite utilizar el mismo phsp para simular el transporte de radiación en diferentes blancos, si se requiere introducir alguna modificación en la geometría de la que se obtuvo el phsp (como energía del haz primario, cambio de apertura en los jaws, etc.), se requerirá llevar a cabo una nueva simulación a través de la configuración geométrica modificada.

En general, cuando se trabaja con geometrías complejas, por ejemplo, tejidos biológicos, es común que la simulación del volumen a irradiar se realice voxelizando el mismo, mientras que, para estructuras más simples, la simulación se realiza, por ejemplo, en el caso del código PENELOPE, a partir de superficies cuádricas [79, 80].

Dada la naturaleza estocástica de los procesos de transporte, es necesario el uso de phsp que ocupan mucho espacio en disco, de más de 10 Gb dependiendo del problema a simular, a fin de tener una estadística adecuada para no perder precisión en las propiedades físicas del haz primario, ni en el efecto de la estructura del cabezal del acelerador [82, 83].

El Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) desarrolló un banco de datos con archivos de espacio de fase para distintos aceleradores clínicos y unidades de ^{60}Co utilizadas en radioterapia. (<http://www-nds.iaea.org/phsp/phsp.htmlx>). El objetivo de este proyecto es establecer una base de datos pública con libre acceso a los archivos phsp de diferentes haces de fotones y electrones para cada máquina específica. Estos archivos contienen descripción detallada de las partículas que alcanzan el plano de detección, proporcionando información sobre posición, dirección, energía cinética, peso estadístico, tipo de partícula e información de almacenamiento de cada una de ellas. El formato establecido por la OIEA para el archivo tiene en cuenta la posibilidad de que éste incluya la información completa del transporte en la unidad de radioterapia o bien que tome la forma de un generador de eventos que simule el transporte [17]. Antes de incorporarse a la base de datos, todos los phsps presentados pasan por un proceso de revisión que exige una validación experimental de los mismos [17]. Una de las desventajas de los phsps es que, en general, el plano en el cual se detectan las partículas incidentes está ubicado sobre la superficie de un fantoma de agua, lo que constituye una fuerte limitación cuando se requiere simular un tratamiento real que incluye moduladores (aplicadores) de haz.

3.1. Utilización de modelos de fuentes virtuales

Todos los inconvenientes anteriormente detallados, llevan a plantear la necesidad de implementar un modelo que reemplace la geometría original del cabezal por un número adecuado de fuentes, ya sea de fotones y/o electrones, cuya deposición de dosis en un medio sea la misma que la que se obtendría modelando el acelerador completo, dentro de un determinado margen de tolerancia. Esta técnica se conoce como *modelo de fuentes virtuales* (VSM, por sus siglas en inglés) y, a diferencia de los phsps, el número de historias, en principio, no está limitado.

Diferentes tipos de VSM han sido desarrollados en los últimos años. Algunos de ellos consisten en un conjunto de fuentes que representan las componentes principales del haz (como los fotones primarios, contaminación electrónica, etc.) a través de un conjunto de funciones analíticas con parámetros derivados de mediciones dosimétricas,

obteniendo una descripción comprimida de un phsp [81,82,85,86].

Muchas veces, representar las componentes del haz en un VSM puede no ser viable, debido a la complejidad que implica obtener todos los parámetros necesarios y el tiempo que esto requiere. Un VSM debe ser, por sobre todo, lo suficientemente simple de entender (lo cual requiere de pocos parámetros) y no debe consumir mucho tiempo computacional [87]. Es por ello que otra opción consiste en desarrollar un modelo para la fluencia de energía de las partículas, a partir de la contribución en la deposición final de dosis en agua (o aire) de las diferentes interacciones de las partículas con las distintas partes del acelerador. Este tipo de modelo se conoce como *fluencia virtual de energía* [85, 88–92].

En general, la implementación de un VSM implica optimizar varios parámetros a fin de obtener una aproximación lo suficientemente buena de la deposición de dosis comparada con el transporte completo a lo largo de una estructura por Monte Carlo. Estos parámetros incluyen la posición y distribución de energía de cada fuente virtual y, en caso de fuentes extensas, de su forma y de la distribución de partículas en la fuente. Algunos modelos incluyen fuentes de fotones primarios, fotones secundarios y fuentes de contaminación electrónica [91]. Cuando el número de variables del modelo es demasiado grande, la optimización se vuelve muy compleja, por lo cual se termina sustituyendo un problema geométrico complejo, por un problema de optimización aún más complejo.

Sin embargo puede realizarse un enfoque intermedio, reemplazando el cabezal del acelerador por una combinación de fuentes virtuales y estructuras geométricas simples, a través de las cuales se simula el transporte de radiación. Este tipo de método se conoce como modelo híbrido [93, 94], que resulta muy útil si se desean agregar aplicadores o MLC a la simulación. Un VSM real ha de tener en cuenta la contribución en la deposición final de dosis de la contaminación electrónica producto de las interacciones a lo largo de la geometría por la que se simula el transporte de radiación. No obstante, en un modelo híbrido, esta fuente puede reemplazarse por una estructura geoméricamente simple que genere dicha contribución.

A continuación se procederá a describir la construcción de un modelo híbrido simple a partir de la información contenida en los phsp provistos por la OIEA.

3.2. Decodificación de los archivos de espacio de fase binarios

Los archivos de espacio de fase que se encuentran disponibles en la base de datos del OIEA están codificados en formato hexadecimal. Este formato de archivos puede ser utilizado como fuente por el código EGSnrc y además existen diferentes rutinas que permiten adaptar otros códigos de transporte por Monte Carlo para que puedan utilizarlos también como fuente [94–96].

No obstante, si se desea analizar la distribución espacial y fluencia de las partículas contenidos en ellos, será necesario entonces decodificar esa información a código ASCII, a fin de poder obtener la mayor cantidad de información posible. La figura 3.1 muestra un fragmento del phsp del OIEA abierto con un programa de lectura de datos en este formato.

```

0000h: 01EFA904C063045940A22B25C04793993D9DBC63BD6F12833A49B57D3B0300000001008017
0025h: 01B7A2FB3FF62542C0755EF0BF706C83BD9BA925BD6F12833A49B57D3B0000000001008017
004Ah: 01B9101C3FE7F34E401E2B9340CD5BEE3DCA771E3E6F12833ACB9742410000000001008017
006Fh: 01F8D6193F7D7AEBBF0A417A40249B1CBD7FE3AD3D6F12833A49B57D3B0000000001008017
0094h: 01458CE53F528CFCBF42F635402C9953BDF13C923C6F12833ABA4644410000000001008017
00B9h: 019C2C783F9E26DC3FE9DD81403DFF1E3DF35FB43D6F12833AB465073C0000000001008017
00DEh: 01B772A13F67D8043F11B760BFE84B423DB54FE0BD6F12833A9C9447410000000001008017
0103h: 01EF091140BFC35FC0158F0FBF58FA97BDAD3843BC6F12833AB465073C0000000001008017
0128h: 01EC6F8C40B3DA4DC05F8B8A40C3018BBD14FEBF3D6F12833AB465073C0000000001008017
014Dh: 017CBECC3E1863823F3FB78FC05C8CC23CF387C6BD6F12833A5F5C0C3D0000000001008017
0172h: 013F59E93F193DD9BFC665ACBF3B1810BD0A7EEDBC6F12833A5F5C0C3D0000000001008017
0197h: 0192978A3F411D9BBF4EC14940E373C9BC8AA78C3D6F12833A5F5C0C3D0000000001008017
01BCh: 012035A63F9023F2BF4488A6BFFE6321BD034EE5BC6F12833A5F5C0C3D0000000001008017
01E1h: 016110F33FFBCB82BAB1B387C0CEECDB3AC393BBBD6F12833A5F5C0C3D0000000001008017

```

Figura 3.1: Fragmento de un phsp de la OIEA para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ en formato hexadecimal.

Cada phsp viene acompañado, en la base de datos, de otro archivo ASCII de extensión *PHSPheader*, en el cual se brinda información de las variables contenidas en cada phsp, el número de bits de cada línea, el tipo de ordenamiento, número de historias primarias, número de partículas y parámetros de transporte.

Con esta información se procedió a crear un código FORTRAN para pasar del phsp del OIEA a otro en formato ASCII que pueda ser leído por PENELOPE. A fin de validar dicha decodificación, se procedió a simular la deposición de dosis en un fantoma de agua utilizando un phsp convertido para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ perteneciente a un acelerador Varian Clinac iX de 6 MV de energía nominal, en la profundidad de máxima dosis (1.6 cm), comparando dicho resultado con los obtenidos experimentalmente. El número de historias contenido en el phsp convertido fue de 10^8 historias. En la figura 3.2

se muestra a comparación entre los resultados obtenidos utilizando el phsp decodificado y los obtenidos experimentalmente. La incerteza promedio en la simulación fue del 4 %.

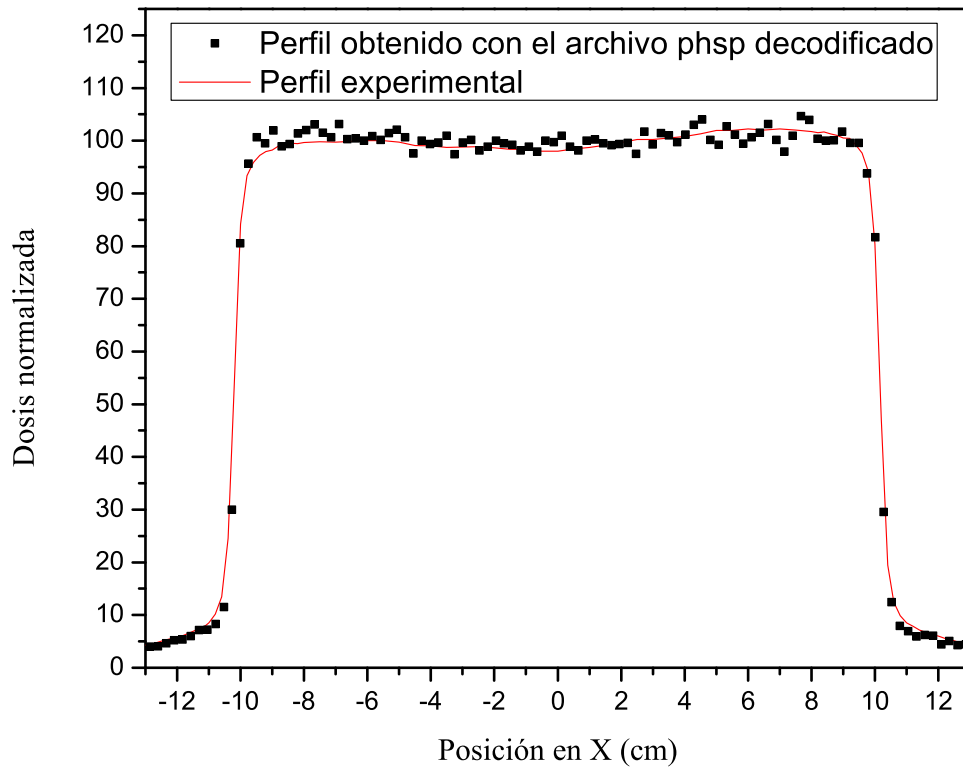


Figura 3.2: Comparación de los perfiles de dosis para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ de un acelerador Varian Clinac iX, a 1.6 cm de profundidad entre el obtenido utilizando del phsp de la OIEA decodificado y resultados experimentales.

Como se puede observar, los resultados obtenidos utilizando phsp decodificado mostraron un muy buen acuerdo con los obtenidos experimentalmente. Visto esto, el paso siguiente consistió en extraer los espectros de los fotones presentes en los phsp a fin de poder utilizarlos en el modelo de fuentes virtuales.

3.3. Análisis de los espectros de los fotones

El hecho de que los phsp del OIEA se encuentren, por lo general, calculados sobre la superficie de un fantoma de agua, es útil cuando se desea llevar a cabo un procedimien-

to de calibración. Sin embargo, dado que el objetivo de este trabajo es el desarrollo de un método alternativo de verificación de planificación de tratamientos, estos archivos no resultan útiles, dado que si se desea modificar la estructura del cabezal, o agregar accesorios, debe reemplazarse el archivo, o bien realizar una nueva simulación. La implementación de este modelo plantea una posible solución para dicho inconveniente.

En una primera parte, se consideraron los espectros de los phsps para un acelerador *Varian Clinac iX*, con una energía nominal de 6 MV y para tamaños de campo de 4×4 , 10×10 y $20 \times 20 \text{ cm}^2$, generados con el código Monte Carlo BEAMnrc [27]. En todos los casos la distancia fuente - superficie (SSD) es de 100 cm. Los campos de 4×4 y $10 \times 10 \text{ cm}^2$ se calcularon con 10^8 partículas primarias, mientras que para el campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ se simularon 5×10^7 partículas. Estos archivos se generaron con una fuente monoenergética de 5.7 MeV a la salida del acelerador, y los parámetros de transporte utilizados fueron 0.7 MeV de energía de corte para electrones, 0.01 MeV para fotones. Por otra parte, los parámetros de simulación fueron un $Smax = 5.0 \text{ cm}$ (máximo paso de avance de los electrones), $ESTEPE = 0.25$ (máxima fracción de energía perdida por cada electrón en cada paso) y $XIMAX = 0.5$ (máximo valor del primer momento de scattering múltiple de los electrones en cada paso) [97]. Para este phsp, se calculó la varianza latente relativa, obteniéndose un valor del 0.08 %.

Los espectros considerados permitieron estimar cuan homogéneos eran. Para ello se compararon las distribuciones de energía de los fotones en diferentes regiones de 1 cm^2 de los phsps anteriormente mencionados, con los espectros promediados en todo el plano de detección (ver figuras 3.3, 3.4 y 3.5).

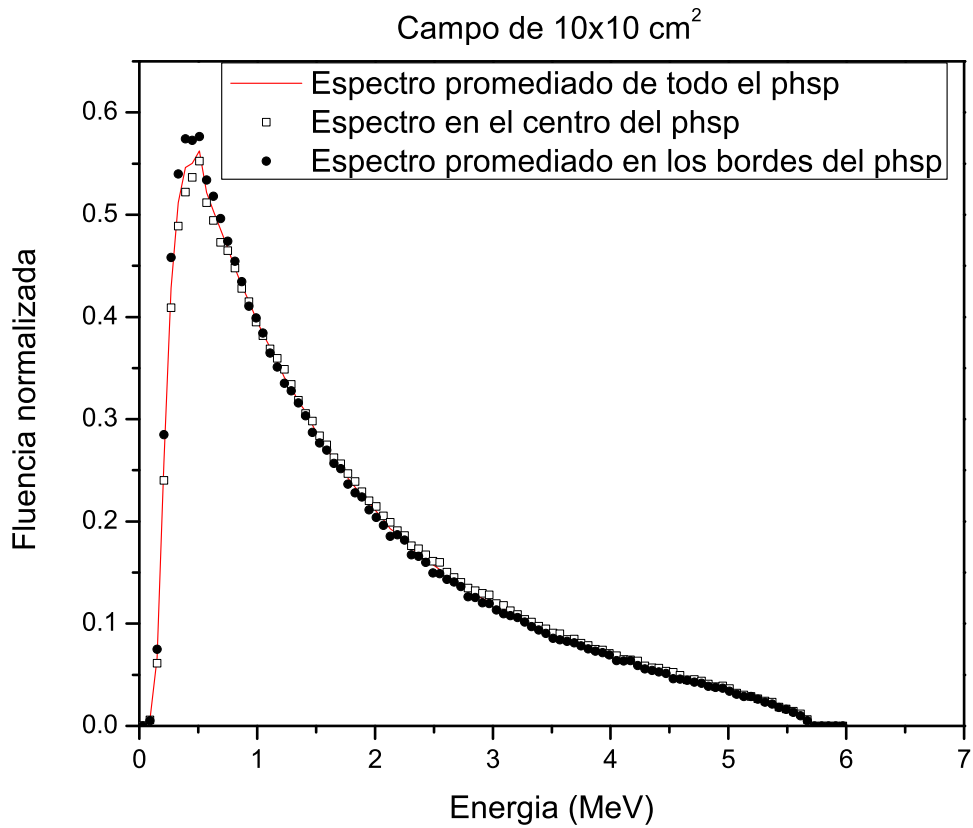


Figura 3.3: Espectros de fotones para un campo de 6 MV y $10 \times 10 \text{ cm}^2$, correspondiente a un acelerador Varian Clinac iX en la superficie de un fantoma de agua, obtenido a partir de los phsp del OIEA. La línea continua representa el espectro de fotones para todo el plano de detección. El círculo lleno corresponde a fotones tomados en un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en cada una de las esquinas del plano. El cuadrado sin relleno se corresponde con el espectro de un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en el centro del phsp.

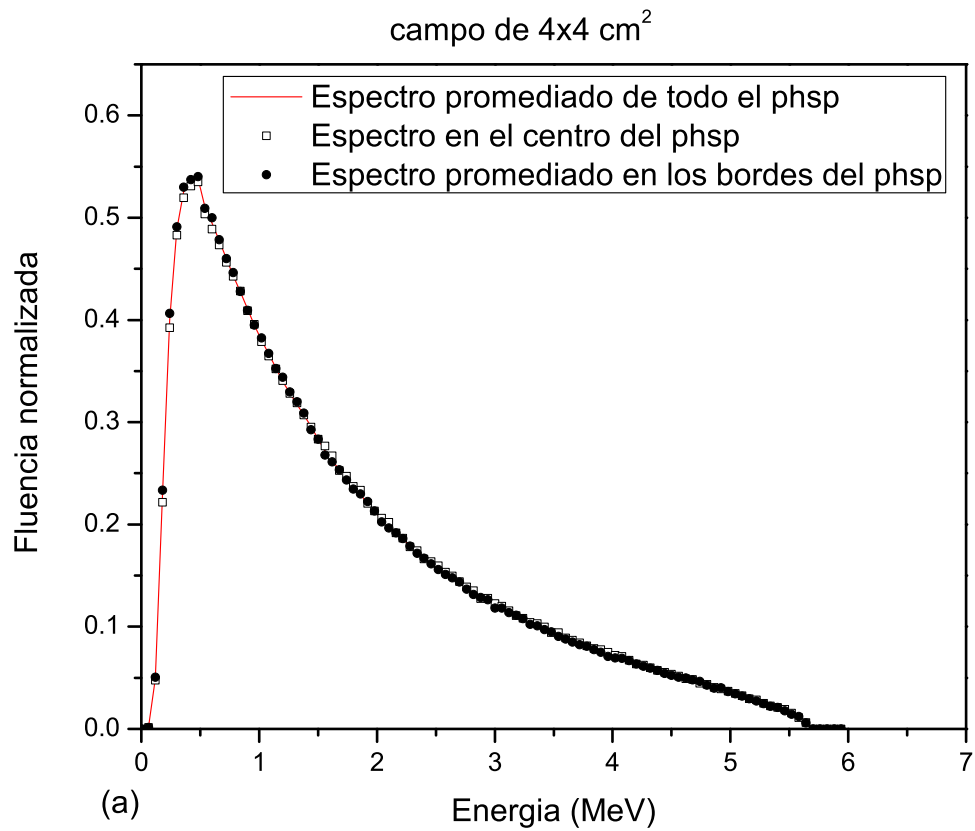


Figura 3.4: Espectros de fotones para un campo de 6 MV y $4 \times 4 \text{ cm}^2$, correspondiente a un acelerador Varian Clinac iX en la superficie de un fantoma de agua, obtenido a partir de los phsp del OIEA. La línea continua representa el espectro de fotones para todo el plano de detección. El círculo lleno corresponde a fotones tomados en un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en cada una de las esquinas del plano. El cuadrado sin relleno se corresponde con el espectro de un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en el centro del phsp.

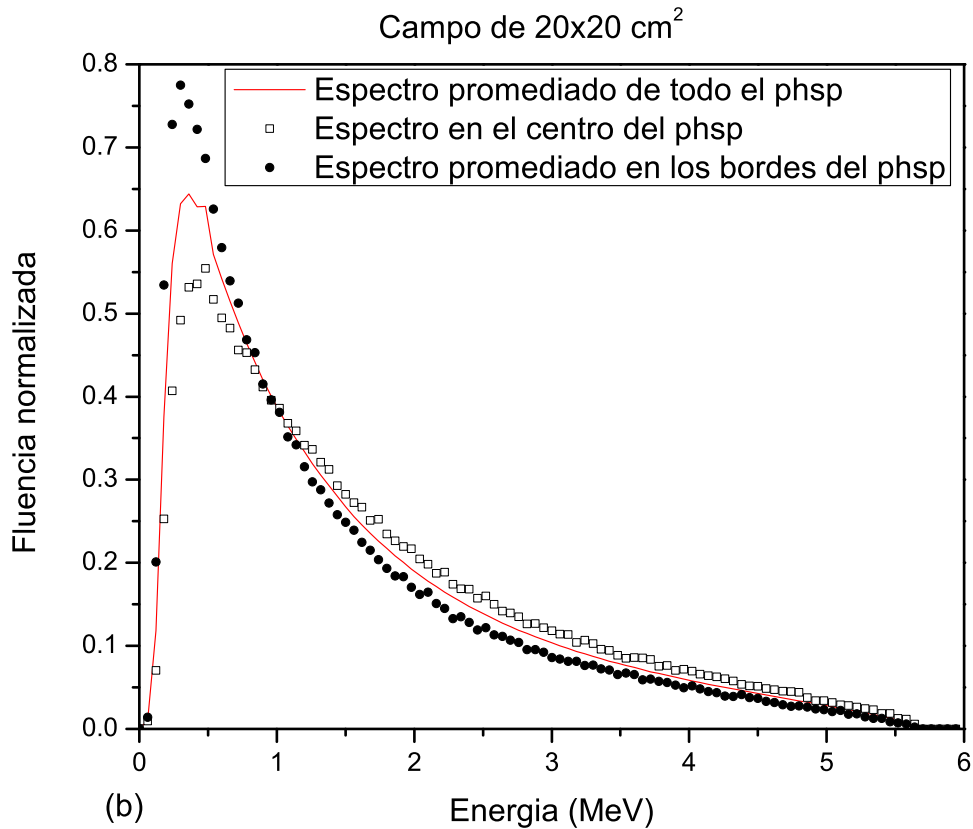


Figura 3.5: Espectros de fotones para un campo de 6 MV y $20 \times 20 \text{ cm}^2$, correspondiente a un acelerador Varian Clinac iX en la superficie de un fantoma de agua, obtenido a partir de los phsp del OIEA. La línea continua representa el espectro de fotones para todo el plano de detección. El círculo lleno corresponde a fotones tomados en un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en cada una de las esquinas del plano. El cuadrado sin relleno se corresponde con el espectro de un cuadrado de 1 cm^2 , ubicado en el centro del phsp.

Como se puede observar en las figuras 3.3 y 3.4, a excepción de los fotones con las energías más bajas, las distribuciones son cualitativa y cuantitativamente similares. En el caso del campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (figura 3.5), se observa una ligera diferencia en las distribuciones. En este caso, desde el centro al borde del plano de detección, la energía media decrece un 6 %, la varianza de la energía un 2 % y el coeficiente de simetría un 10 %. Claro está, para este tamaño del campo, que el filtro aplanador (y otras componentes) del acelerador induce variaciones en la distribución de energía, así como también en la densidad espacial de partículas, por lo cual serán necesarias otras consideraciones para tamaños de campo grandes.

3.4. Armado del modelo híbrido

3.4.1. Creación de la fuente

El modelo propuesto consistió en una fuente virtual extensa de fotones y un diafragma. Este último cumplía la doble función de delimitar el tamaño del campo y de generar la contaminación electrónica presente en el transporte real del cabezal de un acelerador, debido a la interacción del haz primario con las componentes del mismo. El diafragma se colocó en la posición que ocupan los jaws en un acelerador de tratamiento.

El espectro de energía de la fuente virtual se definió, de manera simplificada, a partir de la superposición de un número entero de fuentes monoenergéticas. Para determinar el número adecuado de fuentes a considerar, se evaluaron tanto rendimiento en profundidad como perfiles transversales de dosis con un espectro discreto de 1, 3 y 15 valores de energía. El peso estadístico y la posición de las líneas espectrales se calcularon teniendo en cuenta la energía media (para el caso de un solo valor) y momentos superiores para 3 y 15 líneas espectrales.

Para el caso de un solo valor de energía, tal como era de esperarse, no se obtuvieron resultados aceptables. No obstante, tanto para 3 como para 15 líneas, los PDDs y perfiles simulados con el VSM estuvieron en muy buen acuerdo con los calculados utilizando el phsp original directamente, así como también con los obtenidos experimentalmente. Estos resultados que se mostrarán en el capítulo siguiente. Por lo tanto, a fin de simplificar y acelerar la simulación Monte Carlo sin pérdida significativa de precisión, se consideró para el resto del trabajo un VSM con sólo tres líneas ubicadas en 1 MeV, 3 MeV y 5 MeV, con un peso estadístico relativo del 68.37 %, 25.04 % y 6.59 % respectivamente. Estos pesos se establecieron teniendo en cuenta la energía media, varianza y coeficiente de simetría del espectro continuo anteriormente calculado.

3.4.2. Determinación de la penumbra del campo

En los cálculos de dosis para aplicaciones clínicas es fundamental conocer el valor de la penumbra del campo. En este trabajo, el tamaño de la fuente virtual fue un parámetro a optimizar, y su valor depende rigurosamente del valor de la penumbra [1,2].

La función matemática del perfil de dosis viene dada por la ecuación (3.1), donde x es la posición; $W_d/2$ es la mitad del ancho del haz a profundidad d , p es la penumbra geométrica, α_1 y α_2 son constantes empíricas y t es la transmisión efectiva a través del colimador [1].

$$f(x) = \begin{cases} 1 - 0.5e^{\frac{-\alpha_1}{p}[\frac{W_d}{2}-|x|]} & , \text{ para } |x| \leq \frac{W_d}{2} \\ t + (0.5 - t)e^{\frac{-\alpha_2}{p}[|x|-\frac{W_d}{2}]} & , \text{ para } |x| > \frac{W_d}{2} \end{cases} \quad (3.1)$$

En el presente caso, la penumbra se estimó a través de la intersección de la pendiente de cada rama del perfil en $W_d/2$ con las líneas horizontales correspondientes al máximo y al cero de dosis, lo cual se corresponde a la definición de penumbra geométrica [98]. No obstante, en radioterapia, el ancho de la penumbra se define como la distancia lateral entre dos curvas de isodosis específicas. El criterio más común es el de tomar las curvas de isodosis del 80 % y 20 % de la dosis máxima normalizada [53, 98–101].

En caso de no contar con resultados experimentales, es posible también llevar a cabo la optimización partiendo del perfil transversal obtenido con el phsp original.

Para este trabajo se partió de un perfil experimental para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y 6 MV para un Varian Clinac iX. En la tabla 3.1 se muestran los valores óptimos para los parámetros calculados.

Parámetro	Mejor valor
α_1	$2.5 \pm 0.1 \text{ cm}^2$
α_2	$5.5 \pm 0.2 \text{ cm}^2$
t	0.010 ± 0.003
p	$0.80 \pm 0.02 \text{ cm}$

Tabla 3.1: Valores óptimos para los parámetros utilizados en la ecuación (3.1)

Con el valor de penumbra hallado, se calculó el ancho de la fuente, utilizando la fórmula de penumbra geométrica:

$$p = \frac{s(f - f_1)}{f_1} \quad (3.2)$$

donde f_1 es la distancia de la fuente al colimador y f es la distancia fuente - superficie (SSD) [1].

Utilizando las ecuaciones (3.1) y (3.2) se diseñó una fuente en forma de caja con dimensiones efectivas de $0.3 \times 0.3 \times 0.05 \text{ cm}^3$. Previamente se simuló una fuente cilíndrica de 0.3 cm de diámetro y 0.05 cm de espesor, y los resultados obtenidos fueron los mismos, tal como se muestra en la figura 3.6. Por lo tanto, por simplicidad en las simulaciones, se optó por la fuente en forma de caja. La divergencia (ángulo de semiapertura con que salen las partículas) se estableció en 5° para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ o menor y en 10° para los campos mayores. El tamaño final del campo fue determinado por la apertura del diafragma. Por simplicidad, en esta primer etapa, se consideró una

distribución homogénea de partículas en la fuente.

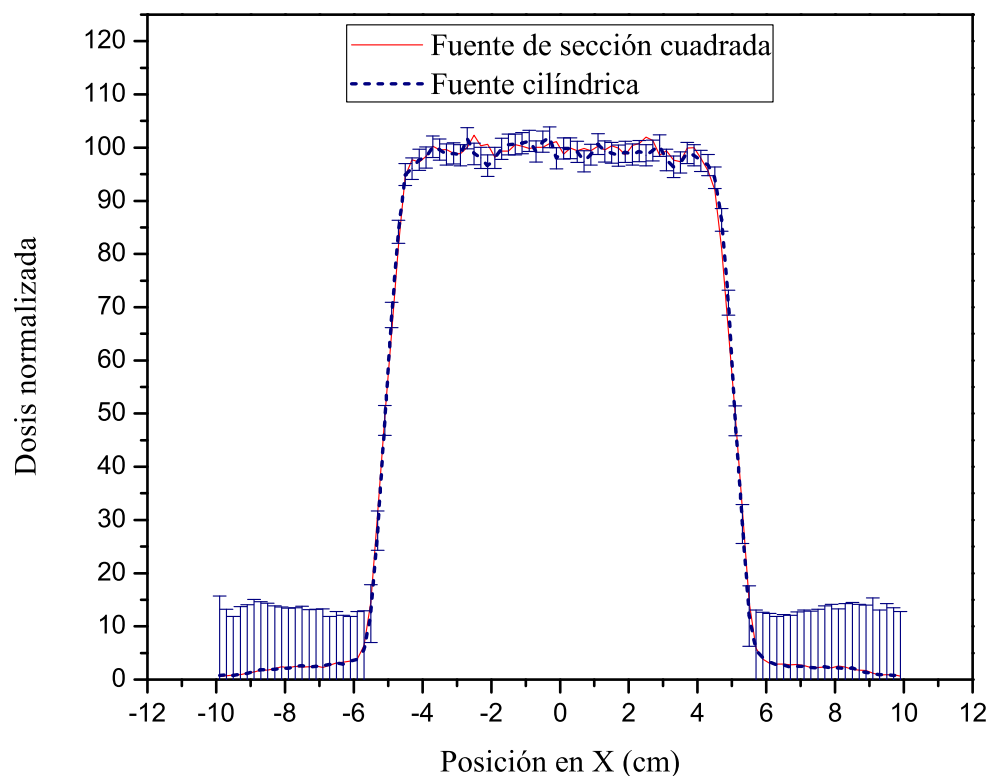


Figura 3.6: Comparación de perfiles de dosis para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para un acelerador Varian Clinac iX y 6 MV, utilizando una fuente cilíndrica y otra con forma de caja.

La figura 3.7 muestra un esquema del modelo híbrido desarrollado. El diafragma consiste en una estructura sólida de tungsteno, que es el material utilizado habitualmente en los jaws del cabezal de un acelerador de uso clínico, de apertura variable, para poder configurar el tamaño del campo. El espesor del diafragma se fijó en 5 cm, a fin de que la transmisión del haz a través del mismo pueda ajustar los datos más allá de la región de penumbra. En los jaws de un acelerador Varian Clinac iX, el espesor es de 7.5 cm. La parte superior del diafragma se ubicó a 30 cm de la fuente y a 70 cm del fantoma de agua, que es usualmente la posición de los jaws en el cabezal de un acelerador de uso clínico.

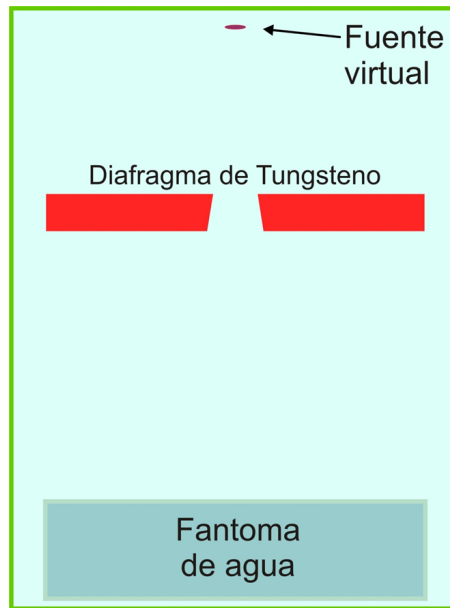


Figura 3.7: Esquema del modelo híbrido desarrollado.

3.5. Configuración experimental

Los resultados experimentales fueron obtenidos por el Dr. Bojan Strbac del International Medical Centre, en la ciudad de Banja Luka (Bosnia y Herzegovina), utilizando un acelerador Varian Clinac iX. Los PDDs fueron medidos para campos abiertos. Se utilizó, para ello, un fantoma de agua MULTIDATA (Universal 3D water phantom 9850 $48 \times 48 \times 41.5 \text{ cm}^3$) controlado remotamente, y una cámara de ionización de volumen pequeño (cámara de ionización tipo dedal multipropósito *Multidata 93732-2* de 0.125 cm) con los sujetadores incluidos en el sistema del fantoma [102]. Los PDDs se calcularon para varios tamaños de campo, desde el más pequeño al más grande disponible, a un SSD estándar de 100 cm.

El escaneo de dosis comenzó en la posición más profunda, moviéndose hacia la superficie, pasándose de la superficie del fantoma por unos pocos milímetros. Este procedimiento minimiza el efectos de las ondas que se producen cuando se mueve el detector y permite dar un chequeo independiente en la posición de la superficie cuando el PDD cambia abruptamente de gradiente.

Por otro lado, la profundidad a la cual se midieron los perfiles, se determinaron por los requerimientos de la planificación de tratamiento. Se utilizaron perfiles en la profundidad del máximo de dosis (1.6 cm, para un haz de 6 MV) y a 10 cm de la superficie.

El ancho del muestreo es función tanto del tamaño del campo como de la profundidad (debido a la divergencia del haz). Los resultados con los que se cuenta tienen un ancho lo suficientemente grande como para incluir no sólo la región de penumbra, sino, al menos, 5 cm más allá de ésta.

Una vez construida la fuente se procedió a realizar simulaciones para diferentes tamaños de campo, a fin de validar la utilidad del modelo anteriormente descrito. Los capítulos siguientes mostrarán los resultados obtenidos tanto para campos pequeños como campos grandes.

Capítulo 4

Resultados obtenidos para campos pequeños

Utilizando el modelo descrito en el capítulo anterior, se procedió a realizar la simulación de la deposición de dosis en un fantoma de agua de $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$.

4.1. Varian Clinac iX: Campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y $4 \times 4 \text{ cm}^2$

Con el modelo simplificado descrito en el capítulo anterior se procedió a simular los perfiles y rendimiento en profundidad para el acelerador *Varian Clinac iX* del cual se extrajo la información del espectro. En una primera parte, se simuló un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, que se corresponde al mismo tamaño del phsp de la OIEA.

En la figura 4.1 se muestra la comparación de rendimientos en profundidad para dicho tamaño de campo. En la misma se comparan los cálculos realizados utilizando el phsp de la IAEA, los resultados obtenidos con 1, 3 y 15 líneas espectrales y los obtenidos experimentalmente. Para las simulaciones con el modelo híbrido se utilizaron 10^9 historias. La incerteza porcentual promedio obtenida en la simulación es del 2%.

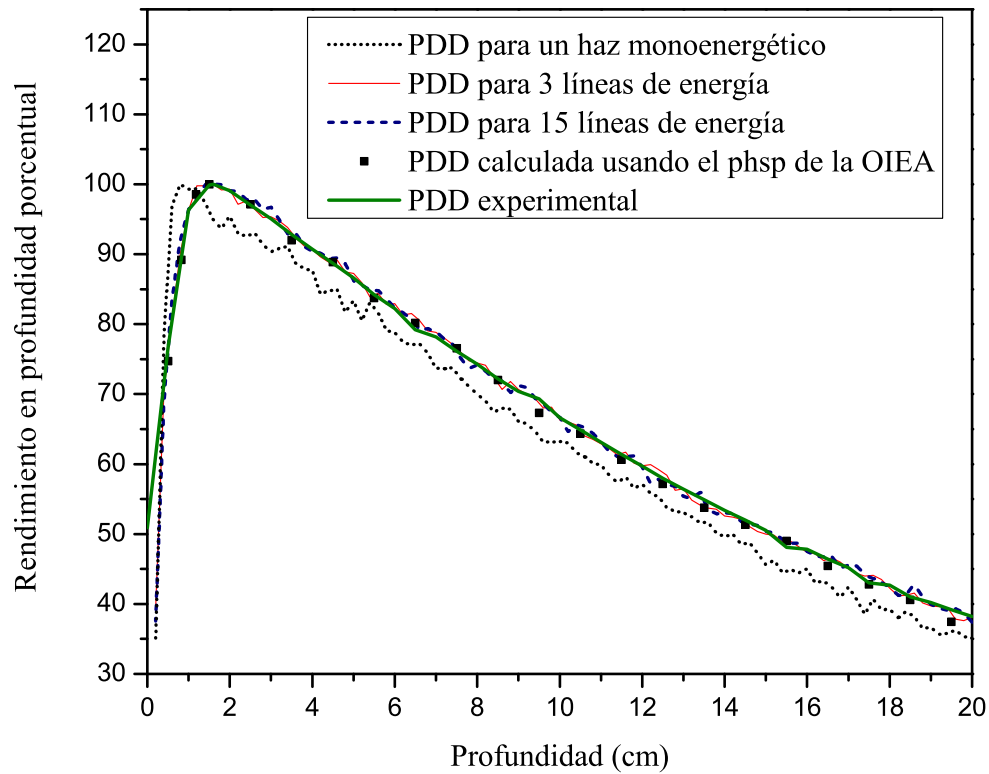


Figura 4.1: Comparación de PDDs entre la obtenida con el phsp original, VSM, y experimental para un acelerador Varian Clinac iX y un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Utilizando 3 valores de energía en el espectro del modelo, se calcularon los perfiles para el tamaño de campo anteriormente mencionado y a las profundidades de 1.6 cm (máxima dosis) y 10 cm. Éstos fueron normalizados al máximo de dosis y comparados con resultados experimentales, los cuales se muestran en la figura 4.2.

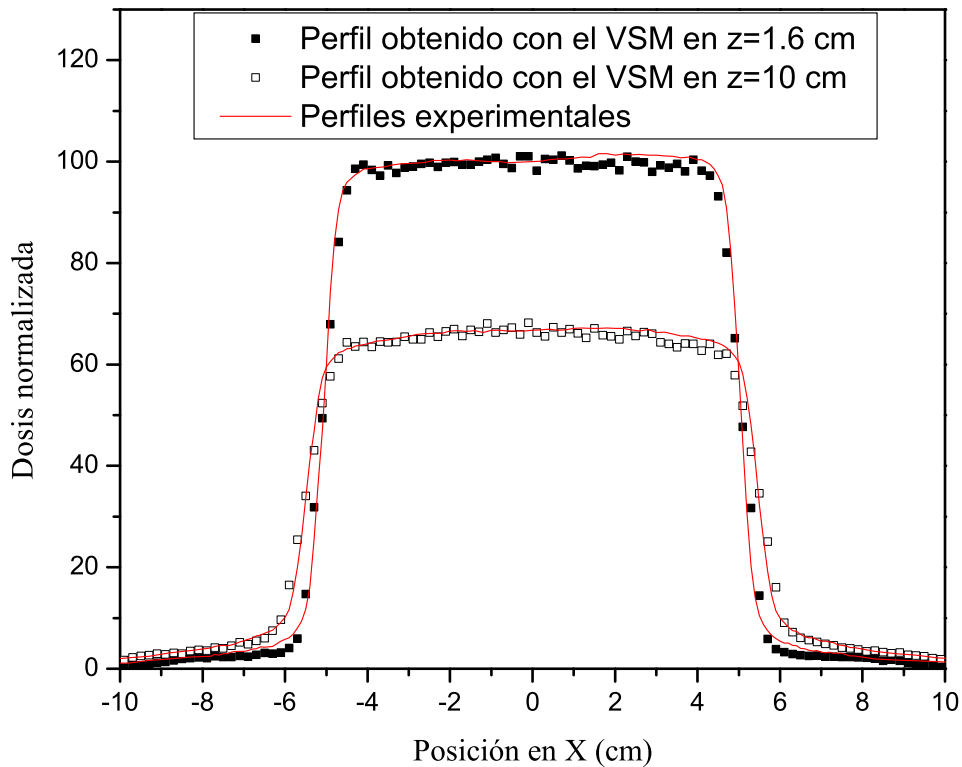


Figura 4.2: Comparación de los perfiles de dosis entre el VSM y resultados experimentales para profundidades de 1.6 cm y 10 cm. Tamaño de campo: $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Para el gráfico de un solo valor de energía se consideró la energía media del espectro (1.66 MeV).

Adicionalmente, se comparó la dosis absoluta entre el phsp original de la OIEA y el VSM. Las simulaciones utilizando el phsp se realizaron con el código EGSnrc, y los resultados se muestran en las figuras 4.3 y 4.4.

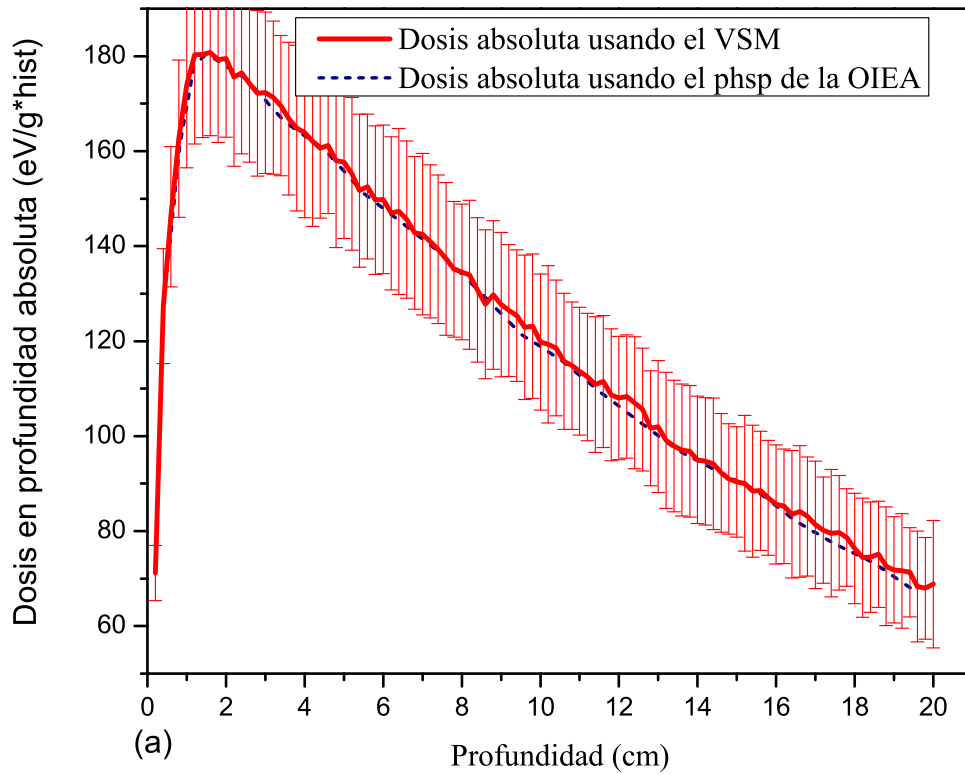


Figura 4.3: Rendimientos en profundidad absoluta para el VSM y el phsp original de la OIEA para un acelerador Varian Clinac iX. Tamaño de campo: $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

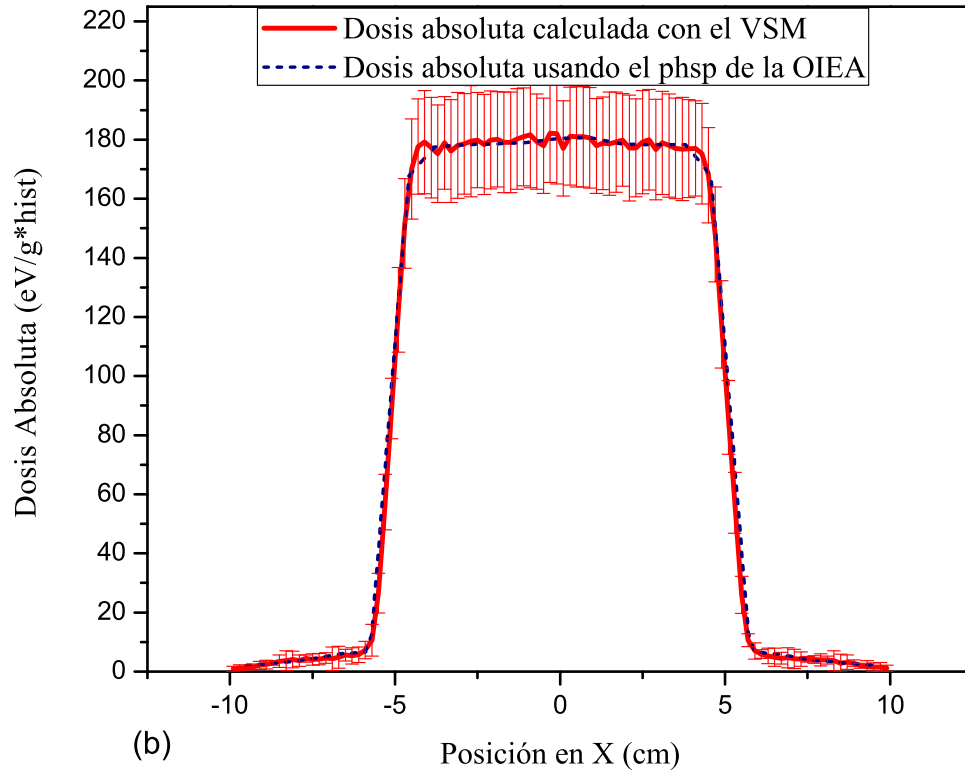


Figura 4.4: Comparación de perfiles absolutos en la profundidad del máximo de dosis (1.6cm) entre el VSM y el phsp original de la OIEA para un acelerador Varian Clinac iX. Tamaño de campo: $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Las unidades de la energía absorbida que arroja el código EGSnrc se expresan en $Gy/Fluencia$ donde la fluencia es el $n^\circ \text{ historias/cm}^2$. Por otro lado, el código Monte Carlo PENELOPE expresa la energía absorbida en $eV/g * \text{historias}$, por lo cual se requirió llevar los resultados a una misma unidad. El archivo de espacio de fase de la OIEA contaba con 3.33×10^7 historias, mientras que con el modelo híbrido se utilizaron 5×10^8 historias, por lo cual, para la comparación de resultados, se necesitó normalizar la fluencia de las partículas.

Los resultados obtenidos mostraron, como se puede observar, un muy buen acuerdo con los experimentales. Visto esto, se procedió a ajustar la apertura del diafragma para generar un campo menor, de $4 \times 4 \text{ cm}^2$. Nuevamente, se calcularon la PDD y los perfiles a 1.6 cm y 10 cm de profundidad, normalizándolos al valor de la dosis en el centro del perfil y a 1.6 cm de profundidad. Estos resultados fueron comparados con los obtenidos

experimentalmente, tal como se muestra en las figuras 4.5 y 4.6. La incerteza promedio obtenida en las simulaciones fue del orden del 1.75 %.

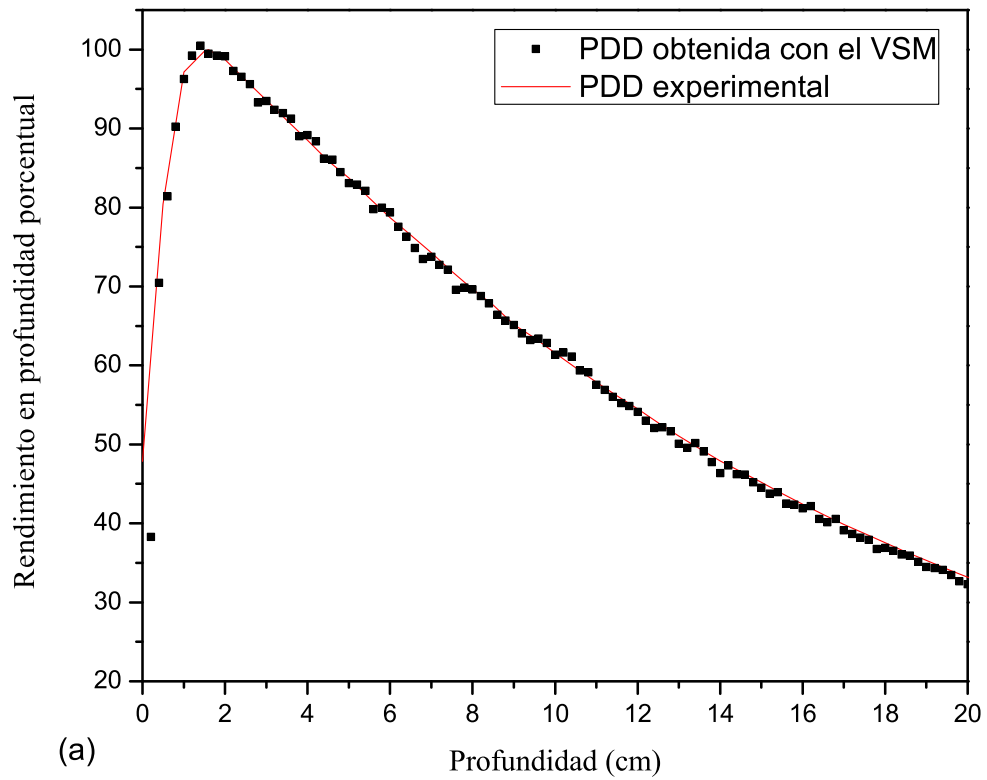


Figura 4.5: Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

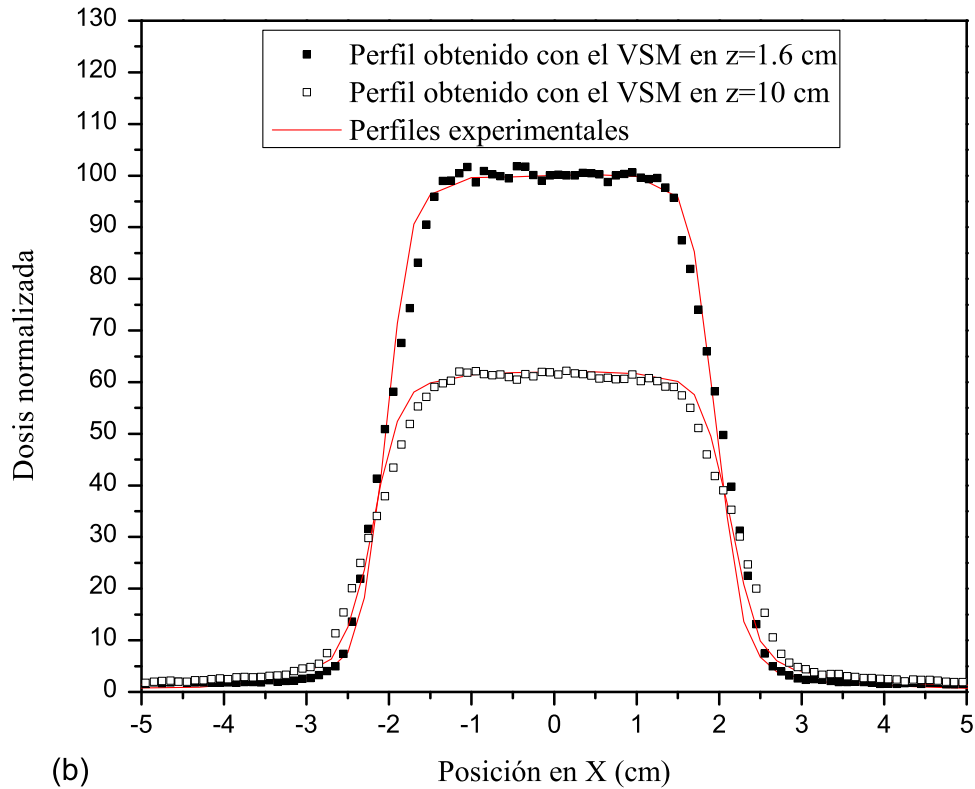


Figura 4.6: Comparación de perfiles de dosis en la profundidad del máximo (1.6cm) y 10 cm entre el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

Nuevamente se puede apreciar que los resultados mostraron un excelente acuerdo con los calculados utilizando el modelo desarrollado y los obtenidos experimentalmente.

4.2. Varian Clinac iX: Campos de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ y $20 \times 20 \text{ cm}^2$

El hecho de que el phsp derivado de un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ haya podido usarse para simular un campo de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ y la misma energía nominal, obteniendo buenos resultados, se debe al alto grado de homogeneidad en la distribución espacial de fotones del phsp original. Con este mismo criterio, entonces, se procedió a simular campos de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ (figuras 4.7 y 4.8) y $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (figuras 4.9 y 4.10) para los PDDs y perfiles transversales, normalizando nuevamente (en el caso de los perfiles) la dosis en el punto

en la que ésta es máxima. Para ambos tamaños de campo la incerteza promedio fue del orden del 2%.

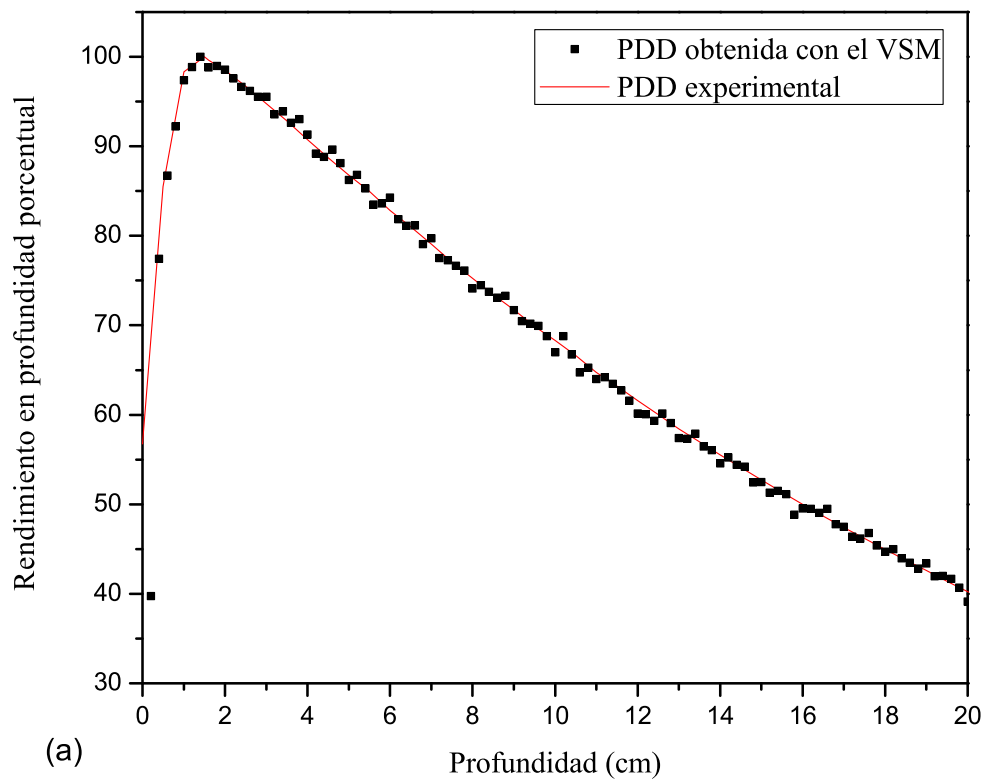


Figura 4.7: Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $15 \times 15 \text{ cm}^2$.

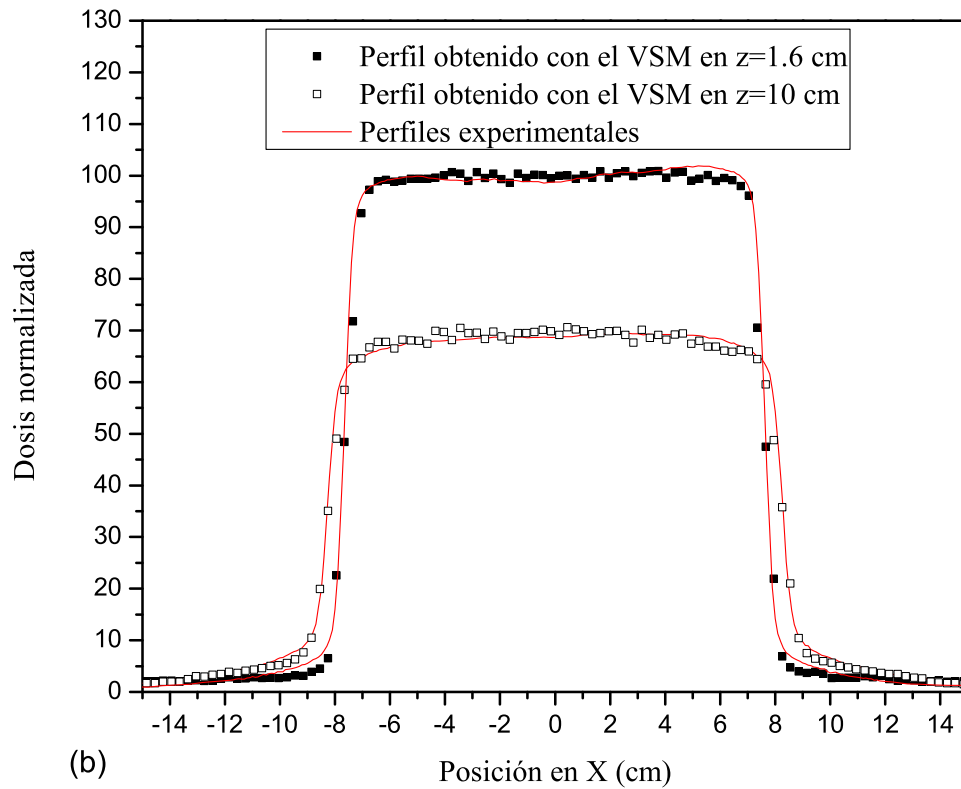


Figura 4.8: Comparación de perfiles de dosis en la profundidad del máximo (1.6 cm) y 10 cm entre el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $15 \times 15 \text{ cm}^2$.

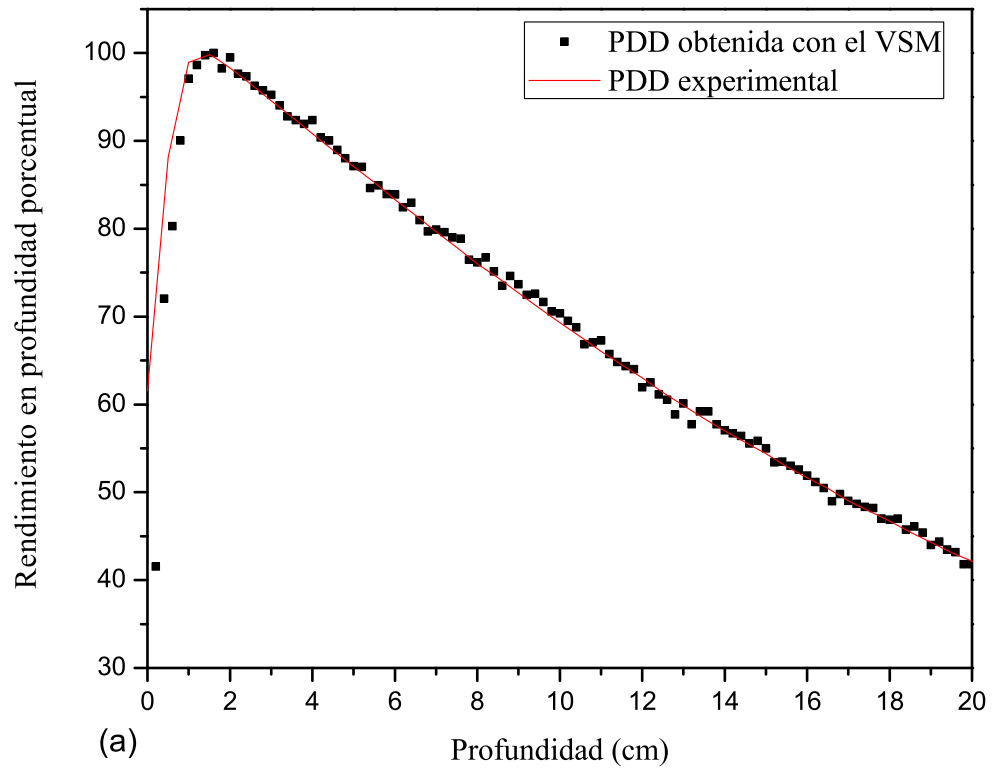


Figura 4.9: Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño del campo: $20 \times 20 \text{ cm}^2$.

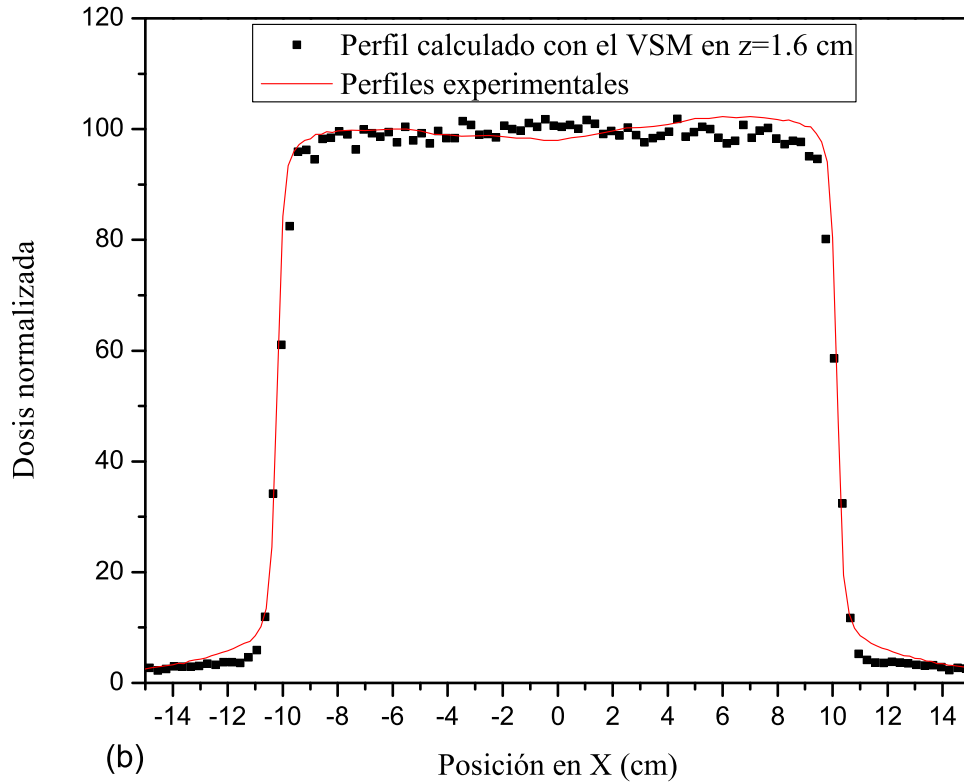


Figura 4.10: Comparación de perfiles para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ entre el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente en la profundidad de dosis máxima.

Respecto a los resultados obtenidos, se puede observar, para el campo de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ que, tanto los perfiles transversales como el PDD muestran un excelente acuerdo con los resultados experimentales, tal como se observó con los campos anteriores. No obstante, en el caso del campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, a primera vista, se puede observar una discrepancia entre los resultados obtenidos con el VSM y los experimentales, en el caso del perfil transversal. Como primer análisis se puede decir que, a medida que el tamaño de campo aumenta, el uso de una única fuente virtual obtenida a partir de un phsp correspondiente a un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, se observa que los resultados obtenidos presentan mayores discrepancias frente a los experimentales. Esto da la pauta de que son necesarias otras consideraciones para englobar las inhomogeneidades geométricas y en el espectro de fotones en el phsp.

4.3. Ampliación del modelo híbrido a un acelerador Siemens Primus

Los resultados anteriores muestran que el modelo propuesto permitió obtener resultados prometedores frente a las mediciones experimentales, excepto para campos grandes, tanto en comparación de dosis absoluta como relativas. Como se mencionó en el capítulo anterior, la principal ventaja de este método es que permite independizarse de la geometría del cabezal de un acelerador de radioterapia. Por lo tanto, se procedió a simular, a partir de un archivo de espacio de fase, un acelerador Siemens Primus, para un campo de fotones de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y 6 MeV de energía nominal.

Nuevamente se consideró una fuente extensa de $0.3 \times 0.3 \times 0.05 \text{ cm}^3$ con un espectro discreto de tres valores de energía 1 MeV, 3 MeV y 5 MeV, y pesos estadísticos de 65.90 % 25.62 % y 8.48 % respectivamente. El número de historias simulados con el VSM fue de 10^9 partículas primarias. Dado que el número de historias del phsp es limitado (1.5×10^7), se recicló (reutilizó) 8 veces el archivo para que la incerteza obtenida en los resultados sea del orden de la obtenida con el VSM.

Las figuras 4.11 y 4.12 muestran los perfiles en la profundidad de máxima dosis y los rendimientos en profundidad porcentual calculados con el VSM y utilizando el phsp de la OIEA. La incerteza promedio alcanzada en las simulaciones fue del orden del 2 %.

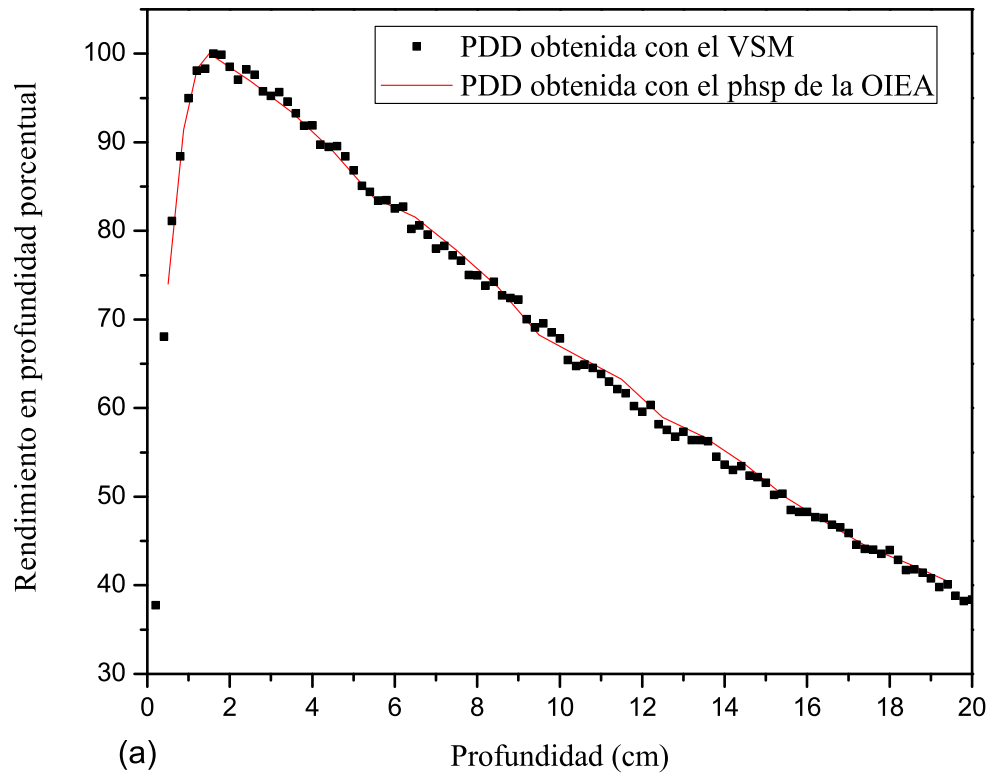


Figura 4.11: Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y un acelerador Siemens Primus.

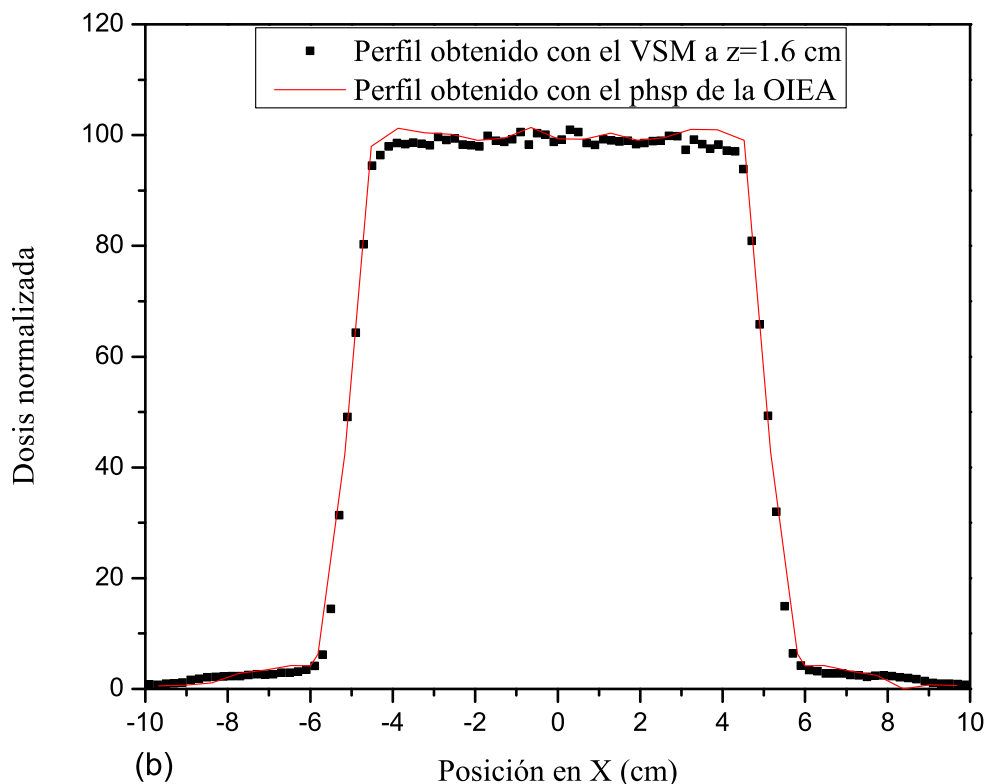


Figura 4.12: Comparación de perfiles para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y un acelerador Siemens Primus entre el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente en la profundidad de dosis máxima.

Tal como se puede observar, pese a que no se contó con resultados experimentales para validar la comparación, los resultados muestran, a primera vista, un muy buen acuerdo entre las curvas. Esto sugiere que el objetivo propuesto inicialmente, de obtener resultados dosimétricos concordantes, independientemente de la geometría del cabezal, es una solución viable.

4.4. Análisis de resultados

La figura 4.13 muestra las variaciones de los índices gamma con el criterio del 3%/3mm y del 2%/2mm para los campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y ambos aceleradores. Para los perfiles del resto de los tamaños de campo calculados anteriormente, se muestran las variaciones de los índices gamma con el criterio del 3%/3mm. Por otro lado, en la

tabla 4.1 se muestran los espesores de cada vóxel utilizados en el cálculo de transporte dentro del fantoma para todos los campos.

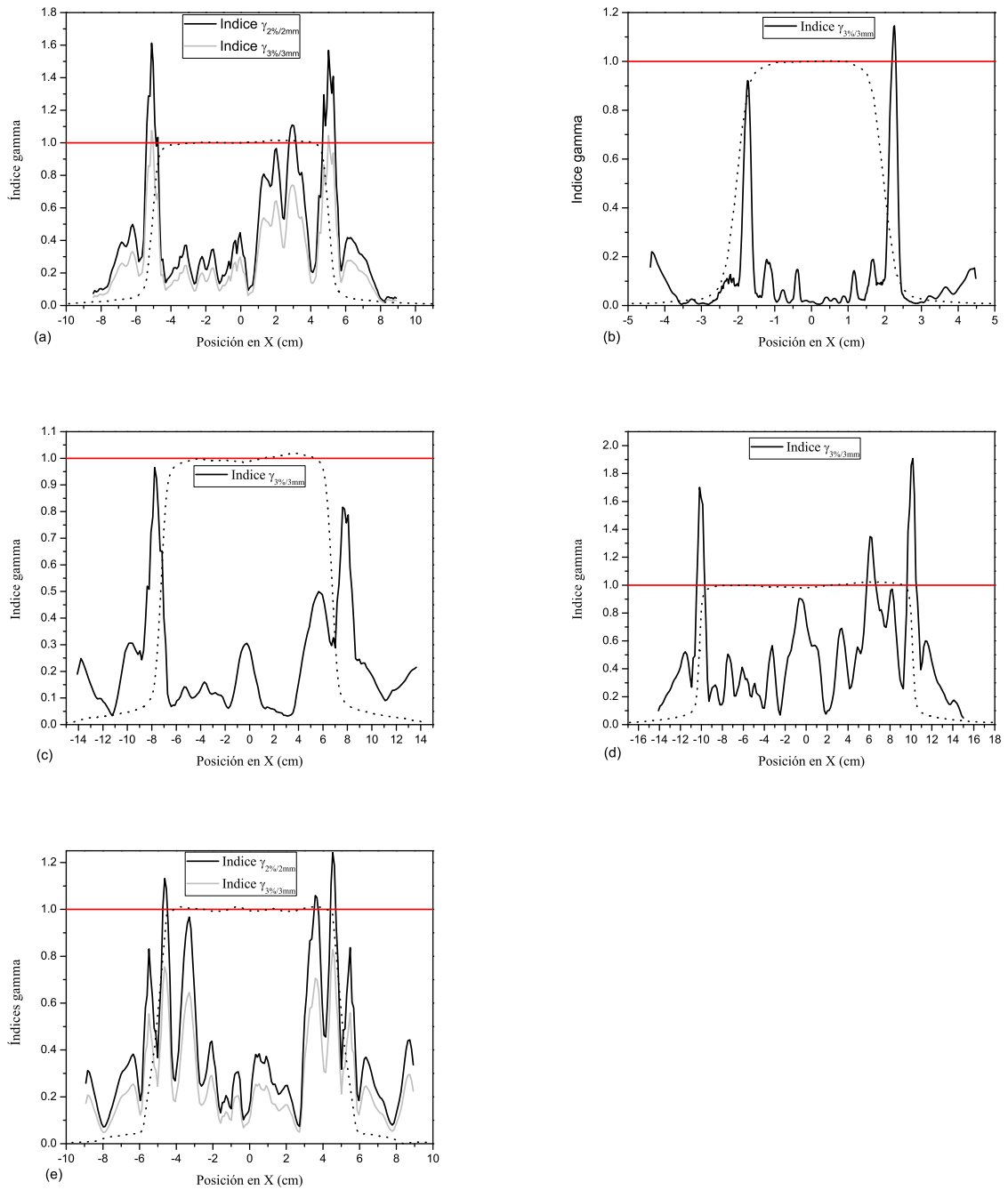


Figura 4.13: Índices gamma con el criterio del 3%/3mm y 2%/2mm para un acelerador varian Clinac iX y tamaño de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (a). Índice con el criterio del 3%/3mm, mismo acelerador y campos de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ (b), $15 \times 15 \text{ cm}^2$ (c) y $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (d). Índices con el criterio del 3%/3mm y 2%/2mm para un acelerador Siemens Primus y un tamaño de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (e). Sobre cada gráfico se muestran, en línea punteada los perfiles experimentales y el obtenido usando directamente el phsp de la OIEA en el caso del acelerador Siemens Primus, todos ellos normalizados a 1 y a 1.6 cm de profundidad. Éstos fueron agregados a fin de identificar el tamaño de campo.

Tamaño de campo	Espesor de vóxel
Perfiles $4 \times 4 \text{ cm}^2$	1 mm
Perfiles $10 \times 10 \text{ cm}^2$	2 mm
Perfiles $15 \times 15 \text{ cm}^2$	2 mm
Perfiles $20 \times 20 \text{ cm}^2$	2 mm
PDDs (todos los tamaños)	2 mm

Tabla 4.1: Espesor de los vóxeles utilizados en el cálculo de dosis

Los tamaños de vóxeles elegidos se deben a que, dado que se utilizó el criterio del $3\%/3 \text{ mm}$ para el índice gamma, fue necesario que éstos sean menores a 3 mm, a fin de no perder exactitud cuando se promedia la dosis en el volumen de detección.

Analizando los gráficos del índice gamma para los campos mencionados, se concluye que, tanto para el perfil de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, como el de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ y $15 \times 15 \text{ cm}^2$, un 99 % de los puntos tienen un $\gamma_{3\%/3\text{mm}} < 1$, mientras que, para el campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, un 90 % de los puntos verificaban el criterio de un $\gamma_{2\%/2\text{mm}} < 1$. Estos resultados muestran que el método desarrollado es válido para la caracterización de los campos anteriormente mencionados.

No obstante, en el caso del campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, se obtuvo que un 91.5 % de los puntos caían dentro del criterio del $\gamma_{3\%/3\text{mm}} < 1$, observándose la mayor discrepancia en la zona de alto gradiente de dosis. Si bien estos resultados son aceptables, queda en evidencia que, a medida que se aumenta el tamaño del campo, una única fuente de fotones resulta insuficiente, debido, principalmente, a que no se toma en cuenta la inhomogeneidad del espectro en un phsp para ese tamaño de campo.

En el caso del campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, para el acelerador Siemens Primus, se observa que el 100 % de los puntos poseen un $\gamma_{3\%/3\text{mm}} < 1$, mientras que un 96 % de los puntos cumplen con el criterio del $\gamma_{2\%/2\text{mm}} < 1$. En el caso del phsp de la OIEA, la varianza latente del mismo es de un 0.11 % (error relativo), mientras que, al reciclar el archivo 8 veces se alcanzó una incerteza del 0.14 % [21].

4.5. Conclusiones parciales

Se implementó un modelo de fuentes virtuales para haces clínicos de fotones basado en el phsp obtenido de la base de datos de la OIEA para aceleradores utilizados en radioterapia. Se calcularon los PDDs y perfiles de dosis para distintos tamaños de campo en un fantoma de agua convencional. El modelo desarrollado se basó en el análisis espectral y espacial de los phsp originales con los que se definió el VSM.

Aunque con la información disponible es posible definir diferentes fuentes virtuales, el objetivo fue el de mantener el modelo tan simple como sea posible, sin implementar en esta etapa una rutina de optimización completa.

El VSM se comparó con cálculos realizados con los phsp para dos modelos de acelerador de la base de datos de la OIEA, así como también con datos experimentales para un Varian Clinac iX y, finalmente, con los resultados obtenidos utilizando directamente el archivo de fase para un acelerador Siemens Primus.

La utilidad del VSM se evaluó analizando el índice gamma, el cual mostró un acuerdo aceptable con los datos experimentales dentro del criterio del 3%/3 mm para prácticamente todos los puntos, y dentro de 2%/2 mm para toda la región de alta dosis en todos los casos, excepto para campos grandes ($20 \times 20 \text{ cm}^2$) [87, 103–106]. Nuestro VSM se adecúa con la definición de un generador de eventos de los phsps disponibles, o una rutina para la reducción de varianza en el que se lleva a cabo un análisis estadístico de los phsps. En este trabajo se realizó un análisis crudo del espectro de energía del phsp y su distribución espacial. Sin embargo, fue suficiente para extraer las principales características físicas del haz incidente, al menos para los tamaños de campo considerados.

La principal ventaja de este modelo por sobre el uso de splitting o reciclado del phsp original, radica en que, al definir un VSM adecuado, pueden agregarse fácilmente estructuras para conformar el haz, como MLC, debajo del diafragma.

Dado que los phsps de la OIEA son calculados justo encima de la superficie de un fantoma de agua (lo cual está bien como método de verificación), no son una fuente adecuada para la planificación real de tratamiento por MC. El objetivo de un VSM sencillo como el que se analizó, no es el de la planificación de un tratamiento directo, pero sí es adecuado para utilizarse como un sistema de verificación independiente de planificación de tratamiento. La disponibilidad de los phsps de la OIEA para diferentes modelos de aceleradores, junto a un VSM que se puede construir a partir de ellos, podría eliminar uno de los mayores problemas en la construcción de un sistema de verificación de la planificación del tratamiento basado en métodos MC, es decir, la escasez de información de la geometría del cabezal de tratamiento y los materiales utilizados para diferentes modelos de aceleradores.

Capítulo 5

Adaptación del modelo híbrido para campos grandes

En el capítulo anterior se pudo observar que, si bien el modelo podía utilizarse como etapa de verificación para la planificación de tratamiento de radioterapia en campos pequeños con un excelente acuerdo, los resultados obtenidos para para campos de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ mostraban algunas discrepancias con los experimentales. Es por ello que se procedió a adaptar el sistema híbrido a campos grandes, a fin de tener en cuenta las inhomogeneidades del espectro de los fotones y así poder utilizarlo para todos los tamaños de campo.

En esta etapa del trabajo se extrajo el espectro de fotones de un phsp de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ a fin de poder extender el VSM implementado a campos mayores. Considerando la posición del phsp (sobre la superficie del fantoma) como el plano de detección, y de la misma manera que se procedió anteriormente, se consideraron tres líneas espectrales para la fuente rectangular anteriormente descrita (1 MeV, 3 MeV y 5 MeV) con pesos obtenidos del análisis de los espectros de los fotones de 76.36 %, 19.36 % y 4.28 % respectivamente. Debido a que el acelerador simulado para la obtención del phsp de la OIEA posee un filtro aplanador [97], se calculó el espectro de un cuadrado de 1 cm^2 en el borde del phsp, a fin de que el efecto de éste sobre la distribución de energía sea el mínimo posible [107, 108].

5.1. Incorporación de un filtro aplanador

En los resultados mostrados en el capítulo anterior se puede observar, en la profundidad de máxima dosis, un perfil plano. No obstante, los resultados experimentales muestran, a la misma profundidad, una mayor dosis en los bordes del perfil que en el eje central, lo cual se debe a la presencia del filtro aplanador. Esta diferencia en la dosis

disminuye con la profundidad, debido a que los fotones que contribuyen a la deposición de dosis en los bordes del perfil son más blandos, mientras que en el centro fueron endurecidos producto de atravesar el filtro. A medida que la profundidad aumenta, la contribución en la dosis será únicamente la de los fotones más duros.

La función del filtro aplanador es la de lograr una intensidad del haz uniforme a lo largo de todo el campo y usualmente está hecho de cobre, tungsteno, aluminio, acero, uranio empobrecido o una combinación de ellos [2, 109].

Es por ello que, en esta etapa, se agregó al modelo un filtro aplanador simplificado para fotones de 6 MeV de energía, a fin de generar el efecto sobre los perfiles de dosis descritos anteriormente. Para ello se modeló un cono circular de 1.1 cm de radio en su base y altura a determinar, sobre un cilindro circular de 1.5 cm de radio y 0.125 cm de alto. La base del mismo se colocó a 12.56 cm de la fuente de fotones. Un esquema del mismo se muestra en la figura 5.1. El material elegido para el filtro fue cobre.

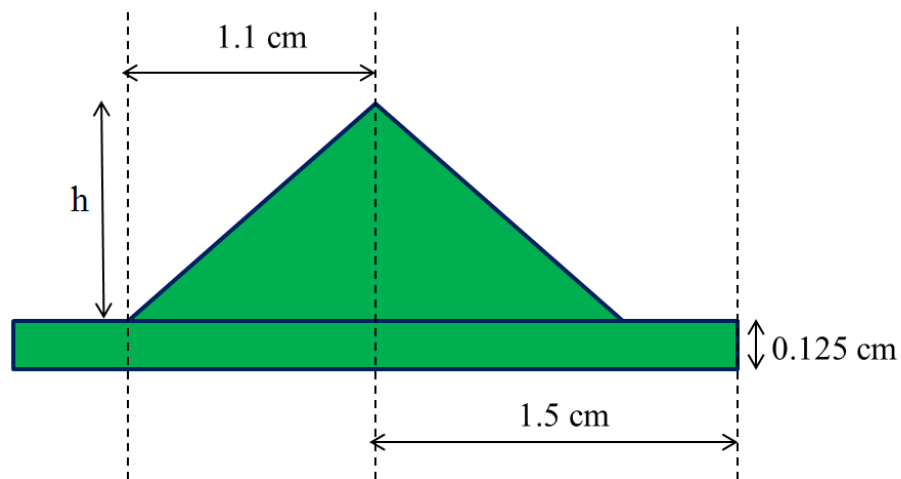


Figura 5.1: Esquema del filtro aplanador con sus dimensiones, incorporado al VSM para la simulación de campos grandes.

5.1.1. Determinación de la altura del filtro

A fin de obtener perfiles de dosis que se ajusten a los experimentales, fue necesario determinar la altura del cono del filtro, para lo que se realizó la siguiente configuración. En un fantoma de agua se calculó la dosis en un cubo de 1 cm^3 de volumen, centrado en la profundidad de máxima dosis y el eje central del campo. Se modelaron 10 filtros con conos de diferentes alturas que iban de $h = 0$ hasta $h = 0.75 \text{ cm}$, en intervalos de 1 mm y 0.5 mm.

Para cada una de estas alturas se calculó la dosis en el volumen descrito, simulando 10^8 fotones primarios. A la dosis donde la altura del filtro aplanador es cero la llamaremos D_0 . Una vez obtenidas el resto de las dosis (a la que llamaremos D_i), se calcularon los cocientes D_i/D_0 . Si bien el número de historias simuladas no es el adecuado para obtener un error porcentual en la simulación del orden del 1 - 2%, resulta suficiente para obtener una curva que muestre la variación de dosis relativa en función de la altura del cono. Finalmente se eligió una función exponencial decreciente para realizar un ajuste de los resultados. Los mismos se muestran en la figura 5.2. La curva de ajuste quedó determinada por la expresión $\frac{D_i}{D_0} = e^{-0.328h}$ y un coeficiente de determinación $R^2 = 0.93$. El error porcentual promedio en cada simulación fue del orden del 4%.

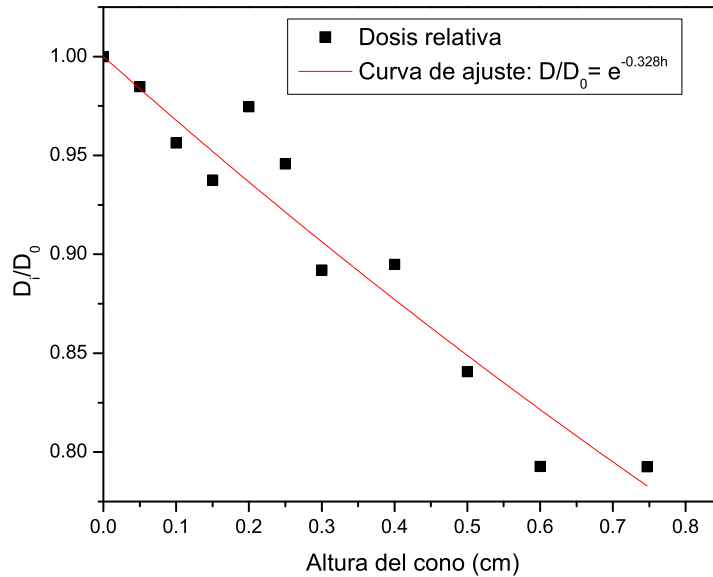


Figura 5.2: Ajuste del cociente D_i/D_0 utilizando una exponencial en función de la altura del cono del filtro aplanador incorporado al VSM.

De esta manera, calculando la diferencia porcentual para un perfil de dosis entre la dosis máxima y la dosis en el centro del perfil, se puede determinar la altura del filtro aplanador para cualquier tamaño de campo partiendo de un único phsp. Con toda la geometría completa se procedió a simular los campos de tamaños $20 \times 20 \text{ cm}^2$, $30 \times 30 \text{ cm}^2$ y $40 \times 40 \text{ cm}^2$, todos ellos para un acelerador Varian Clinac iX.

5.2. Campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$

Con ésta adaptación del modelo híbrido, se procedió a simular el perfil de dosis a 1.6 cm y 10 cm de profundidad y el PDD correspondiente, ajustando el diafragma a un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ sobre la superficie de un fantoma de agua. Para esto se generaron 5×10^9 historias.

Por otra parte, del perfil experimental se determinó que la diferencia de dosis entre el centro y el borde del perfil es en promedio del 3 %, considerando la asimetría que presenta el mismo. Esta diferencia se corresponde a una altura del cono del filtro aplanador de 0.929 mm . Los resultados se muestran en las figuras 5.3 y 5.4. La incerteza porcentual promedio alcanzada en la simulación fue del 1.25 %.

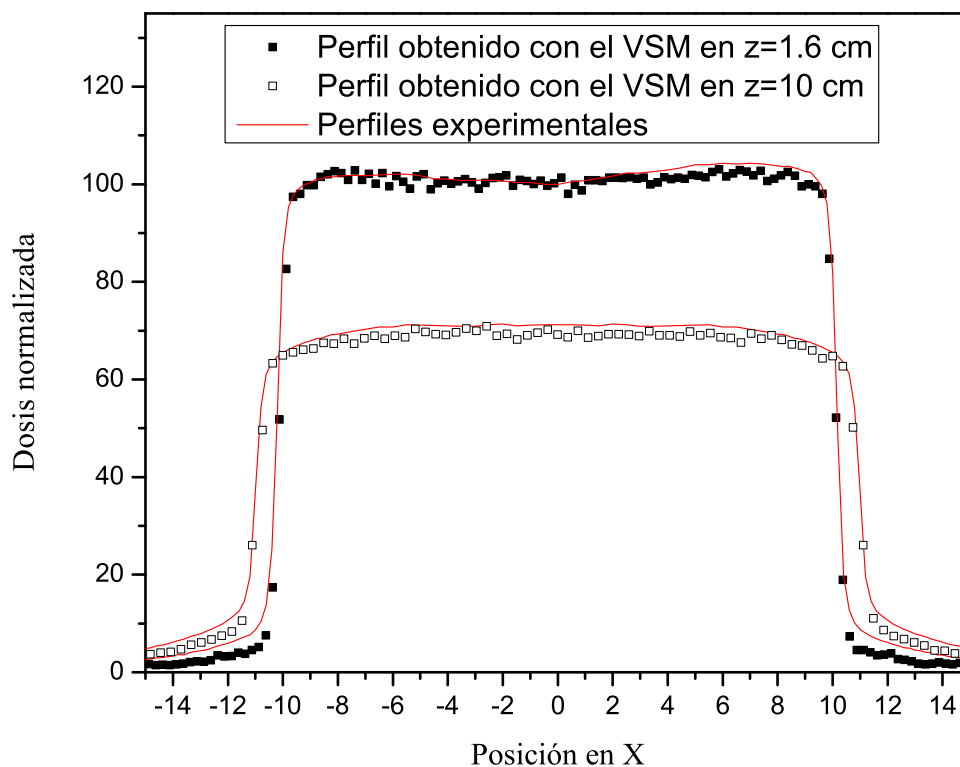


Figura 5.3: Comparación de los perfiles de dosis entre el VSM y resultados obtenidos experimentalmente para profundidades de 1.6 cm y 10 cm. Tamaño de campo: $20 \times 20 \text{ cm}^2$.

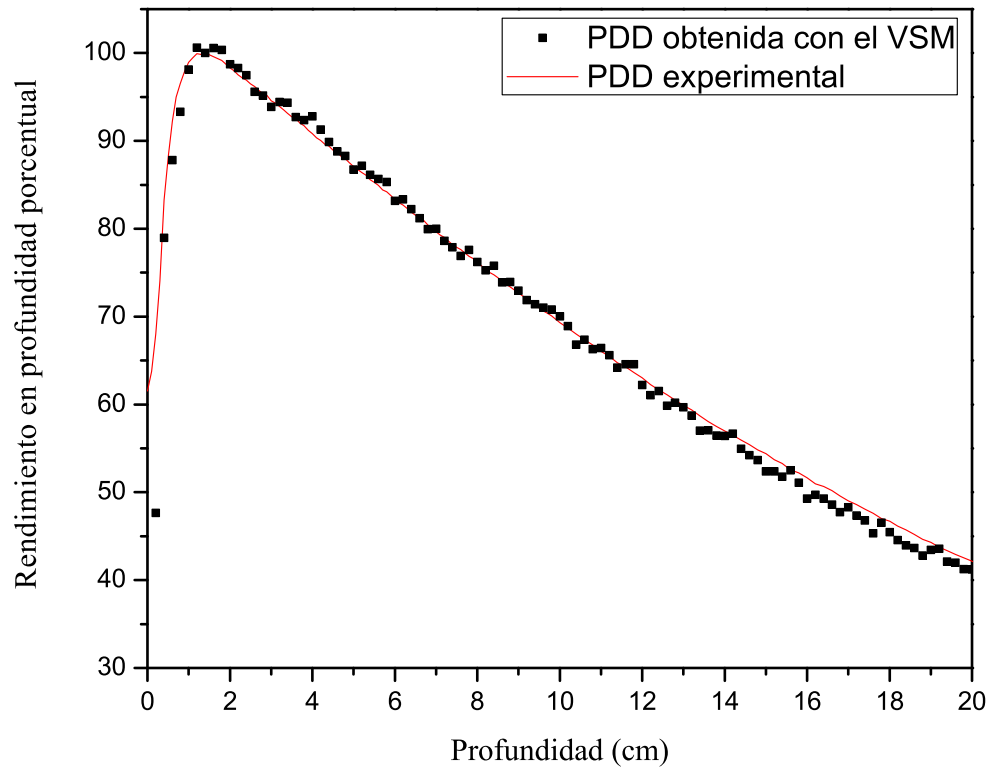


Figura 5.4: Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño de campo: $20 \times 20 \text{ cm}^2$.

Los resultados obtenidos mostraron, en una primer observación, un muy buen acuerdo con los resultados experimentales para ambas profundidades. En la figura 5.5 se muestra una comparación entre los perfiles obtenidos con y sin el filtro aplanador a 1.6 *cm* de profundidad.

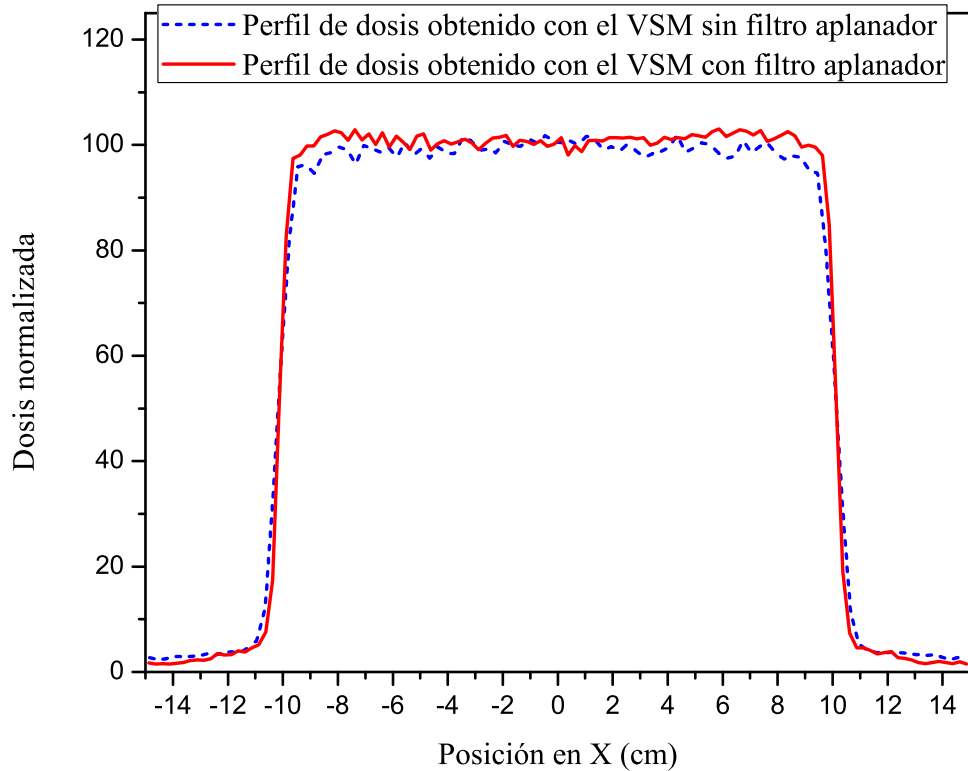


Figura 5.5: Comparación de los perfiles obtenidos con el VSM para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ con filtro aplanador y sin él.

En este gráfico se puede observar que la diferencia entre ambos perfiles se vuelve muy notoria en la región del máximo de dosis, donde en los resultados obtenidos en el capítulo anterior muestran una gran discrepancia con los obtenidos al incorporar al modelo híbrido una estructura que simule un filtro aplanador. En este último caso se puede apreciar la disminución característica de la dosis en el centro del perfil. En vista de que los resultados obtenidos son alentadores, se procedió a simular campos de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ y $40 \times 40 \text{ cm}^2$ a fin de que el modelo sea válido para todos los tamaños.

5.3. Campos de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ y $40 \times 40 \text{ cm}^2$

A continuación se muestran los perfiles de dosis y PDDs obtenidos por el VSM y los resultados experimentales para un campo de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ (figs. 5.6 y 5.7) y otro de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ (figs. 5.8 y 5.9). Para el campo de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ se simularon 5×10^9 historias

nuevamente a profundidades de 1.6 cm y 10 cm, y con una diferencia de dosis entre el centro del perfil y el máximo del orden del 3 %, se utilizó el mismo filtro aplanador que en el campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Para el de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ se simularon 9×10^9 historias. En este último se utilizó un filtro aplanador de 1.886 mm de altura, valor que se corresponde a una diferencia de dosis en el perfil del orden del 6 %. Para el campo de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ la incerteza porcentual promedio alcanzada fue del 1.2 % y para el campo de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ del 2 %.

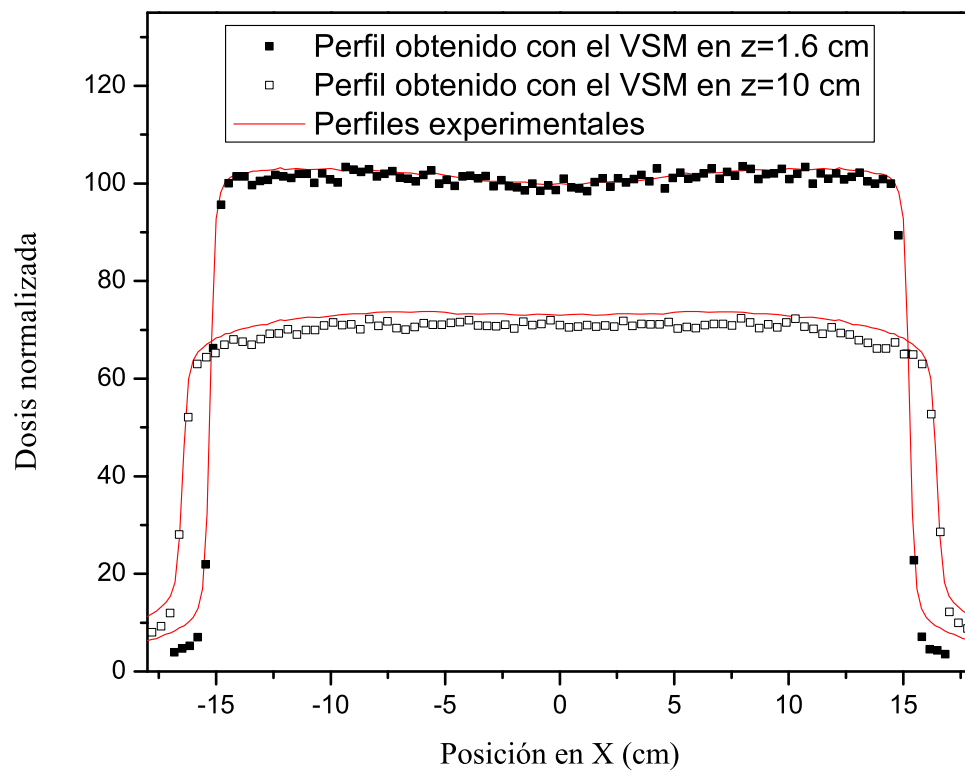


Figura 5.6: Comparación de los perfiles de dosis entre el VSM y resultados obtenidos experimentalmente para profundidades de 1.6 cm y 10 cm. Tamaño de campo: $30 \times 30 \text{ cm}^2$.

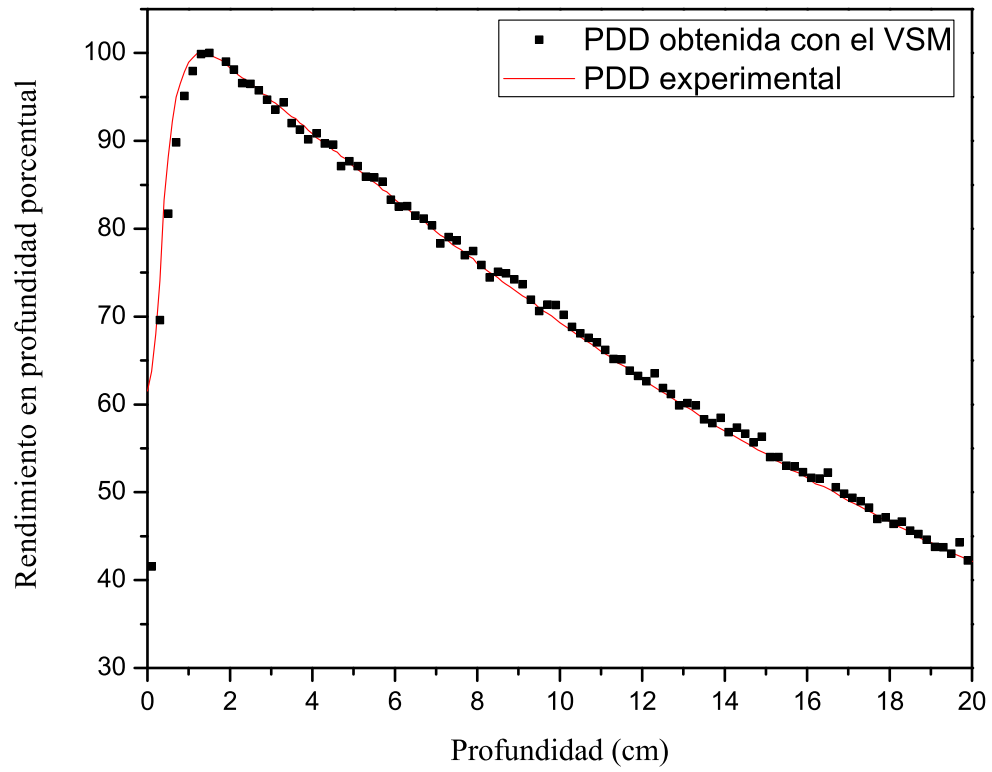


Figura 5.7: Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño de campo: $30 \times 30 \text{ cm}^2$.

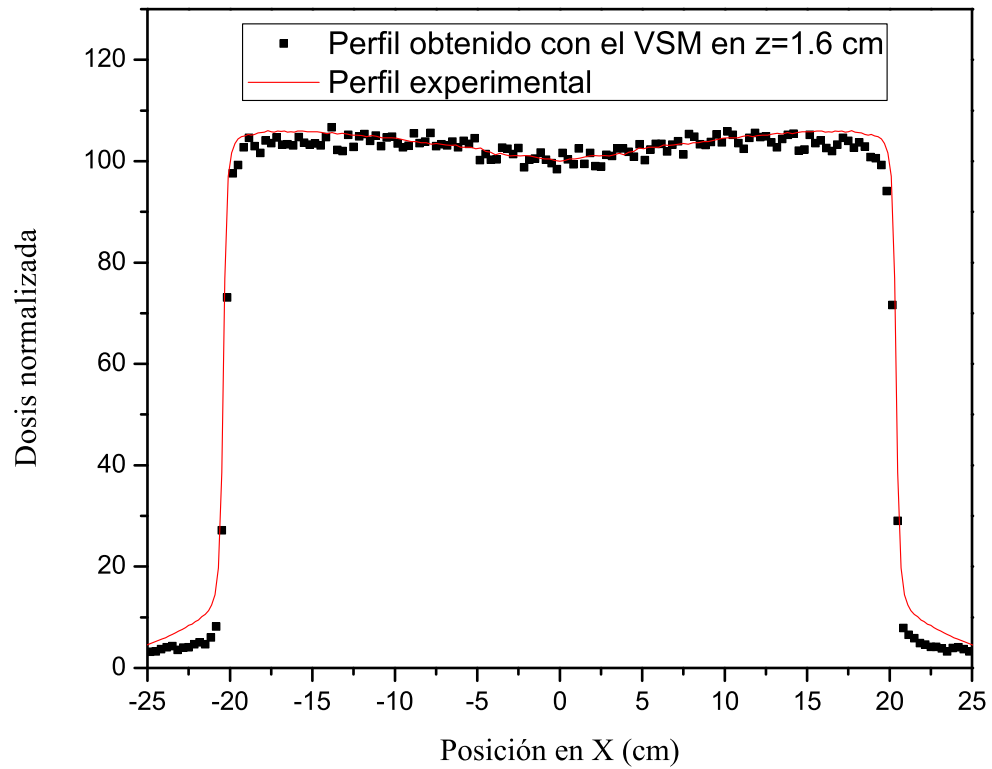


Figura 5.8: Comparación de los perfiles de dosis entre el VSM y resultados obtenidos experimentalmente a 1.6 cm de profundidad. Tamaño de campo: $40 \times 40 \text{ cm}^2$.

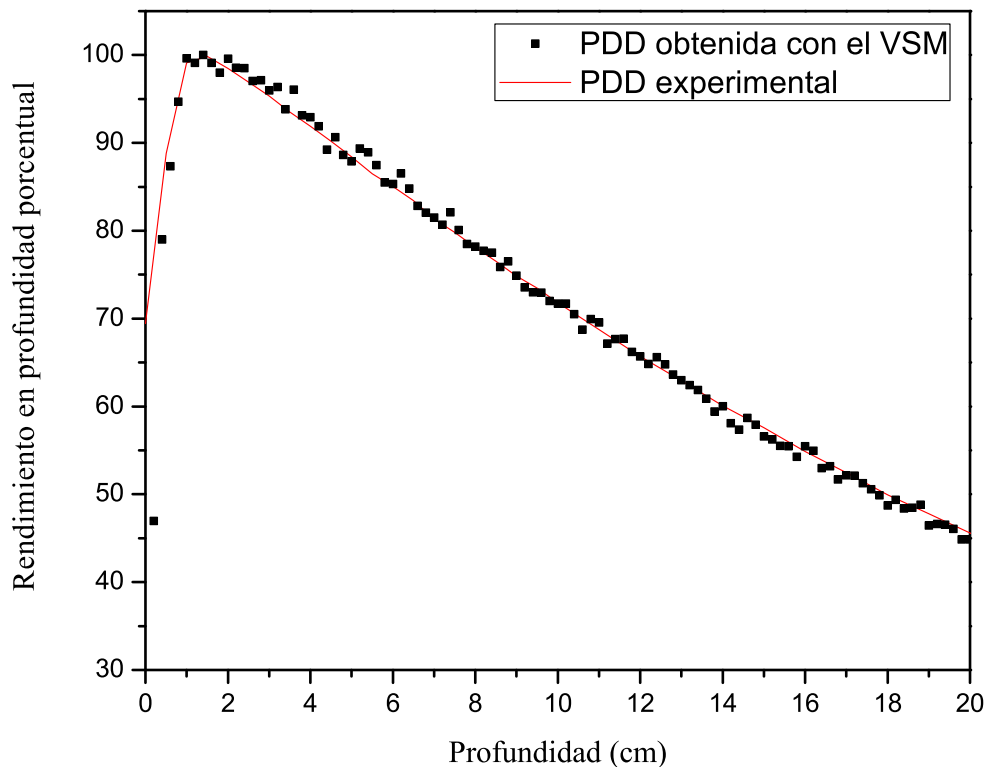


Figura 5.9: Rendimientos en profundidad porcentual para el VSM y los resultados obtenidos experimentalmente. Tamaño de campo: $40 \times 40 \text{ cm}^2$.

Puede observarse que, para ambos tamaños de campo, tanto los perfiles como los PDDs muestran un muy buen acuerdo con los resultados experimentales. En el caso de los perfiles, como un primer análisis, puede mencionarse que la elección del filtro aplanador, ajustado a las diferencias de dosis, funciona adecuadamente a los fines de modelar la forma característica de los perfiles ante la presencia del filtro. Por otra parte, en la región del perfil donde comienza a crecer la dosis, puede observarse que existe una diferencia notable entre los resultados obtenidos con el VSM y los experimentales. Esto indica que en el modelo no se toma en cuenta completamente la contaminación electrónica producto del scattering con las distintas componentes del acelerador.

5.4. Análisis de resultados

La figura 5.10 muestra las variaciones de los índices gamma con el criterio del 3%/3 mm para los perfiles de dosis para los campos de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, $30 \times 30 \text{ cm}^2$ y $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Por otra parte, en la tabla 5.1 se muestran los espesores de cada vóxel utilizados en el cálculo de transporte dentro del fantoma para todos los campos.

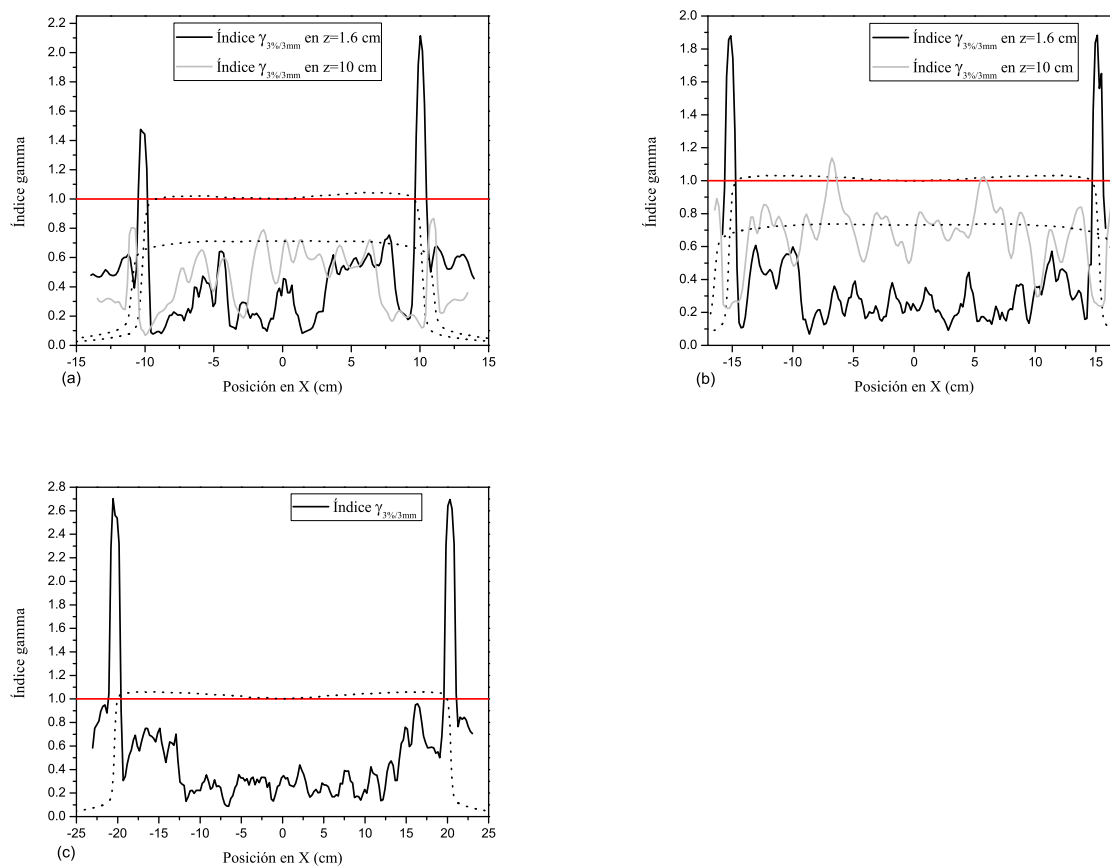


Figura 5.10: Índices gamma con el criterio del 3%/3mm para un acelerador varian Clinac iX y tamaños de campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ en las profundidades de 1.6 cm y 10 cm (a), $30 \times 30 \text{ cm}^2$ en las mismas profundidades (b) y $40 \times 40 \text{ cm}^2$ a 1.6 cm de profundidad (c). En cada gráfico se muestra, en línea punteada, cada perfil experimental, todos ellos normalizados a 1 y a 1.6 cm de profundidad. Éstos fueron agregados a fin de identificar el tamaño de campo.

Tamaño de campo	Espesor de vóxel
Perfiles $20 \times 20 \text{ cm}^2$	2 mm
Perfiles $30 \times 30 \text{ cm}^2$	3 mm
Perfiles $40 \times 40 \text{ cm}^2$	3 mm
PDDs (todos los tamaños)	2 mm

Tabla 5.1: Espesores de los vóxeles utilizados en el cálculo de dosis

Analizando los gráficos para los índices gamma, se observa que, tanto en el campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ como el de $30 \times 30 \text{ cm}^2$, un 95 % de los puntos cumplen con el criterio del 3 %/3mm en la profundidad del máximo de dosis. En el caso de 10 cm de profundidad, el 100 % de los puntos cumplen con el criterio para el primer tamaño de campo y el 96.8 % para el segundo. Para el campo de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, un 93.6 % de los puntos lo verifican.

Por un lado, puede observarse que, para el campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, hay una mayor cantidad de puntos dentro del criterio del 3 %/3mm respecto del mismo campo sin el filtro aplanador (ver figura 5.11). Es precisamente en la sección de alta dosis que se puede observar la mayor diferencia, donde el perfil se ajusta perfectamente con el obtenido experimentalmente. A partir de los gráficos se puede apreciar que el porcentaje de datos que verifican el criterio seleccionado, es similar en todos los tamaños de campo, observándose que la discrepancia entre los resultados obtenidos con el VSM y los experimentales se encuentran en la región donde comienza a crecer la dosis.

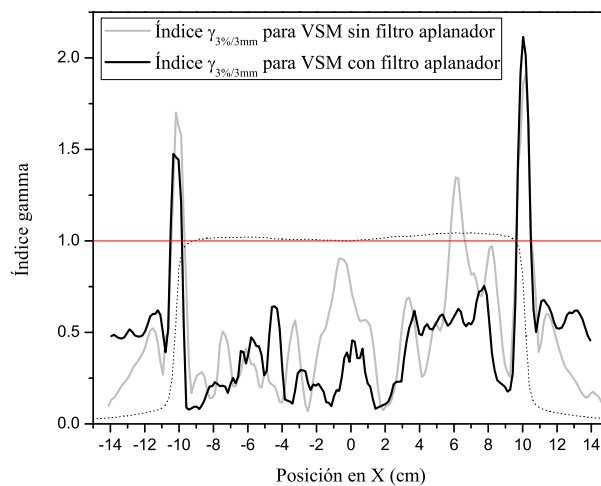


Figura 5.11: Comparación de los índices γ con el criterio del 3 %/3mm para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$.

En una irradiación convencional, a medida que se aumenta la apertura de los jaws, mayor cantidad de fotones colisionan con las diferentes estructuras geométricas, generando contaminación electrónica que contribuyen a la deposición de dosis en aquellas regiones que no se encuentran “iluminadas” por el haz primario, efecto que no puede simularse con una única fuente de fotones, tal como propone el modelo híbrido desarrollado [110–112]. No obstante, el intervalo de confianza del 95 % requerido en un tratamiento convencional indica que el VSM propuesto es válido para la caracterización de un acelerador de radioterapia [53–56].

5.5. Conclusiones parciales

En este capítulo se modificó el modelo híbrido para ampliarlo a campos de tratamiento grandes. A fin de mantener el modelo lo más simple posible, al VSM descrito en los capítulos anteriores se le agregó un filtro aplanador para poder simular la forma característica que presentan los perfiles de dosis experimentales.

De la misma manera que en el capítulo anterior, la utilidad del VSM se evaluó analizando el índice gamma, que mostró un buen acuerdo con los resultados experimentales dentro del criterio del 3%/3mm para una gran parte de los puntos, principalmente en la región de alta dosis, el cual depende directamente de la forma del filtro aplanador. Por otro lado, en los bordes del perfil, la dosis del perfil experimental es notablemente mayor a la obtenida con el VSM, lo cual sugiere la incapacidad de una única fuente para simular todas las contribuciones del scattering de los fotones con las diferentes estructuras del acelerador.

No obstante, pese a la simplicidad del modelo y al hecho de haber realizado un análisis simple del espectro de los fotones, esto fue suficiente para obtener resultados acordes a los obtenidos experimentalmente dentro de los intervalos de confianza recomendados.

La capacidad de simular todos los tamaños de campo para un acelerador clínico, permite obtener un modelo híbrido que funcione como un mecanismo completo y sencillo para utilizarse como sistema de verificación independiente de la geometría del cabezal de tratamiento, permitiendo adaptarlo a las técnicas de radioterapia convencionales.

Capítulo 6

Conclusiones generales y perspectivas a futuro

En este trabajo se implementó un modelo de fuentes virtuales para haces clínicos de fotones basado en los archivos de espacio de fase obtenidos de la base de datos de la OIEA para aceleradores utilizados en radioterapia.

En una primera etapa se procedió a obtener el espectro de los fotones para un acelerador Varian Clinac iX, una energía de 6 MV y un tamaño de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Con éste se procedió a crear un modelo híbrido sencillo, que consistió en una fuente extendida y un diafragma de tungsteno de apertura variable que permitió, además de regular el tamaño del campo, simular la contaminación electrónica y generar una región de penumbra.

A fin de determinar el espectro de la fuente, se consideraron 1, 3 y 15 líneas de energía (energía media para el caso de un solo valor de energía, y momentos superiores para el resto). Se simularon los PDDs para cada distribución y se encontró que, tanto para 3 como para 15 valores de energía no hubo diferencia en los resultados obtenidos, por lo cual se consideraron solo 3 valores a fin de mantener el modelo tan simple como sea posible.

Posteriormente se calcularon los PDDs y perfiles de dosis para distintos tamaños de campo en un fantoma de agua convencional y los resultados se compararon con datos experimentales para un acelerador Varian Clinac iX. Posteriormente se amplió el modelo a un acelerador Siemens Primus y, al no contar con mediciones experimentales, los resultados fueron comparados con los obtenidos utilizando directamente el `phsp` de la OIEA para este acelerador.

La utilidad del VSM se evaluó analizando el índice gamma, el cual mostró un acuerdo aceptable con los datos experimentales dentro del criterio del 3%/3 mm para prácticamente todos los puntos, y dentro de 2%/2 mm para toda la región de alta dosis

en todos los casos, excepto para campos grandes ($20 \times 20 \text{ cm}^2$).

La discrepancia entre los resultados obtenidos con el VSM y los experimentales que aumenta a medida que se incrementa el tamaño de campo, puede justificarse, en parte, por la inhomogeneidad en el espectro de energía de los fotones que comienza ser significativa para campos grandes. Estas diferencias hicieron necesaria una modificación en el VSM a fin de adaptarlo a tamaños mayores.

En una segunda etapa se partió nuevamente de un phsp de la base de datos de la OIEA para un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, obteniéndose de éste el espectro de fotones. Se utilizó la misma fuente que en el caso anterior y se incorporó al modelo un filtro aplanador de dimensiones variables, de manera tal que el perfil obtenido se adecue con los experimentales. Posteriormente, se procedió a simular los perfiles de dosis y PDDs para tamaños de campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, $30 \times 30 \text{ cm}^2$ y $40 \times 40 \text{ cm}^2$.

Los resultados obtenidos de esta modificación mostraron un buen acuerdo con los experimentales. Particularmente, los perfiles de dosis mostraron un excelente acuerdo en la región de alta dosis, con el 100 % de los puntos allí contenidos dentro del criterio de un índice gamma del 3 %/3mm. No obstante, si se considera todo el perfil, en los bordes del mismo, se observa una apreciable diferencia entre ambos, lo cual sugiere que una única fuente de fotones podría no ser suficiente para simular todas las contribuciones en la dosis del scattering de las partículas con las diferentes partes de la geometría de un cabezal de tratamiento. Pese a esto, los puntos que caen dentro del criterio seleccionado se adecuan a la tolerancia recomendada en radioterapia.

Los phsps del OIEA son calculados en la superficie de un fantoma de agua, lo cual es útil para verificación de puesta en funcionamiento de un acelerador de tratamiento, pero no constituye una fuente adecuada para la realización de una planificación real de tratamiento por Monte Carlo. El objetivo principal de la propuesta para un VSM sencillo es el de adecuarlo para que pueda utilizarse como un sistema de verificación independiente de planificación de tratamiento. La disponibilidad de los phsps de la OIEA para diferentes modelos de aceleradores, junto a un VSM que se puede construir a partir de ellos, podría eliminar uno de los mayores problemas en la construcción de un sistema de verificación de la planificación del tratamiento basado en métodos Monte Carlo, que es el de la falta de información de la geometría del cabezal de tratamiento y los materiales utilizados para diferentes modelos de aceleradores.

El VSM desarrollado se adecua con la definición de un generador de eventos de los phsps disponibles, o una rutina para la reducción de varianza en la que se lleve a cabo un análisis estadístico de los mismos. Si bien el análisis de los espectros de energía de los phsp fue realizado de una manera sencilla, fue suficiente para extraer las principales

características físicas del haz incidente, al menos para tamaños de campo menores a $20 \times 20 \text{ cm}^2$, en los cuales no se presentan variaciones espaciales significativas de la distribución de energía de los fotones. Dado que con el modelo híbrido implementado es posible simular todos los tamaños de campo (al menos hasta $40 \times 40 \text{ cm}^2$) con un buen acuerdo dentro de los criterios de calidad establecidos, su principal ventaja radica en que puede utilizarse a futuro como una verdadera técnica de verificación de TPS, incorporando al VSM estructuras de modulación del haz, tal como MLC, cuñas, compensadores, etc. y poder adaptarlo a técnicas actuales como IMRT, RT 3D, μ IMRT, entre otras.

Por otro lado, debido a la simplicidad del modelo y su excelente acuerdo con los resultados experimentales, éste podría utilizarse a futuro como técnica de verificación en dosimetría de campos pequeños, así como también en tratamientos utilizando aceleradores sin filtro aplanador (FFF) y en cálculos de factores de salida, que son de suma importancia en dosimetría [107, 108, 113–116].

Bibliografía

- [1] Johns HE and Cunningham JR. *The physics of radiology*, Charles C. Thomas Publisher, 1983.
- [2] Khan FM. *The Physics of Radiation Therapy*, Lippincott Williams & Wilkins, 2010.
- [3] Bentel CG. *Radiation Therapy Planning*, McGraw Hill, 1992.
- [4] Raju MR. *Heavy Particle Radiotherapy*, Academic Press, 1980.
- [5] Hayward E and Hubbell J. The albedo of various materials for 1-MeV photons, *Phys Rev* 1954; **93**, 955.
- [6] Berger MJ and Seltzer SM. *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*, NASA SP-3012; 1964.
- [7] Berger MJ and Seltzer SM. Electron and Photon Transport Programs: I. Introduction and Notes on Program DATAPAC 4; II. Notes on Program ETRAN-IS, *Report NBS 9836 and 9837*; 1968.
- [8] Ford RL and Nelson WR. The EGS Code System: Computer Programs for the Monte Carlo Simulation of Electromagnetic Cascade Showers (Version 3), *report SLAC-2010*; 1978.
- [9] Thompson WL. MCNP - A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport. A Summary, *report LA-7396-M*; 1979.
- [10] Andreo P. Monte Carlo Simulation of Electron Transport in Water. Absorbed Dose and Fluence Distributions, *report FANZ/80/3*; 1980.
- [11] Berger MJ. *Methods in Computational Physics vol. 1*, Academic Press Inc., 1963.
- [12] Fernández-Varea JM, Mayol R, Baró J and Salvat F. On the theory and simulation of multiple elastic scattering of electrons. *Nucl Instrum Meth B* 1993; **73 (4)**: 447-473.
- [13] Kawrakow I and Bielajew AF. On the condensed history technique for electron transport. *Nucl Instrum Meth B* 1998; **142 (3)**: 253-280.

- [14] Salvat F. Simulation of electron multiple elastic scattering. *Radiat Phys Chem* 1998; **53 (3)**: 247-256.
- [15] Andreo P and Brahme A. Restricted energy loss straggling and multiple scattering of electrons in mixed Monte Carlo procedures. *Radiat Res* 1984; **100 (1)**: 16-29.
- [16] Andreo P. Monte Carlo techniques in medical radiation physics. *Med Phys Biol* 1991; **36 (7)**: 861-920.
- [17] Capote R, Jeraj R, Ma CM, Rogers DWO, Sánchez-Doblado F, Sempau J, Seuntjens J and Siebers JV. Phase-Space database for external beam radiotherapy. *Summary report of a consultants' meeting*. International Atomic Energy Agency. Vienna 2006.
- [18] Salvat F, Fernández-Varea JM and Sempau J. *PENELOPE-2011: A code system for Monte Carlo simulation of Electron and Photon Transport*. Workshop Proceedings. Barcelona. Nuclear Energy Agency 2011.
- [19] Bush K, Zavgorodni SF and Beckham WA. Azimutal particle redistribution for the reduction of latent phase-space variance in Monte Carlo simulations. *Phys Med Biol*. 2007; **52(14)**: 4345-60.
- [20] Ezzati AO and Sohrabpour M. Analysis of latent variance reduction methods in phase space Monte Carlo calculations for 6, 10 and 18 MV photons using MCNP code. *Nucl Instrum Methods A* 2013; **701**: 93-98.
- [21] Sempau J, Sánchez-Reyes A, Salvat F, Oulad ben Tahar H, Jiang SB, Fernández-Varea JM. Monte Carlo simulation of electron beams from an accelerator head using PENELOPE. *Phys Med Biol* 2001; **46(4)**: 1163-86.
- [22] Baró J, Roteta M, Fernández-Varea JM and Salvat F. Analytical cross sections for Monte Carlo simulation of Photon Transport. *Radiat Phys Chem* 1994; **44(5)**: 531-52.
- [23] Benedito E, Fernández-Varea JM and Salvat F. Mixed simulation of the multiple elastic scattering of electrons and positrons using partial-wave differential cross-sections. *NIM B* 2001; **174 (1-2)**: 91-110.
- [24] A. Badal i Soler, *Development of advanced geometric models and accelerator techniques for Monte Carlo simulation in Medical Physics*, Doctoral Dissertation, Universitat Politècnica de Catalunya, 2008.
- [25] Sempau J, Badal A and Brualla L. A PENELOPE-based system for the automated Monte Carlo simulations of clinacs and voxelized geometries-application to far-from-axis fields. *Med Phys* 2011; **38 (11)**: 5887-95.
- [26] International Commission on Radiation Units and Measurements. *Stopping Powers for Electrons and Positrons*. ICRU report 37; 1984.

- [27] Kawrakow I and Rogers DWO. *The EGSnrc Code System: Monte Carlo simulations of electron and photon transport*. Technical report PIRS-701 revL, 2000.
- [28] Rogers DWO, Walters B and Kawrakow I. *BEAMnrc Users Manual*. NRCC Report PIRS-0509, 2013.
- [29] Walters B, Kawrakow I and Rogers DWO. *DOSXYZnrc Users Manual*. NRCC Report PIRS-794revB, 2009.
- [30] Wright HA, Magee JL, Hamm RN, Chatterjee A, Turner JE and Klots CE. Calculations of physical and chemical reactions produced in irradiated water containing DNA. Technical Report. Symposium on Microdosimetry. 1985, Toulouse, Francia.
- [31] Olive PL. The role of dna single and double-strand breaks in cell killing by ionizing radiation. *Radiation Research* 1998; **150** (5): 42-51.
- [32] Kiefer J. *Biological Radiation Effects*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990.
- [33] United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. *Sources and Effects of Ionizing Radiation*, UNSCEAR 2000 Report, 2000.
- [34] Bergonié J and Tribondeau L. Interpretation of Some Results of Radiotherapy and an Attempt at Determining a Logical Technique of Treatment. *Radiation Research* 1959; **11**(4): 587-588.
- [35] Thoraesus R. A study of the ionization method for measuring the intensity and absorption of x-rays and of different filters used in therapy. *Acta Radiol* 1932; **15**.
- [36] National Council on Radiation Protection and Measurements. *Recommendations on Limits for Exposure to Ionizing Radiation*. NCRP Report 91, 1987.
- [37] International Commission on Radiological Protection. *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection* ICRP report 26, 1977.
- [38] International Commission on Radiological Protection. *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection* ICRP report 60, 1990.
- [39] Bragg WH. *Studies in Radioactivity*. Macmillan, 1912.
- [40] Gray LH. An ionization method for the absolute measurement of gamma-ray energy. *Proc R Soc* 1936; A156-578.
- [41] Nahum AE. Dosimetry in radiotherapy. IAEA-SM-298/81. *Proc Symp Int Atomic Energy Agency*. 1988; 1-87.
- [42] Sánchez-Doblado F, Capote C, Leal A, Roselló JV, Lagares JI, Arráns R and Hartmann GH. Microionization chamber for reference dosimetry in IMRT verification: clinical implications on OAR. *Phys Med Biol* 2005; **50** (5): 959-970.

- [43] Snow JR, Micka JA and DeWerd LA. Microionization chamber air-kerma calibration coefficients as a function of photon energy for x-ray spectra in the range of 20-250 kVp relative to ^{60}Co . *Med Phys* 2013; **40** (4): 041711-1 - 5.
- [44] Czarnecki D and Zink K. Monte Carlo calculated correction factors for diodes and ion chambers in small photon fields. *Phys Med Biol* 2013; **58** (8): 2431-44.
- [45] Charles PH, Cranmer-Sargison G, Thwaites DI, Crowe SB, Kairn T, Knight RT, Kenny J, Langton CM and Trapp JV. A practical and theoretical definition of very small field size for radiotherapy output factor measurements. *Med Phys* 2014; **41** (4): 041707-1 - 8.
- [46] Wangler TP *RF Linear accelerators*, Wiley-VCH, 2008.
- [47] Wideröe R. Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen. *Arch Elektrotec* 1928; **21** (4): 387-406.
- [48] Chodorow M, Hansen WW, Kyhl RL, Neal RB, and Panofsky WKH. Stanford high-energy linear electron accelerator. *Rev Sci Instrum* 1955; **26**: 134-204.
- [49] Day MJ. A note on the calculation of dose in x-ray fields. *Br J Radiol* 1950; **23**(270): 368.
- [50] Jones DEA. A note on back-scatter and depth doses for elongated rectangular x-ray fields. *Br J Radiol* 1949; **22**(258): 342.
- [51] Batho HF, Theimer O and Theimer R. A consideration of equivalent circle method of calculating depth doses for rectangular x-ray fields. *J Can Assoc Radiol.* 1956; **7**: 51.
- [52] Sterling TD, Perry H and Katz I. Derivation of a mathematical expression for the percent depth dose surface of cobalt 60 beams and visualization of multiple field dose distributions. *Br J Radiol.* 1964; **37**: 544.
- [53] International Commission on Radiation Units. *Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X-or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures.* ICRU report 24. Washington DC: 1976:54.
- [54] International Commission on Radiation Units. *Use of Computers in External Beam Radiotherapy Procedures with High Energy Photons and Electrons.* ICRU report 42. Washington DC: 1988.
- [55] Lee WR. Reporting of Uncertainty at the 2013 Annual Meeting of the American Society for Radiation Oncology. *Int J Radiat Oncol, Biol Phys* 2013; **89**(1): 222-223.
- [56] Klawikowski SJ, Zeringuer C, Wootton LS, Ibbott GS and Beddar S. Preliminary evaluation of the dosimetric accuracy of the *in vivo* plastic scintillation detector OARtrac system for prostate cancer treatments. *Phys Med Biol.* 2014; **59**; N27-N36.

- [57] American Association of Physicists in Medicine. *Physical Aspects of Quality Assurance in Radiation Therapy*. Report No. 13; 1984.
- [58] Austin-Seymour MM, Chen GTY, Castro JR, Saunders WM, Pitluck S, Woodruff KH and Kessler M. Dose volume histogram analysis of liver radiation tolerance. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1986; **12 (1)**:31-35.
- [59] Drzymala RE, Mohan R, Brewster L, Chu J, Goitein M, Harms W and Urie M. Dose-volume histograms. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1991; **21 (1)**: 71-78.
- [60] Grimm J, LaCouture T, Croce R, Yeo I, Zhu Y and Xue J. Dose tolerance limits and dose volume histogram evaluation for stereotactic body radiotherapy. *J appl clin med phys* 2011; **12 (2)** 267-292.
- [61] Langer M, Brown R, Urie M, Leong J, Stracher M and Shapiro J. Large scale optimization of beams weights under dose-volume restrictions. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1990; **18 (4)**: 887-893.
- [62] Rosen I, Lane R, Morill S and Belli J. Treatment plan optimization using linear programming. *Med Phys* 1991; **18 (6)**: 1201-1210.
- [63] Miften M, Das S, Su M and Marks L. A dose-volume-based tool for evaluating and ranking IMRT treatment plans. *J Appl Clin Med Phys* 2004; **5 (4)**: 1-14.
- [64] Wu Q, Mohan R, Morris M, Lauve A and Schmidt-Ullrich R. Simultaneous integrated boost intensity-modulated radiotherapy for locally advanced head-and-neck squamous cell carcinomas. I: Dosimetric results. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 2003; **56 (2)**: 573-585.
- [65] Yoon M, Park SY, Shin D, Lee SB, Pyo HR, Kim DY and Cho KH. A new homogeneity index based on statistical analysis of the dose-volume histogram. *J Appl Clin Med Phys* 2007; **8 (2)**: 9-17.
- [66] Van Dyk J, Barnett RB, Cygler JE and Shragge PC. Commissioning and quality assurance of treatment planning computers. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1993; **23 (2)**: 261-273.
- [67] Hogstrom KR, Mills MD, Meyer JA, Palta JR, Mellenberg DE, Meoz RT and Fields RS. Dosimetric evaluation of a pencil-beam algorithm for electrons employing a two-dimensional heterogeneity correction. *Int J Radiat Oncol, Biol Phys* 1984; **10(4)**: 561-569.
- [68] Harms WB, Low DA, Purdy JA and Wong JW. A software tool to quantitatively evaluate 3D dose calculation algorithms. *Med Phys* 1998; **25(10)**: 1830-36.
- [69] Dahlin H, Lamm IL, Landberg T, Levernes S and Ulso N. User requirements on CT based computerized dose planning systems in radiotherapy. *Acta Radiol Oncol*. 1983; **22(5)**: 397-415.

- [70] Shiu AS, tung S, Hogstrom KR, Wong JW, Gerber RL, Harms WB, Purdy JA, Ten Haken RK, McShan DL and Fraass BA. Verification data for electron beam dose algorithms. *Med Phys*. 1992; **19**(**3**): 623-636.
- [71] Cheng A, Harms WB, Gerber RL, Wong JW and Purdy JA. Systematic verification of a three-dimensional electron beam dose calculation algorithm. *Med Phys*. 1996; **23**(**5**): 685-693.
- [72] Low DA, Harms WB, Mutic S and Purdy JA. A technique for de quantitative evaluation of dose distributions. *Med Phys* 1998; **25** (**5**): 656-661.
- [73] Rogers DWO. The Role of Monte Carlo Simulation of Electron Transport in Radiation Dosimetry. *Int J Appl Radiat Isot* 1991; **42** (**10**): 965-974.
- [74] Deasy JO, Almond PR and McEllistrem MT. The spectral dependence of electron central-axis depth-dose curves. *Med Phys* 1994; **21** (**9**): 1369-1376.
- [75] Deasy JO, Almond PR and McEllistrem MT. Measured electron energy and angular distributions from clinical accelerators. *Med Phys* 1996; **23** (**5**): 675-684.
- [76] Sikora M and Alber M. A virtual source model of electron contamination of a therapeutic photon beam. *Phys Med Biol* 2009; **54** (**24**): 7329-7344.
- [77] Yang J, Li JS, Quin L, Xiong W, Ma CM. Modelling of electron contamination in clinical photon beams for Monte Carlo dose calculation. *Phys Med Biol* 2004; **49** (**12**): 2657-2673.
- [78] Verhaegen F. and Seuntjens J. Monte Carlo modeling of external radiotherapy photon beams. *Phys Med Biol* 2003, **48** (**21**): R107-R164.
- [79] Siggel M., Ziegenhein P., Nill S. and Oelfke U. Boosting runtime-performance of photon pencil beam algorithms for radiotherapy treatment planning. *Physica Medica* 2012, **28** (**4**): 273-280.
- [80] Abella V, Miró R, Juste B and Verdú G. 3D dose distribution calculation in a voxelized human phantom by means of Monte Carlo method. *Appl Radiat Isot*. 2010; **68**(**4-5**): 709-713
- [81] Ma CM and Rogers DWO. *Beam characterization: a multiple-source model*. Technical Report PIRS-509d, 1995.
- [82] Ma CM, Faddegon BA, Rogers DWO and Mackie TR. Accurate characterization of Monte Carlo calculated electron beams for radiotherapy. *Med Phys* 1997; **24** (**3**): 401-416.
- [83] Ma CM. Characterization of computer simulated radiotherapy beams for Monte Carlo treatment planning. *Radiat Phys Chem* 1998; **53** (**3**): 329-344.

- [84] Sikora M, Dohm O and Alber M. A virtual photon source model of an Elekta linear accelerator with integrated MLC for Monte Carlo based dose calculation. *Phys Med Biol* 2007; **52 (15)**: 4449-4463.
- [85] Liu HH, Mackie TR and McCullough EC. A dual source photon beam model used in convolution/superposition dose calculations for clinical megavoltage x-ray beams. *Med Phys* 1997; **24 (12)**: 1960-1974.
- [86] Jiang SB, Kapur A and Ma CM. Electron beam modeling and commissioning for Monte Carlo treatment planning. *Med Phys* 2000; **27 (1)**: 180-191.
- [87] Fippel M. Fast Monte Carlo dose calculation for photon beams based on the VMC electron algorithm. *Med Phys* 1999; **26 (8)**: 1466-1475.
- [88] Ahnesjö A, Knöös T and Montelius A. Application of the convolution method for calculation of output factors for therapy photon beams. *Med Phys* 1992; **19 (2)**: 295-301.
- [89] Yu MK and Sloboda R. Analytical representation of head scatter factors for shaped photon beams using a two-component x-ray source model. *Med Phys* 1995; **22 (12)**: 2045-2055.
- [90] Zhu TC and Bjärngård BE. The fraction of photons undergoing head scatter in x-ray beams. *Phys Med Biol* 1995; **40 (6)**: 1127-1134.
- [91] Yang Y, Xing L, Boyer AL, Song Y and Hu Y. A three-source model for the calculation of the head scatter factors. *Med Phys* 2002; **29 (9)**: 2024-2033.
- [92] Fippel M, Haryanto F, Dohm O and Nüsslin F. A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation. *Med Phys* 2003; **30 (3)**: 301-311.
- [93] Carletti C, Meoli P. and Cravero WR. A modified simulated annealing algorithm for parameter determination for a hybrid virtual model. *Phys Med Biol* 2006; **51 (16)**: 3941-3952.
- [94] Rucci A, Carletti C, Cravero W and Strbac B. Use of IAEA phase-space files for the implementation of a clinical accelerator virtual source model. *Physica Medica* 2014; **30**: 242-248.
- [95] Cortés-Giraldo MA, Quesada JM, Gallardo MI and Capote R. An implementation to read and write IAEA phase-space files in GEANT4-based simulations. *Int J Radiat Biol* 2012; **88 (1-2)**: 200-208.
- [96] Martínez-Rovira I, Duch MA, Fernández-Varea JM y Sempau J. Adaptación de penEasy/PENELOPE para el uso de la base de datos del OIEA sobre espacios de fase de aceleradores lineales y unidades de cobaltoterapia. *Revista de Física Médica* 2008; **9 (3)**: 133-136.

- [97] Hedin E, Bäck A, Swanpalmer J and Chakarova R. Monte Carlo simulation of linear accelerator Varian Clinac iX. *Excerpt of report MFT-Radfys* 2010:01.
- [98] Kron T, Elliot A and Metcalfe P. The penumbra of a 6-MV x-ray beam as measured by thermoluminescent dosimetry and evaluated using an inverse square root function. *Med Phys* 1993; **20** (5): 1429-1438.
- [99] Cheung T, Butson MJ and Yu PKN. Measurement of high energy x-ray beam penumbra with Gafchromic EBT radiochromic film. *Med Phys* 2006; **33** (8): 2912-2914.
- [100] Thompson CM, Weston SJ, Cosgrove VP and Thwaites DI. A dosimetric characterization of a novel linear accelerator collimator. *Med Phys* 2014; **41** (3): 031713.
- [101] Paynter D, Weston SJ, Cosgrove VP, Evans JA and Thwaites DI. Beam characteristics of energy-matched flattening filter free beams. *Med Phys* 2014; **41** (5): 052103.
- [102] Ver <http://www.multidata-systems.com/website/waterphantom-dosimetry/index.html>
- [103] Jarry G. and Verhaegen F. Patient-specific dosimetry of conventional and intensity modulated radiation therapy using a novel full Monte Carlo phase space reconstruction method from electronic portal images. *Phys Med Biol* 2007, **52** (8): 2277-2299.
- [104] Edimo P., Clermont C., Kwato MG. and Vynckier S. Evaluation of a commercial VMC++ Monte Carlo based treatment planning system for electron beams using EGSnrc/BEAMnrc simulations and measurements. *Physica Medica* 2009, **25**: 111-121.
- [105] Chow JCL., Jiang R. and Leung MKK. Dosimetry of oblique tangential photon beams calculated by superposition/convolution algorithms: a Monte Carlo evaluation. *J of appl clin med phys* 2011, **12** (1): 108-121.
- [106] Edimo P, et al., Validation of XiO Electron Monte Carlo-based calculations by measurements in a homogeneous phantom and by EGSnrc calculations in a heterogeneous phantom, *Physica Medica* 2013; **29** 631-638.
- [107] Pönisch F, Titt U, Vassiliev ON, Kry SF and Mohan R. Properties of unflattened photon beams shaped by a multileaf collimator. *Med Phys* 2006; **33** (6): 1738-1746.
- [108] Tsiamas P, Sajo E, Cifter F, Theodorou K, Kappas C, Makrigiorgos M, Marcus K and Zygmanski P. Beam quality and dose perturbation of 6 MV flattening-filter-free linac. *Physica Medica* 2014; **30** (1): 47-56.
- [109] Podgorsak EB, Rawlinson JA and Johns HE. X-ray depth doses from linear accelerators in the energy range from 10 to 32 MeV. *Am J Roentgenol Radium Ther Nucl Med* 1975; **123** (1): 182-191.

- [110] Mackie TR, Scrimger JW and Battista JJ. A convolution method of calculating dose for 15-MV x rays. *Med Phys* 1985; **12** (2): 188-196.
- [111] Butson MJ, Mathur JN and Metcalfe PE. Skin dose from radiotherapy X-ray beams: The influence of energy. *Australas Radiol* 1997; **41** (2) 148-150.
- [112] Ding GX. Energy spectra, angular spread, fluence profiles and dose distributions of 6 and 18 MV photon beams: results of Monte Carlo simulations for a Varian 2100EX accelerator. *Phys Med Biol* 2002; **47** (7): 1025-1046.
- [113] Kragl G, Wetterstedt S, Knäus B, Lind M, McCavana P, Knöös T, McClean B and Georg D. Dosimetric characteristics of 6 and 10 MV unflattened photon beams. *Radiother Oncol* 2009; **93** (1): 141-146.
- [114] Francescon P, Cora S and Satarino N. Calculation of $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations. *Med Phys* 2011; **38** (12): 6513-6527.
- [115] Cranmer-Sargison G, Weston S, Evans JA, Sidhu NP and Thwaites DI. Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization. *Phys Med Biol* 2012; **57** (16): 5141-5153.
- [116] Charles PH, Crowe SB, Kairn T, Knight RT, Hill B, Kenny J, Langton CM and Trapp JV. Monte Carlo-based diode design for correction-less small field dosimetry. *Phys Med Biol* 2013; **58** (13): 4501-4512.

Trabajos relacionados con esta tesis

Publicaciones en revistas internacionales con referato

1. *Use of IAEA's phase-space files for the implementation of a clinical accelerator virtual source model.*
A. Rucci, C. Carletti, W. Cravero, B. Strbac.
Physica Medica 30 (2014) 242-248.

Comunicaciones a congresos con referato

1. *Implementación y uso de espacios de fase de la base de datos de OIEA en cálculos dosimétricos con PENELOPE.*
A. Rucci, C. Carletti, W. Cravero.
XXVI Jornadas de Oncología, Instituto de Oncología Ángel H. Roffo, Buenos Aires, 13 al 16 de septiembre de 2011.
2. *Uso de los archivos de espacio de fase de la OIEA para la implementación de un sistema de fuentes virtuales.*
A. Rucci, C. Carletti, W. Cravero, B. Strbac.
4° Congreso de radioquimioterapia y Braquiterapia y 7° Jornada de Física Médica, Córdoba, Junio de 2013.
3. *Aceleradores Virtuales a partir de Espacios de Fase de la OIEA.*
A. Rucci, C. Carletti, W. Cravero.
12° Congreso Argentino de Física Médica, 1° Congreso de Física Médica de las Américas & 1° Congreso de Medicina Nuclear y Diagnóstico por Imágenes de la AATMN, Buenos Aires, Mayo de 2014.

Presentaciones en congresos y jornadas

1. *Simulación del cálculo dosimétrico utilizando el código Monte Carlo PENELOPE y los espacios de fase de la base de datos de la OIEA.*
A. Rucci, C. Carletti, W. Cravero.
XII Reunión de la Sociedad Uruguaya de Física y 96º Reunión Nacional de Física, Montevideo, Uruguay, Setiembre 2011.
2. *Uso de los espacios de fase de la base de datos de la OIEA para la creación de un modelo de fuentes virtuales para aceleradores clínicos.*
A. Rucci, C. Carletti, W. Cravero, B. Strbac.
97º Reunión Nacional de Física, Villa Carlos Paz, Setiembre de 2012.
3. *Modelo híbrido de fuentes virtuales para haces clínicos de fotones: comparación dosimétrica absoluta y relativa.*
A. Rucci, C. Carletti, W. Cravero, B. Strbac.
98º Reunión Nacional de Física, San Carlos de Bariloche, Setiembre de 2013.