

See discussions, stats, and author profiles for this publication at: <https://www.researchgate.net/publication/307907224>

Virtual source model for Monte Carlo calculations in external radiotherapy with photon beams

Thesis · April 2015

CITATIONS

0

READS

1,128

1 author:



[Wilfredo Gonzalez](#)

University of Malaga

28 PUBLICATIONS 176 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)

Some of the authors of this publication are also working on these related projects:



Proton and heavy ions minibeam radiation therapy and grid therapy [View project](#)



X-rays Minibeam Radiation Therapy [View project](#)

Modelo de fuentes virtuales para cálculos Monte Carlo en radioterapia externa con haces de fotones



Wilfredo González Infantes

Tesis de doctorado

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Universidad de Granada

Granada, marzo de 2015

Editorial: Universidad de Granada. Tesis Doctorales
Autor: Wilfredo González Infantes
ISBN: 978-84-9125-112-5
URI: <http://hdl.handle.net/10481/40211>

*A mis hijos, a mi madre y a la memoria del doctor por la Universidad de
Camagüey “Wilfredo González Cué”.*

Agradecimientos

Aunque este trabajo se ha desarrollado en el Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Granada, no quiero dejar pasar por alto las personas de otras instituciones que han contribuido en mi formación como físico médico.

Quiero agradecer a mis excompañeros del Departamento de Radioterapia y Medicina Nuclear del Hospital General Docente Dr. Ernesto Guevara de la Serna, donde empecé este camino: Rafael Fornaris, Luis Sánchez, Armando Paz, Deisy Rodríguez, Amalia Pérez, Mercedes Roca, Roberto Nagarian, Angel Franco y Aldo Gamboa. Al profesor Javier Rodríguez de la Facultad de Ciencias Médicas Dr. Zoilo Marinello Vidaurreta y demás compañeros de estas dos instituciones que aportaron tanto en mi formación. A mi gran amigo y antiguo profesor de esta facultad Juan Alberto Leyva Cruz por su apoyo y colaboración en las investigaciones y por haber compartido gran parte de mi camino en la formación como físico.

Al profesor Rodolfo Alfonso Laguardia y demás físicos médicos del Departamento de Radioterapia del Instituto Nacional de Oncología y Radiobiología no solo por colaborar con las medidas experimentales en esta investigación, sino también, por haberme motivado y por despertar mi interés hacia los algoritmos de cálculo por Monte Carlo en radioterapia.

Al programa de becas de Alto Nivel para América Latina (ALBAN) por financiar el proyecto de investigación “*Simulación Monte Carlo de haces de fotones estrechos*”, con la beca No. E06D100777CU.

A mis compañeros de los cursos de doctorado (Agustín, Uriel, Richard, Cristina y Gloria) por su aporte no solo en el ámbito académico y muy especialmente a mis dos grandes amigas por su apoyo personal y por su colaboración en el trabajo Paola Andrea Mayorga Sierra e Ix Berenice García Ferreira.

A mis amigos y compañeros estudiantes de doctorado y posdoctorado de la Universidad de Granada (Juanma, Juan, Jordi, Peter, Rodri, Manu, Kate, Javi, Moy, Luis, Rafa y Remi), los que han soportado mis charlas del café no tan científicas y me han acompañado en los momentos de alegría y en los momentos menos alegres.

A Román Harmansa, Aldo Barreras, Manuel Viches y Lorenzo Brualla por facilitarme información relativa a los aceleradores lineales y al sistema de colimación terciario estudiados en este trabajo.

Al Dr. Francisco Góngora y al Dr. Adérito Barbosa de la clínica CROASA en Málaga, los cuales me transmitieron información para comprender mejor las técnicas empleadas en los tratamientos de Radiocirugía Estereotáxica y colaboraron con medidas experimentales.

A los físicos e informáticos de Técnicas Radiofísicas en la ciudad de Zaragoza y especialmente a Ana Millán por permitirme entender y aportar un granito de arena en la implementación de un algoritmo Monte Carlo para el cálculo con electrones dentro del sistema de planificación de tratamientos PCRT.

Agradezco también al Dr. José Manuel Udías del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad Complutense de Madrid y al Dr. Pedro Guerra de la Universidad Politécnica de Madrid por intercambiar ideas que han sido de utilidad en esta investigación, en el marco del proyecto “*ENTERPRASE Investigaciones en tecnologías de tratamiento guiado por imagen y simulación para una práctica clínica segura*”.

A los doctores Damián Guirado y Salvador García Pareja los cuales han colaborado con intervenciones oportunas durante las reuniones científicas del grupo de física médica.

Al Dr. Pedro Galán y demás físicos médicos del Hospital Universitario Carlos Haya de Málaga por colaborar con el aporte de medidas experimentales utilizadas en la investigación.

A mi compañera de departamento e investigación la Dra. Marta Anguiano Millán.

Agradezco especialmente a mi director el Dr. Antonio Miguel Lallena Rojo, que comenzó ayudándome cuando aún no me conocía personalmente, y facilitó resolver los problemas pertinentes para incorporarme al programa de doctorado, por haber prestado especial interés en mi ingreso como investigador en los proyectos que me han permitido realizar esta tesis, por sus oportunas sugerencias en la investigación, por su dedicación en la revisión y corrección de los artículos científicos y en este libro.

Dejando a un lado el mundo académico, me gustaría agradecer a Laura por escuchar mis prolongados comentarios referidos a la investigación. A mi hermano Yovi por su apoyo a mi madre y a mis hijos estando yo tan distante.

En especial,

a mis hijos, Erne y Edu,

y a mi madre, Ada,

por el apoyo y el cariño constante.

Índice general

Listado de abreviaturas	VII
Índice de figuras	IX
Índice de tablas	XIII
Introducción	1
1. Aceleradores lineales de uso clínico en modo fotones	7
1.1. Descripción general de un linac	7
1.2. Geometrías de los cabezales	10
1.2.1. Blanco	10
1.2.2. Colimador Primario	11
1.2.3. Filtro aplanador	13
1.2.4. Cámara de ionización de monitorización	13
1.2.5. Colimadores secundarios ajustables	15
2. Códigos de simulación Monte Carlo	17
2.1. El código PENELOPE	18
2.2. El código DPM	22
2.3. Promedios estadísticos y sus incertidumbres	25

3. Modelo de fuentes de fotones	27
3.1. Distribuciones espaciales de las fuentes	29
3.2. Espectros de energía de las fuentes de fotones	39
3.3. Validación del modelo de fuentes de fotones	44
4. Modelo de fuentes de electrones contaminantes	57
4.1. Distribución espacial de las fuentes de electrones	58
4.2. Espectro de energía de la fuente de electrones	64
4.3. Evaluación de los modelos	67
5. Radiocirugía estereotáxica	77
5.1. Colimador micro-multilámina dinámico	79
5.2. Modelo de fuentes en SRS	87
6. Conclusiones y perspectivas	93
A. Magnitudes dosimétricas en la descripción de un haz de fotones	97
A.1. Porcentaje de dosis en profundidad	97
A.2. Calidad del haz	97
A.3. Perfiles de dosis	99
A.4. Tolerancias en el cálculo de la dosis	100
B. Publicaciones y comunicaciones	103
Bibliografía	105

Listado de abreviaturas

DMLC Colimador micro-multilámina dinámico (*Dynamic micro-multileaf collimator*)

EPID Dispositivo electrónico de imagen portal (*Electronic portal imaging devices*)

IMRT Terapia con radiación de intensidad modulada (*Intensity-modulated radiation therapy*)

MC Monte Carlo

MLC Colimador multilámina (*Multileaf collimator*)

PDD Porcentaje de dosis en profundidad (*Percentage depth dose*)

SCD Distancia fuente-cámara (*Source to chamber distance*)

SRS Radiocirugía estereotáctica (*Stereotactic radiosurgery*)

SSD Distancia fuente-superficie (*Source to surface distance*)

TPR Razón tejido-maniquí (*Tissue-phantom ratio*)

TPS Sistema de planificación de tratamientos (*Treatment planning systems*)

Índice de figuras

1.1. Esquema que representa los componentes fundamentales de un acelerador lineal de uso clínico	8
1.2. Esquema de los elementos principales de los cabezales de los linacs estudiados en este trabajo.	11
1.3. Blanco del linac Mevatron	12
1.4. Esquema de los colimadores primarios	13
1.5. Esquema de los filtros aplanadores.	14
2.1. Esquema que representa el efecto global de las colisiones blandas entre dos eventos duros por el método de <i>random-hinge</i>	20
3.1. Modelo del campo visual	32
3.2. Fluencia de fotones relativa en el plano del isocentro	35
3.3. Distribuciones de intensidad relativa para la fuente primaria	36
3.4. Distribuciones de intensidad relativa para la fuente de dispersión	38
3.5. Función de corrección de los hombros de los perfiles de fotones	38
3.6. Espectro de energía de la fuente primaria en el eje del haz	41
3.7. Energía promedio de los fotones primarios en función del ángulo polar.	42
3.8. Promedio de la distribución de energía de los fotones primarios.	43
3.9. Porcentaje de dosis en profundidad y perfiles transversales de fotones, para el Elekta Precise a 6 MV.	47
3.10. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales de fotones, para el Elekta Precise a 15 MV.	48

3.11. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales de fotones, para el Varian Clinac a 6 MV.	49
3.12. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales de fotones, para el Varian Clinac a 18 MV.	50
3.13. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales de fotones, para el Siemens Mevatron KDS a 6 MV.	51
3.14. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales de fotones, para el Siemens Mevatron KDS a 18 MV.	52
4.1. Fluencia de electrones en $z = 100$ cm, normalizada a la fluencia máxima para el campo de mayor tamaño	60
4.2. Función de corrección de hombros de la fuente de electrones, comparación con fuente de fotones primaria	61
4.3. Función de corrección de hombros de la fuente de electrones	62
4.4. Distribución espacial de los electrones debajo del filtro aplanador	63
4.5. Resultados del ajuste de los valores de $\sigma(E)$	63
4.6. Espectros de energía de los electrones para los campos de mayor tamaño a 100 cm de la fuente	65
4.7. Correlación entre los parámetros de los espectros de energía.	67
4.8. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales calculados para las fuentes de electrones para el linac Elekta Precise a 6 MV	70
4.9. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales calculados para las fuentes de electrones para el Elekta Precise a 15 MV	71
4.10. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales calculados para las fuentes de electrones para el Varian Clinac a 6 MV	72
4.11. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales calculados para las fuentes de electrones para el Varian Clinac a 18 MV	73
4.12. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales calculados para las fuentes de electrones para el Siemens Mevatron a 6 MV	74
4.13. Porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales calculados para las fuentes de electrones para el Siemens Mevatron a 18 MV	75
5.1. linac Precise	78
5.2. DMLC estudiado	78

5.3. Esquema del DMLC simulado	80
5.4. Resultados del estudio de la transmisión	82
5.5. Comparación de los factores de campo experimentales y simulados . .	84
5.6. Estudio de los campos regulares utilizando el haz sintonizado	85
5.7. Estudio del campo de $7 \times 7 \text{ cm}^2$ con el haz sintonizado	86
5.8. Comparación de las curvas de PDD y los perfiles simulados utilizando el PSF del haz sintonizado y el modelo de fuentes	88
5.9. Estudio de los campos regulares utilizando el VSM con PENELOPE . .	89
5.10. Estudio de los campos regulares utilizando el VSM con DPM	91
A.1. Configuración experimental para la determinación del PDD	98
A.2. Configuración experimental para la determinación de $\text{TPR}_{20,10}$	98
A.3. Esquema de las regiones de un perfil de dosis en profundidad	100
A.4. Regiones con diferentes capacidades de precisión para el cálculo de dosis en haces de fotones.	101

Índice de tablas

1.1. Materiales de los elementos que conforman los cabezales estudiados . . .	12
1.2. Posiciones de los colimadores secundarios.	15
2.1. Parámetros del código PENELOPE utilizados en las simulaciones . . .	20
2.2. E_e^{ini} y $\text{FWHM}_e^{\text{ini}}$ del haz de electrones incidentes en el blanco.	21
2.3. Porcentajes de partículas obtenidas a partir del PSF_{ph}	23
2.4. Parámetros utilizados para las simulaciones con DPM	25
3.1. Parámetros de las fuentes de fotones obtenidos después de ajustar los datos de las fluencias de fotones en aire	34
3.2. Parámetros que definen el espectro de energía para las diferentes con- figuraciones	40
3.3. Factores de campo.	46
3.4. Resultados de la prueba gamma al comparar el modelo de fuente de fotones con el cálculo usando la geometría completa.	53
4.1. Parámetros de las fuentes de electrones obtenidos después de ajustar los datos de las fluencias	60
4.2. Parámetros de la función $\sigma(E)$, definida en la ecuación (4.6)	64
4.3. Valores de los parámetros ajustados de las distribuciones que descri- ben los espectros de energía de los electrones	66
4.4. Prueba gamma para comparar los resultados obtenidos con la geo- metría completa, con los calculados a través del modelo de las dos fuentes de electrones.	76
5.1. Estadísticas de rendimiento de las simulaciones en el DMLC con el modelo de fuentes	92
A.1. Ejemplos que ilustran la desviación (δ) para regiones diferentes	101

Introducción

La *radioterapia* (RT) es una técnica terapéutica para el tratamiento del cáncer, en la que se utiliza radiación ionizante con el objeto de destruir las células malignas o ralentizar su crecimiento. Usualmente se combina con otras técnicas como son la cirugía, la quimioterapia o la terapia hormonal, pero también puede ser utilizada como un modo de tratamiento único. La RT no está limitada a la terapia de lesiones malignas, pudiendo ser utilizada en el tratamiento de neoplasias benignas, como es el caso de la neuralgia trigeminal.

Existen dos tipos de tratamiento en RT: la *braquiterapia* o RT interna, en la que la fuente de radiación se sitúa dentro o cerca de la región que se pretende tratar, y la *teleterapia* o RT externa, en la que se usan haces de radiación producidos por fuentes localizadas fuera del paciente. En general, los tipos de radiación pueden ser iones pesados, protones, neutrones, electrones o fotones, si bien estos últimos son hoy día los más usados en la práctica clínica. En este trabajo se abordan cuestiones relacionadas con la RT externa con haces de fotones.

El descubrimiento de los rayos X por Wilhelm C. Röntgen en 1895 da inicio a esta técnica terapéutica. De hecho, el primer tratamiento del cáncer con rayos X fue desarrollado solo unos meses después. Desde el descubrimiento de la radiactividad por Henri Becquerel en 1896, el campo de la RT comienza a crecer a partir de las técnicas de tratamiento basadas en la aplicaciones del radio, elemento encontrado por Marie y Pierre Curie en 1898. Sin embargo, no fue hasta los años 40 cuando los principios básicos de la RT moderna fueron establecidos. Estos principios impusieron la necesidad de determinar el tamaño, la forma y la posición del volumen a tratar, de que este volumen recibiera una distribución de dosis tan uniforme como fuera posible y de que la dosis en el tejido sano fuera de la región de tratamiento debía ser minimizada (Meredith 1984).

Las primeras unidades de tratamiento con haces externos de RT se desarrollaron en los años 20 y utilizaban ^{226}Ra como fuente radiactiva. Más adelante aparecieron las unidades de ortovoltaje, en la década de los 30, y de ^{60}Co , en los años 50 (Fraass 1995). Sin embargo, fue la introducción de un acelerador lineal de uso clínico (linac) de 6 MV, en 1953 (Thwaites y Tuohy 2006) la que hizo que la versatilidad y la eficiencia de los tratamientos de RT aumentaran dramáticamente. En este sentido

resultó fundamental la reducción de la dispersión del haz en comparación con las de los haces producidos por las unidades de kilovoltaje, lo que posibilitó la utilización de campos de tratamiento mejor definidos, con la consiguiente reducción de dosis en el tejido sano (Meredith 1984). Además, el linac tenía la ventaja distintiva de que no era necesario reemplazar periódicamente la fuente de radiación. Los rayos X se producían al impactar los electrones acelerados en la guía de onda sobre una lámina de un elemento de elevado número atómico y la radiación Bremsstrahlung producida tras el impacto de los electrones era utilizada para el tratamiento. Hoy en día los linacs pueden tener varios modos de energía o voltajes de aceleración en el rango de los 4 a los 25 MV.

Después de la invención del linac, los mayores avances en RT se han producido en el área de la planificación de tratamiento y en la del control computarizado de algunos de los elementos que conforman el haz. En este sentido cabe destacar el colimador multilámina (MLC), que aparece en la década de los 80 y cuya aplicación más ventajosa está en el control por computadora de cada una de las láminas que lo constituyen, lo que posibilita el movimiento individual de las mismas durante el tratamiento y permite la generación de un campo de radiación modulado espacialmente. La radioterapia de intensidad modulada (IMRT) resultante permite una mejor conformación del campo y la aplicación de altas tasas de dosis de radiación. Por otro lado, la integración de dispositivos electrónicos de imagen portal (EPID) facilita la verificación de los tratamientos, antes de iniciar las sesiones terapéuticas, y el seguimiento de los movimientos del tumor durante el tratamiento.

El propósito de la planificación en RT es diseñar un tratamiento que produzca una distribución de dosis tan homogénea como sea posible en el volumen blanco y minimizar la dosis impartida fuera de este volumen. Ello conlleva típicamente utilizar diferentes calidades e incidencias del haz y de los tamaños, posiciones y pesos relativos de los campos de irradiación considerados. Además del MLC, también es posible considerar ciertos accesorios como cuñas y bloques que permiten mejorar la precisión con la que se definen los campos.

La práctica de la planificación de los tratamientos comienza en la década de los 40, cuando el desarrollo en la dosimetría de la radiación posibilitó obtener tablas de isodosis para cualquier tipo de campo de irradiación (Meredith 1984). Para simplificar el trabajo laborioso del cálculo de las correspondientes distribuciones de dosis, se desarrollaron métodos empíricos (Clarkson 1941, Meredith y Neary 1944) que, unos años más tarde, alrededor de 1955, dieron lugar a los sistemas de planificación de tratamientos (TPS) basados en computadoras, que permitieron ver el efecto de las modificaciones del haz en la distribuciones de dosis prescritas de forma casi inmediata.

Un avance muy grande para la RT fue la introducción del escáner de tomografía computarizada (CT) en los años 70, el cual posibilitó adquirir información anatómica detallada del paciente en tres dimensiones (3D). En pocos años, los escáner de

CT fueron usados de forma rutinaria como entrada para el proceso de planificación de tratamiento (Fraass 1995), resultando en una visualización en 3D de las distribuciones de dosis. Otras modalidades de imágenes como la resonancia magnética y la tomografía por emisión de positrones, así como la combinación de ellas, posibilitan una determinación más precisa de los detalles anatómicos y la extensión de las lesiones.

Como es fácil entender, es prácticamente imposible obtener medidas directas de las distribuciones de dosis en 3D en el paciente. Por lo tanto, la planificación del tratamiento se lleva a cabo mediante modelos que deben predecir distribuciones de dosis que correspondan, con la mayor precisión posible, a la dosis absorbida en el paciente. Los métodos basados en fórmulas empíricas, semejantes a los propuestos por Meredith y Neary (1944), fueron las primeras técnicas desarrolladas para el cálculo de dosis. En estos métodos, las radiaciones primaria y dispersada se tratan de forma separada, asumiendo que tienen un comportamiento físico diferente en un material dado: la componente primaria describe la distribución de la energía depositada por la interacción de los fotones primarios en el material y la dispersada, los resultados de las subsiguientes interacciones. Para calcular esta última, Cunningham (1972) propuso un procedimiento basado en la razón de las dosis en un medio dispersivo (por ejemplo, tejido) y en aire (*scatter-air ratio* SAR), que se obtiene a partir de medidas experimentales de esa razón para haces reales y su extrapolación a un haz de área transversal cero. Por otro lado, la manipulación de campos irregulares se basaba, típicamente, en el método de integración desarrollado por Clarkson (1941), en el que el campo alrededor del punto de cálculo se dividía en un cierto número de segmentos angulares, cuyas contribuciones individuales se sumaban para obtener la dosis total, estimándose cada una de ellas a partir de la SAR. Posteriormente se desarrollaron métodos semiempíricos más sofisticados (Storchi y Woudstra 1996). Sin embargo, todos los métodos empíricos y semiempíricos tienen dificultades para ser generalizados a configuraciones para tratamientos complejos.

Los métodos de cálculo de dosis basados en *kernels* o métodos de “convolución/superposición” hacen uso de los principios físicos que rigen el comportamiento de la radiación, más que de los datos experimentales correspondientes al haz de radiación específico que se esté considerando. Con estos métodos se puede determinar la dosis de forma directa para haces de fotones irregulares en maniqués heterogéneos. Los métodos del *point-spread kernel* son los más precisos de ellos, pero son muy costosos desde el punto de vista computacional. Para solventar este problema se han desarrollado otros métodos basados en la superposición en dos dimensiones (2D) de un *pencil-beam kernel* (Ahnesjö *et al.* 1992, Bourland y Chaney 1992, Bortfeld *et al.* 1993 y Ostapiak *et al.* 1997). Cuando se usan los *pencil-beam kernel* en 2D las heterogeneidades no pueden ser corregidas completamente, pero el tiempo de cálculo llega a ser significativamente menor. Los *kernel* usados en ambos métodos se obtienen usualmente mediante simulaciones Monte Carlo (MC), aunque algunos autores han utilizado expresiones analíticas para su cálculo (Boyer y Mok 1985, Nils-

son y Knöös 1992). Se ha demostrado, que los métodos basados en *kernels* son más precisos que los métodos empíricos, pero aún presentan limitaciones para modelar las situaciones de desequilibrio electrónico lateral, como las que se producen, por ejemplo en campos pequeños para haces de alta energía en el interior del tejido del pulmón (Arnfield *et al.* 2000).

Los métodos MC son considerados como los más precisos que existen en la actualidad para calcular las dosis. Estos métodos modelan de forma explícita todas y cada una de las interacciones de los fotones del haz, tanto en los elementos del linac, como en el paciente, llevando a cabo lo que se conoce como una *simulación análoga*. No ocurre, sin embargo, lo mismo con la simulación de los electrones que se realiza usando técnicas de *simulación condensada* basadas en teorías de dispersión múltiple (Andreo y Brahme 1984, Bielajew y Rogers 1987). Los métodos MC son, hoy día, ampliamente utilizados para estudiar las propiedades de los haces de radiación y para verificar otros métodos de cálculo de dosis, pero continúan siendo demasiado lentos para poder utilizarlos en la planificación rutinaria. Los avances recientes en las tecnologías de computación y las técnicas de reducción de varianza pueden cambiar la situación en un futuro cercano.

Otra manera de generar las distribuciones de dosis de forma precisa es resolviendo directamente las ecuaciones de transporte de fotones y electrones acoplados (ecuaciones de Boltzmann) usando sofisticados métodos de discretización (Gifford *et al.* 2006). Sin embargo, incluso si fuera posible realizar cálculos de dosis muy precisos, se necesitarían métodos mucho más rápidos que los actualmente disponibles para la planificación rutinaria.

Todos los algoritmos de cálculo de dosis modernos, incluyendo los métodos basados en *kernels*, los métodos MC o la solución directa de la ecuación de Boltzmann, requieren una caracterización de la radiación producida por el linac para determinar los parámetros de los respectivos modelos. Un método preciso para ello sería la simulación completa del transporte del haz de radiación a través de los componentes del cabezal del linac y su interacción con un maniquí de agua en el que se determinarían las distribuciones de dosis a comparar con los datos experimentales del acelerador concreto que se esté caracterizando. Sin embargo, este procedimiento requiere información detallada acerca de la geometría y de la composición de los materiales que conforman el cabezal del linac que no siempre está disponible, por ser información reservada que no suelen proporcionar los fabricantes. Además, el objetivo es determinar las propiedades del haz de electrones que impacta el blanco, lo cual requiere bastante tiempo de cálculo (Sheikh-Bagheri y Rogers 2002b).

En general, en este tipo de simulaciones de caracterización se suelen emplear los denominados espacios de fases (PSF), que son archivos en los que se acumulan las partículas que llegan a un plano o una región específicos de la geometría (Rogers *et al.* 1995, Naqvi *et al.* 2005). De esta forma la simulación se suele fraccionar en varios pasos lo que permite reducir los tiempos de cálculo. Algunos autores han generado

histogramas para el espectro y la fluencia de energía de las distintas partículas a partir de uno o varios de los PSF obtenidos en la simulación MC (Schach von Wittenau *et al.* 1999, Chetty *et al.* 2000, Fix *et al.* 2004), obteniendo el beneficio con respecto a la simulación completa del cabezal con los PSF de un mucho menor requerimiento de espacio de almacenamiento.

Una alternativa la proporcionan los modelos de fuentes virtuales en los que se construye un modelo parametrizado de la fluencia de energía y del espectro de fotones y electrones para dos o más fuentes que permiten caracterizar el haz (Liu *et al.* 1997, Jiang *et al.* 2001, Yang *et al.* 2002, Fippel *et al.* 2003). Estos modelos multifuente usualmente sólo requieren información técnica limitada acerca de la construcción del linac. Los parámetros libres que describen las expresiones analíticas que caracterizan las fluencias de energía se pueden obtener ajustando los datos de los PSF obtenidos por simulación MC (Sikora *et al.* 2007) o a partir de un conjunto de medidas experimentales usando técnicas de optimización (Fippel *et al.* 2003). Esta última aproximación permite una fácil adaptación del modelo a las diferentes unidades de tratamiento. Por otro lado, utilizando medidas experimentales de la dosis absorbida en aire se puede obtener la fluencia de fotones (Fippel *et al.* 2003) y con esa información se pueden determinar los parámetros de las expresiones analíticas que describen las distribuciones espaciales de las fuentes. Además, si se conoce la forma analítica del espectro de energía es posible reconstruir sus parámetros utilizando medidas dosimétricas en agua (Ahnesjö y Andreo 1989).

En este trabajo nos proponemos encontrar y validar un modelo de fuentes analíticas que describa el comportamiento espacial y energético de un cabezal de linac genérico. Para ello utilizaremos los PSF obtenidos en simulaciones completas de varios aceleradores.

En el capítulo 1 se muestran las características específicas de los aceleradores que hemos analizado en este trabajo. Concretamente hemos considerado tres linacs diferentes (un Elekta Precise, un Varian Clinac 2300C/D y un Siemens Mevatron KDS) con dos calidades de haces en cada caso (6 y 15 MV para el Elekta Precise y 6 y 18 MV para los otros dos linacs).

Las simulaciones se han realizado con el código de simulación MC de propósito general PENELOPE y con el código específico para planificación DPM que se describen en el capítulo 2. Las simulaciones de cada uno de los linacs estudiados, se desarrollan sobre la base de la aproximación de linac virtual (Wieslander y Knöös 2000, Tertel *et al.* 2010), asumiendo las geometrías detalladas que permiten obtener el conjunto de “pseudo-datos” requeridos para caracterizar las fuentes.

A continuación se realiza la verificación de los modelos para las fuentes de fotones (capítulo 3) y de contaminación de electrones (capítulo 4), comparando los resultados de la dosimetría en un maniquí de agua, obtenida con la simulación completa con PENELOPE, con los encontrados en simulaciones llevadas a cabo para los modelos de fuentes con DPM.

En el capítulo 5 se describe cómo se utiliza el modelo de fuentes para reproducir las características dosimétricas a la salida del cabezal del linac Elekta Precise. A continuación, se analizan los resultados de la evaluación de un modelo geométrico de un colimador micro-multiláminas empleado en los tratamientos de radiocirugía estereotáxica. Uno de los objetivos que se persigue es que el modelo multifuente desarrollado pueda ser usado como una herramienta de verificación de planes de tratamiento de este tipo de terapia.

Finalmente, se presentan las conclusiones del trabajo y las perspectivas del mismo en el capítulo 6.

Capítulo 1

Aceleradores lineales de uso clínico en modo fotones

En este capítulo se describen las características generales de un linac y las particulares de los cabezales de los tres linacs que hemos analizado en nuestro estudio.

1.1. Descripción general de un linac

En la actualidad, el linac es el dispositivo más utilizado para los tratamiento de RT de haces externos. La figura 1.1 muestra un esquema general de los componentes de un linac. No obstante hay que señalar que se pueden presentar variaciones significativas de una máquina a otra, dependiendo por ejemplo de la energía del haz de electrones, del diseño particular de cada fabricante, etc.

Los principales componentes que conforman un linac se pueden agrupar en seis elementos que se describen brevemente a continuación.

- Fuente de electrones (A)

La fuente de electrones emite electrones por efecto termoiónico desde un cátodo caliente. Los electrones son acelerados hacia el ánodo, que presenta una perforación a través de la cual derivan para entrar en la estructura de aceleración.

- Generador de microondas (B)

La radiación de microondas es usada en la estructura de aceleración para acelerar los electrones hasta la energía deseada. Se produce mediante un sistema de generación de radiofrecuencia (RF), el cual consiste en una fuente de RF (B1) y un modulador de pulsos (B2).

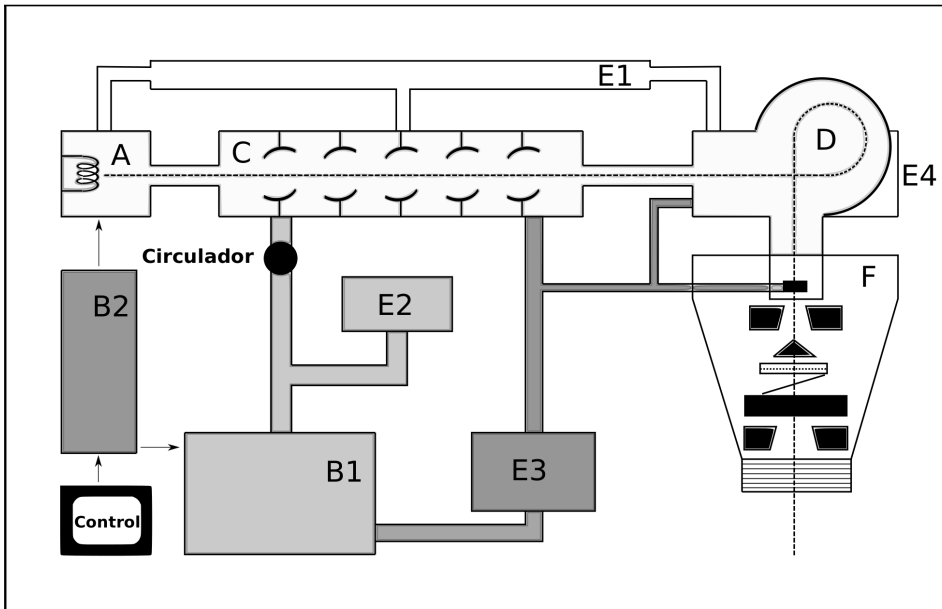


Figura 1.1: Esquema que representa los componentes fundamentales de un acelerador lineal de uso clínico: fuente de electrones (A); generador de radiofrecuencia (B1); modulador de pulsos (B2); guía de onda de aceleración (C); sistema de deflexión (D); bombas de vacío (E1); sistema de aire a presión (E2); sistema de enfriamiento de agua (E3); sistema de blindaje (E4) y cabezal (F).

La fuente de RF puede ser un magnetrón o un klystron. Ambos son dispositivos que usan aceleración y desaceleración de electrones en vacío para la producción de RF de alta potencia. Sin embargo, su principio de diseño es muy diferente: el magnetrón es una fuente de RF de alta potencia, mientras que el klystron es un amplificador de potencia de RF que amplifica las ondas generadas por un oscilador de RF.

El modulador de pulsos produce pulsos de aproximadamente un segundo, con un voltaje de unos 100 kV y una corriente de 100 A. La inyección de los electrones dentro de la estructura de aceleración está controlada por este elemento cuyos pulsos están sincronizados con los del generador de RF.

- Guía de onda de aceleración (C)

Las guías de ondas son estructuras metálicas con sección transversal rectangular o circular que permiten la transmisión de microondas. Usualmente se encuentran en vacío o contienen un gas adecuado. En un linac se usan dos tipos de guías de ondas: la de transmisión de RF y la de aceleración.

La microonda producida por el generador de RF es transportada hacia la guía de onda de aceleración a través de la guía de onda de transmisión que se encuentra presurizada con un gas dieléctrico. Un componente importante que

debe ser insertado dentro del circuito de transmisión de RF, entre el generador de RF y la guía de onda de aceleración, es el denominado circulador, que permite la transmisión de la RF desde el generador hacia la guía de onda de aceleración, pero impide que ocurra lo contrario.

Los electrones son acelerados en la guía de onda de aceleración por medio de la transferencia de energía desde los campos de RF de alta potencia introducidos en ella.

- Sistema de deflexión (D)

En muchos linacs el montaje de la guía de ondas es horizontal o, paralela al eje de rotación del cabezal, siendo, por tanto, necesario un sistema de deflexión magnética que redirija el haz de electrones acelerados hacia el cabezal de tratamiento. Este es uno de los sistemas cuyas características específicas más varían de un fabricante a otro.

- Sistemas auxiliares (E)

El linac incluye varios sistemas que no están involucrados de forma directa con la aceleración de los electrones, pero hacen posible y viable la operación del linac en situaciones clínicas. Estos sistemas auxiliares son los siguientes:

1. Un sistema de bombas de vacío que produce un vacío con una presión de 10^6 torr en la guía de aceleración y en el generador de RF (E1).
2. Un sistema de aire a presión para los movimientos neumáticos del blanco y otros componentes que conforman el haz (E2).
3. Un sistema de enfriamiento de agua utilizado para enfriar la guía de aceleración, el blanco y los elementos involucrados en la generación y la circulación de la RF (E3).
4. Un blindaje que evita la fuga de la radiación (E4).

- Cabezal (F)

El cabezal del linac contiene los distintos elementos que permiten conformar y localizar los haces de fotones, así como monitorizarlos. Los componentes más importantes que se incluyen en un cabezal típico de un linac moderno que opere en modo fotones son: el blanco, los filtros aplanadores, el colimador primario, la cámara de ionización de control, el sistema de definición del campo de luz, los colimadores secundarios ajustables y el MLC.

Cuando el linac trabaja en modo fotones, el haz de electrones procedente del sistema de deflexión se hace impactar con un blanco para producir fotones por radiación Bremsstrahlung. Sólo una pequeña fracción (del orden del 10 %) de la energía cinética de los electrones se transforma en fotones. La distribución de los fotones producidos presenta una forma de pico en la dirección hacia delante

y se emplea un conjunto de filtros para aplanar el haz y hacerlo útil para las aplicaciones clínicas. Cada haz de fotones es producido con una energía dada del haz de electrones incidente y con una combinación blanco-filtro aplanador específica.

La colimación de fotones en un linac se realiza con tres dispositivos: el colimador primario, el sistema de colimación móvil secundario y el MLC. El colimador primario define un campo máximo que posteriormente es truncado con el colimador secundario ajustable consistente en dos pares de mandíbulas independientes que permiten producir campos cuadrados o rectangulares con una dimensión máxima de aproximadamente $40 \times 40 \text{ cm}^2$ en el isocentro del linac, a 100 cm de la fuente. Los MLC permiten producir campos de irradiación de forma irregular y se basan en una arreglo de pares de láminas estrechas, cada una de ellas controlada por un motor independiente.

El sistema de monitorización de dosis en un linac se basa en cámaras de ionización por transmisión ubicadas a continuación del filtro aplanador, en el eje del haz. Las cámaras son utilizadas para controlar el haz de forma continua durante el tratamiento del paciente. En particular se monitoriza su planitud, su simetría y la dosis. Para garantizar la seguridad del paciente, el sistema dosimétrico usualmente incluye dos cámaras de ionización con suministro de electricidad y sistemas de lectura totalmente independientes. Si la cámara primaria falla durante el tratamiento del paciente, la irradiación se terminará controlada por la cámara secundaria.

1.2. Geometrías de los cabezales

En este trabajo se estudian los cabezales en modo fotones de los linac, Elekta Precise (Elekta Group, Crawly, Reino Unido), Varian Clinac 2300C/D (Varian Medical System, Palo Alto, EE.UU.) y Siemens Mevatron KDS (Siemens Medical Systems, Concord, EE.UU.)

La construcción de las geometrías de simulación se ha llevado a cabo teniendo en cuenta la información suministrada por los fabricantes. En la figura 1.2 se esquematizan la estructura geométrica y los materiales de los componentes que más contribuyen a la dosis en el maniquí en la configuración de fotones. Estos componentes son fijos para cada energía.

Para cada uno de los linacs estudiados se han considerado dos calidades: 6 y 15 MV para el Precise y 6 y 18 MV para los otros dos.

1.2.1. Blanco

El blanco de los aceleradores Precise y Clinac es similar. Está compuesto de tungsteno puro para el caso del Clinac y en aleación con renio para el Precise (ver

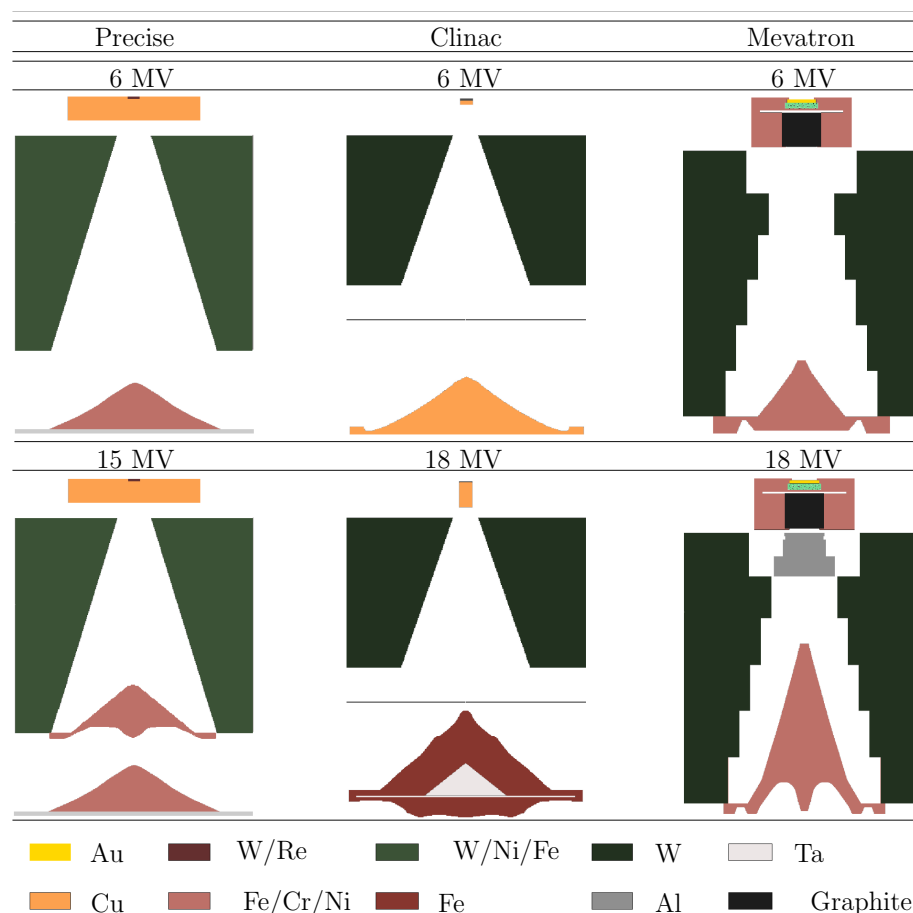


Figura 1.2: Esquema de los elementos principales de los cabezales de los linacs estudiados en este trabajo. Se muestran los blancos, los colimadores primarios y los filtros aplanadores.

tabla 1.1); el material envolvente del blanco es cobre en ambos aceleradores y para las dos configuraciones de energía. La lámina de W/Re del Precise tiene 1 mm de espesor y está incrustada en una base de Cu de 11 mm tanto en 6 como en 15 MV. En el caso del Clinac los espesores de la lámina de W son 0.89 y 0.64 mm y de la base de Cu 1.57 y 10.16 mm, para 6 y 18 MV, respectivamente.

El blanco del linac Mevatron está compuesto por Au con una lámina de grafito y el material envolvente es una aleación de Fe/Cr/Ni. En la tabla 1.1 mostramos información detallada con respecto a los materiales que lo conforman y en la figura 1.3 se representa un plano detallado del mismo.

1.2.2. Colimador Primario

El colimador primario tiene forma cilíndrica, con una abertura interior que, en el caso de los linacs Precise y Clinac es cónica y en el del Mevatron tiene forma

Tabla 1.1: Materiales de los elementos que conforman las diferentes configuraciones de cabezales de los linacs estudiados y sus respectivas composiciones y densidades.

		Precise	Clinac		Mevatron
		6 MV / 15 MV	6 MV	18 MV	6 MV / 18 MV
blanco	materiales	W/Re	W		Au
	composición [%]	90/10	100		100
	densidad (g/cm ³)	19.4	19.3		19.3
envolvente del blanco	materiales	Cu	Cu		Fe/Cr/Ni
	composición [%]	100	100		73/18/9
	densidad (g/cm ³)	8.96	8.96		8.03
colimadores	materiales	W/Ni/Fe	W		W
	composición [%]	95/3.75/1.25	100		100
	densidad (g/cm ³)	18	19.3		19.3
filtro	materiales	Fe/Cr/Ni	Cu	Fe-Ta	Fe/Cr/Ni
aplanador	composición [%]	74/18/8	100	100-100	73/18/9
	densidad (g/cm ³)	8.03	8.96	7.87-16.6	8.03

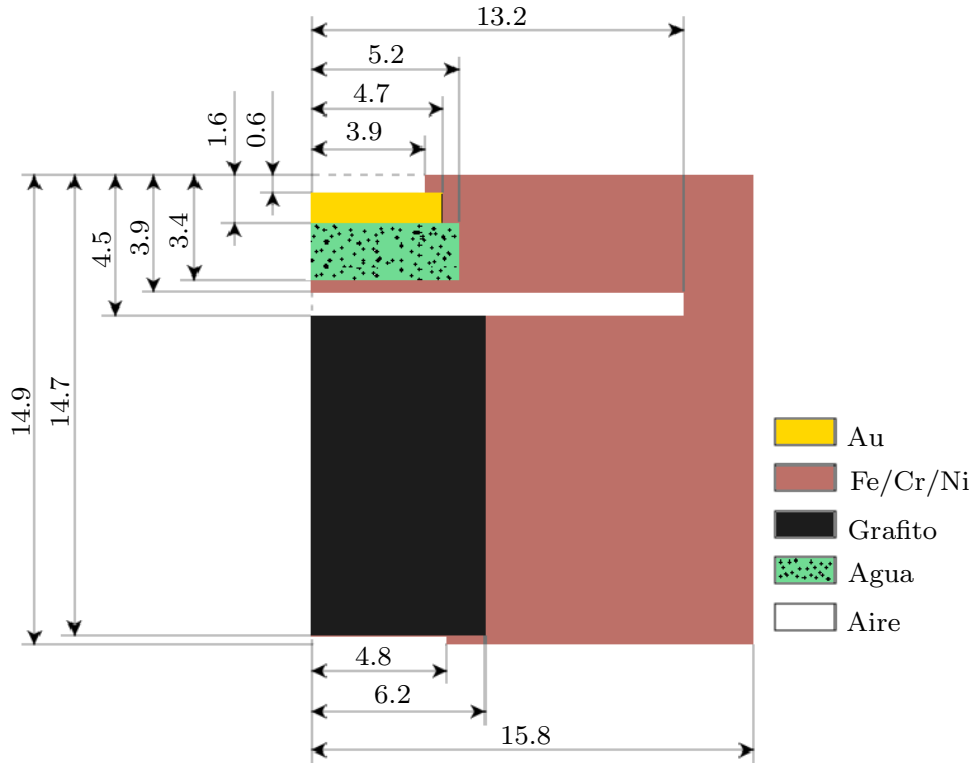


Figura 1.3: Esquema del blanco del linac Siemens Mevatron KDS. Las medidas están en mm.

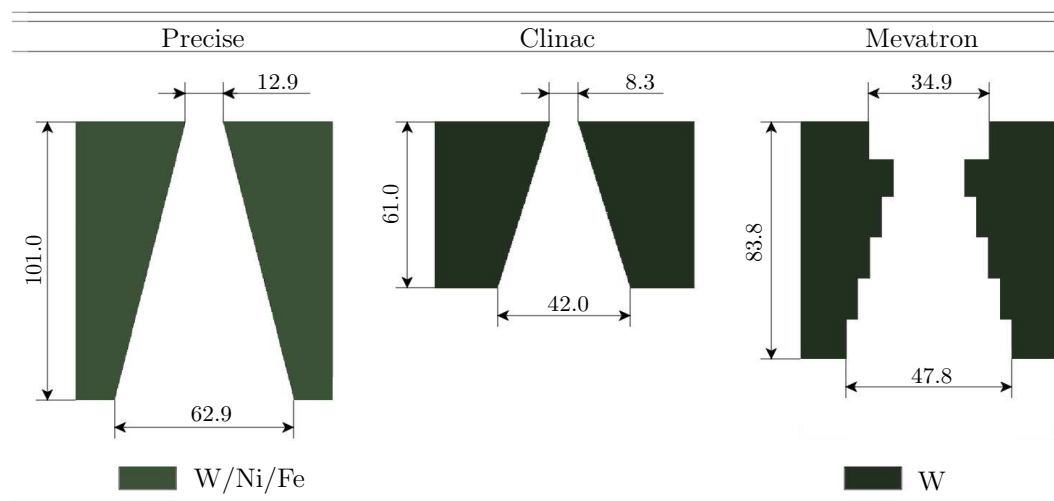


Figura 1.4: Esquema de los colimadores primarios. Las medidas están en mm.

escalonada (ver figura 1.4). El material utilizado para los linacs Clinac y Mevatron es W y en el caso del Precise se utiliza una aleación de W/Ni/Fe (ver tabla 1.1).

1.2.3. Filtro aplanador

Como se ha indicado antes, la distribución de fotones producidos por el blanco presenta un pico pronunciado en la dirección adelante. Sin embargo, en las aplicaciones clínicas se requiere un haz que tenga un frente plano y que sea lo suficientemente extenso para poder irradiar todo el volumen requerido. Por eso el haz se hace pasar por un filtro aplanador.

Para la energía de 6 MV se utiliza un solo filtro aplanador en los tres modelos de linac. A altas energías el Precise añade un segundo filtro de acero, manteniendo el correspondiente a 6 MV. El Mevatron incorpora un filtro y un absorbente de Al situado por encima del filtro y a la salida del blanco (ver figura 1.2). En el Clinac se utiliza un filtro de Cu para 6 MV y un filtro de Fe con un núcleo de Ta para 18 MV. En la figura 1.5 se muestran detalles de los filtros aplanadores para el linac Precise a 6 MV, el Mevatron a 18 MV y el Clinac a 18 MV. En la tabla 1.2 se muestra la posición del plano inferior del último filtro para cada linac, representada por z_S .

1.2.4. Cámara de ionización de monitorización

Otro elemento que los linacs incluyen en su cabezal es, como se ha indicado antes, una cámara monitora que permite controlar el haz en tiempo real. La cámara de ionización para el linac Precise está compuesta de seis capas de polietileno, separadas por diferentes espesores de aire y tiene un diámetro interno de 9 cm. La del Clinac

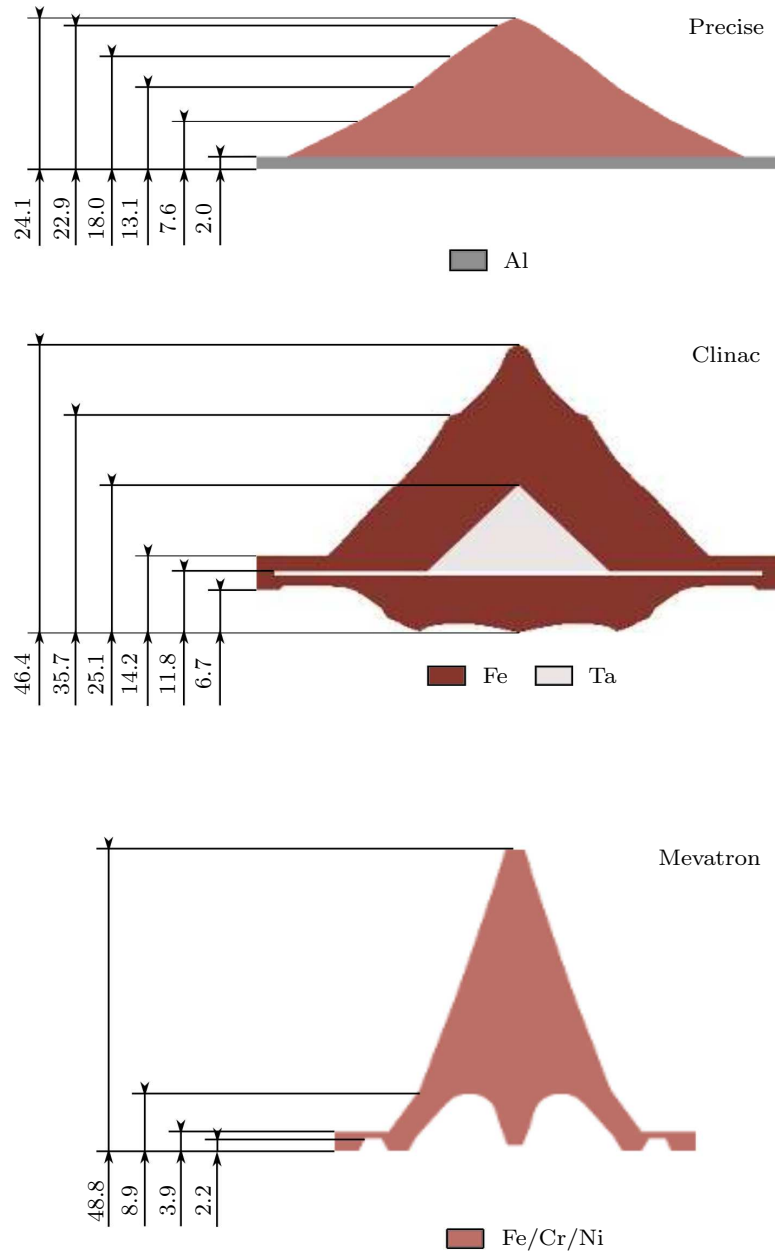


Figura 1.5: Esquema de los filtros aplanadores de los linacs Precise (6 MV), Clinac (18 MV) y Mevatron (18 MV). Las medidas están en mm.

presenta cinco capas de Kapton y un diámetro interno de 5 cm. Por su parte la del Mevatron tiene un diseño más complejo ya que está formada por una sucesión de discos de Au y Kapton que delimitan dos volúmenes sensibles independientes.

A continuación de la cámara monitora encontramos un espejo que es utilizado para comprobar la posición del campo de irradiación y de las láminas del MLC. Varios estudios han demostrado que la cámara monitora y el espejo no tienen un

impacto significativo en la fluencia del haz (Fix *et al.* 2001, Vilches 2009) y por tanto no se tendrán en cuenta en las simulaciones.

1.2.5. Colimadores secundarios ajustables

El sistema secundario de colimación está formado por un conjunto de mandíbulas, que definen el tamaño del campo de radiación en las direcciones transversales a la dirección del haz, y por un MLC. En la tabla 1.1 podemos ver los materiales que conforman esos colimadores y en la tabla 1.2 las respectivas posiciones de los planos superiores z_U^x y z_U^y , e inferiores, z_D^x y z_D^y que los determinan.

En el Precise este sistema de colimación secundario consta de una mandíbula superior formada por un MLC con 40 pares de láminas y un par de bloques situados por debajo de él (también conocida como respaldo en la terminología de Elekta), que definen el campo en la dirección y , y una mandíbula inferior que define el campo en la dirección x . En el trabajo de Grevillot *et al.* (2011) se puede encontrar una descripción detallada de las características del MLC.

Las características de los colimadores secundarios de los linacs Clinac y Mevatron se pueden encontrar en los trabajos de Fix *et al.* (2001) y Vilches (2009), respectivamente. Van de Walle y colaboradores (2003) desarrollaron un estudio MC detallado de los MLC, en el que encontraron que la transmisión está por debajo del 2 %. Para los objetivos de este trabajo el aporte de los MLC no es significativo, con lo cual lo consideramos como un colimador adicional sin características especiales relevantes.

Tabla 1.2: Posiciones del plano inferior del último filtro z_S , y de los planos superior, z_U^x y z_U^y , inferior, z_D^x y z_D^y , de los colimadores secundarios de los linacs estudiados.

linac	E. nominal (MV)	z_S (cm)	z_U^x (cm)	z_D^x (cm)	z_U^y (cm)	z_D^y (cm)
Precise	6	15.8	43.1	50.9	29.8	42.6
	15					
Clinac	6	12.8	36.7	44.5	28.0	35.8
	18					
Mevatron	6	10.0	30.3	37.8	22.5	30.0
	18					

Capítulo 2

Códigos de simulación Monte Carlo

El método de simulación MC fue originalmente propuesto por Ulam y von Neumann, durante la Segunda Guerra Mundial, en el marco del proyecto Manhattan para el desarrollo de armas nucleares. Las primeras aplicaciones del método al estudio de la producción de cascadas electromagnéticas en física de altas energías fueron idealizadas por Wilson (1952), estableciendo las bases para el desarrollo de los códigos de simulación MC del transporte de radiación que empezaron a aparecer a mediados de los años 60. Desde entonces, el método ha sido aplicado en numerosas áreas de investigación, promoviendo la aparición de los llamados estudios de simulación, en determinados casos como una alternativa para abordar situaciones experimentales complejas. Por ejemplo, las propiedades del transporte de la radiación se necesitan para análisis cuantitativos en espectroscopía de electrones (Jablonski 1987), espectroscopía de positrones (Schultz y Lynn 1988) o microscopía electrónica (Reimer 1985). También, se requiere información detallada al respecto para el diseño y el uso de detectores de radiación (Berger y Seltzer 1972). En los últimos años ha jugado un rol muy importante en aplicaciones a la medicina y a la física médica (Andreo 1991), destacando la simulación de detectores, la previsión de distribuciones de dosis adsorbida en radioterapia y, en general, la interacción de las radiaciones ionizantes con el tejido biológico.

La resolución de problemas mediante el método de simulación MC se basa en la aplicación de algoritmos numéricos basados en el muestreo de variables aleatorias. En lo que a la solución del problema del transporte de la radiación se refiere, cabe señalar que con el método de simulación MC se obtiene la misma información que resolviendo la ecuación de transporte de Boltzmann, con el mismo modelo de interacción, si bien es más fácil de implementar, sobre todo en el caso de geometrías complejas (Berger 1963).

En la simulación MC del transporte de radiación, se considera la historia de una partícula como una secuencia aleatoria de recorridos libres que finalizan con

un evento de interacción en el que la partícula cambia su dirección de movimiento, pierde energía y, ocasionalmente, produce una partícula secundaria. La simulación consiste en la generación numérica aleatoria de historias, para lo que se necesitan las secciones eficaces diferenciales de los distintos mecanismos de interacción que puede sufrir la partícula. Este método permite calcular los valores medios de cantidades macroscópicas como la energía depositada en una cierta región de la geometría de simulación o la fluencia de partículas que alcanzan una cierta superficie de esa geometría, simulando un número grande de historias y promediando sobre ellas.

Tradicionalmente, los códigos MC utilizados en aplicaciones médicas tienen su origen en la física de altas energías y fueron desarrollados para simular la respuesta de los detectores a las partículas producidas en grandes aceleradores y en reactores nucleares. Los esquemas de transporte usados en estos códigos se extendieron posteriormente para cubrir las energías utilizadas en aplicaciones terapéuticas y de diagnóstico. Así, los códigos MC actuales están caracterizados por un intervalo de energías muy amplio, una descripción rigurosa del modelado de los procesos físicos involucrados en el transporte y, generalmente, robustas herramientas de codificación de las geometrías. Como ejemplos de estos sistemas generales de simulación encontramos los códigos MCNPX O MCNP5, *Monte Carlo N-Particles transport* (X-5 Monte Carlo Team 2003), Geant4, *GEometry ANd Tracking* (Agostinelli *et al.* 2003), y FLUKA, *FLUctuating KAskades* (Ferrari *et al.* 2005), los tres con capacidad para simular el transporte acoplado de hadrones, fotones y leptones, y EGSnrc, *Electron Gamma Shower* (Nelson *et al.* 1985, Kawrakow 2000) y PENELOPE, *PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons* (Salvat *et al.* 2006), que permiten simular fotones, positrones y electrones.

Posteriormente se han desarrollado códigos para aplicaciones específicas, cuyos resultados se han validado para una gama de energías más restrictiva, y que incorporan esquemas de transporte optimizados, aumentando de esta forma la eficiencia en el proceso de simulación y reduciendo el tiempo de cálculo. Como ejemplos de estos códigos tenemos VMC, *Voxel Monte Carlo* (Fippel 1999), y DPM, *Dose Planning Method* (Sempau *et al.* 2000), desarrollados para aplicaciones médicas y, más concretamente, para el cálculo de distribuciones de dosis en radioterapia.

En este capítulo se presentan algunos detalles significativos del proceso de simulación con el código de propósito general PENELOPE y con el sistema dedicado DPM, ambos utilizados en este trabajo.

2.1. El código PENELOPE

En este trabajo se usó el software PENELOPE (Salvat *et al.* 2006, 2008 y 2011), un código MC de propósito general que permite simular el transporte de fotones,

electrones y positrones en la materia, realiza una buena descripción del paso de las partículas por las interfaces y proporciona muy buena exactitud a bajas energías.

En PENELOPE se desarrolla una simulación (análoga) detallada para los fotones, cuyas interacciones se simulan todas ellas, una a una, en orden cronológico. Para el transporte de los fotones se tienen en cuenta los siguientes procesos de interacción: la dispersión coherente (Rayleigh), la dispersión incoherente (Compton), la absorción fotoeléctrica y la absorción mediante producción de pares electrón-positrón.

En el caso de los electrones y positrones se lleva a cabo un procedimiento mixto en el cual las colisiones de estas partículas se clasifican en duras y blandas. Las colisiones duras son simuladas de una forma detallada y están caracterizadas por un ángulo de desviación polar o una pérdida de energía mayor que ciertos valores umbral que establece el usuario. Se tienen en cuenta la dispersión elástica e inelástica, la emisión de radiación de frenado y la aniquilación de positrones, en su caso. Las colisiones blandas corresponden a eventos en los que los ángulos de dispersión o las pérdidas de energía están por debajo de los valores umbral antes mencionados y se describen en términos de una simulación condensada basada en una teoría de dispersión múltiple.

La trayectoria de los electrones y positrones es controlada por medio de cuatro parámetros: C_1 , C_2 , W_{cc} y W_{cr} . Los dos primeros se refieren a las colisiones elásticas. C_1 da la desviación angular promedio producida por todas las dispersiones elásticas ocurridas entre eventos consecutivos de tipo duro. C_2 representa el valor máximo permitido para el promedio de pérdida de energía fraccional entre eventos consecutivos de tipo duro. Los parámetros W_{cc} y W_{cr} son las energías umbral para separar los eventos duros y blandos, haciendo referencia el primero a las colisiones inelásticas y el segundo a la emisión Bremsstrahlung.

La simulación de electrones y positrones se realiza como una sucesión cronológica de eventos alternativos duros y blandos. Cuando se realiza este tipo de simulación se le denomina *paso* a la trayectoria recorrida entre dos interacciones duras. La desviación angular y el desplazamiento lateral debido a la colisión blanda en un paso de longitud s se simula usando el método de *random-hinge* (ver figura 2.1). El algoritmo asociado funciona de la siguiente manera:

- Una vez fijada la longitud del salto hasta la nueva interacción, s , el electrón primero se mueve una distancia aleatoria τ , la cual se muestrea uniformemente en el intervalo entre $(0, s)$, en la dirección inicial.
- Entonces ocurre un evento de dispersión blando artificial, en el cual el electrón cambia su dirección de movimiento de acuerdo a la distribución de dispersión múltiple.
- Finalmente, el electrón se mueve una distancia $s - \tau$ en la nueva dirección.

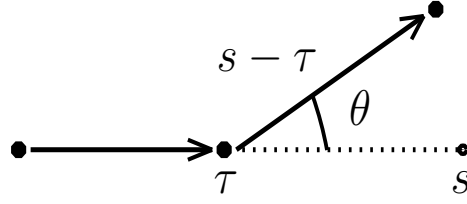


Figura 2.1: Esquema que representa el efecto global de las colisiones blandas entre dos eventos duros mediante el método de *random-hinge*.

Para asegurar la fiabilidad del algoritmo de simulación mixto, el número de interacciones duras de una partícula en un medio debe ser mayor que 10. Esto obliga a definir otro parámetro, s_{\max} , de forma que si la distancia resultante entre dos eventos duros es mayor que s_{\max} , la partícula solo se desplaza la distancia s_{\max} sin variar su energía ni su dirección de movimiento. Usando este parámetro se puede garantizar que en cuerpos no muy gruesos el número de colisiones duras sea del orden de las 10 requeridas.

Las partículas son simuladas hasta que su energía está por debajo de una energía de absorción dada, E_{abs} , en cuyo caso son absorbidas localmente. Esas energías de absorción deben definirse por parte del usuario para todos los materiales de la geometría y para cada uno de los tres tipos de partículas que pueden simularse. Valores óptimos de estos parámetros permiten obtener resultados con buena estadística en un tiempo razonable de trabajo del ordenador.

Las simulaciones MC con el código PENELOPE se desarrollan en los modelos geométricos de los cabezales descritos en el capítulo anterior, teniendo en cuenta los parámetros de simulación que se indican en la tabla 2.1. Las secciones eficaces de interacción de las partículas se generan, para cada uno de los materiales presentes en cada configuración de linac, a partir de la base de datos propia del código, que incluye las secciones eficaces de los distintos procesos de interacción para los elementos con números atómicos $Z \leq 99$.

Las geometrías se generan con el paquete de subrutinas PENGEOm que permite

Tabla 2.1: Parámetros utilizados en las simulaciones para los materiales de las geometrías estudiadas.

Material	C_1	C_2	W_{cc} (keV)	W_{cr} (keV)	$E_{\text{abs}}(\gamma)$ (keV)	$E_{\text{abs}}(e^-)$ (keV)	$E_{\text{abs}}(e^+)$ (keV)
Cu	0.2	0.2	10.0	1.0	100.0	10.0	10.0
Al, Graphite, Ti	0.1	0.1	10.0	1.0	10.0	1.0	1.0
Be, Fe, Ta	0.1	0.1	10.0	1.0	10.0	1.0	10.0
Air	0.05	0.05	1.0	0.1	1.0	0.1	0.1
Water	0.02	0.02	1.0	0.1	1.0	0.1	0.1
W (collimators)	0.15	0.15	10.0	1.0	10.0	1.0	1.0
Au, Steel, W (target)	0.01	0.01	1.0	0.1	1.0	0.1	0.1

construir los diferentes componentes que conforman los cabezales a partir de superficies cuádricas.

El transporte comienza con el haz de electrones primarios impactando en el blanco del linac. Estos haces de electrones están formados por electrones monoenergéticos, con una energía inicial E_e^{ini} , y una distribución espacial de tipo gaussiano, con un ancho a mitad de altura $\text{FWHM}_e^{\text{ini}}$. Los valores de ambos parámetros se deben fijar en un proceso de sintonización en el que se ajustan para reproducir la dosis en un maniquí de agua. La descripción del proceso de obtención de estos valores se puede ver en González (2008) y González *et al.* (2009). Los valores seleccionados para cada configuración se muestran en la tabla 2.2. Para el Precise a 6 MV estos valores coinciden con los usados en González *et al.* (2011). En el caso de las dos configuraciones del Clinac y el Precise a 15 MV, se usaron los valores por defecto del sistema de planificación MC PRIMO (Rodríguez *et al.* 2013), que permite la simulación de la planificación de tratamiento para diferentes linacs. En estos casos se usó el código PENEASYLINAC (Brualla *et al.* 2009; Sempau *et al.* 2011) para generar las geometrías de las simulaciones. Finalmente, los parámetros del Mevatron se tomaron de Sheikh-Bagheri y Rogers (2002b).

Para el proceso de simulación a lo largo del cabezal se fijan diferentes planos de acumulación en los que, para generar ficheros PSF de interés se acumulan las propiedades de las partículas que llegan a ellos. El primer plano de acumulación se fija a la salida del blanco del acelerador y se denota como PSF_t . La información contenida en este archivo nos permite comprender el comportamiento espacial de los fotones que se producen como resultado del frenado en el blanco (ver capítulo 3). El segundo plano de acumulación se fija a la salida del filtro aplanador (la posición z_s correspondiente a este plano la podemos ver en la tabla 1.2). Este archivo lo denotamos como PSF_f . Además, de la información estándar, en este PSF se incluye la posición donde ocurrió la última interacción de cada partícula antes de alcanzar el plano de acumulación. Con esa información es posible conocer si las partículas proceden del blanco, del filtro aplanador o del colimador primario y construir los histogramas

Tabla 2.2: Valores de E_e^{ini} y de $\text{FWHM}_e^{\text{ini}}$ de los haces de electrones incidentes en el blanco utilizados en las simulaciones para las distintas configuraciones de linac consideradas.

linac	E. nominal (MV)	E_e^{ini} (MeV)	$\text{FWHM}_e^{\text{ini}}$ (mm)
Precise	6	6.3	1.2
	15	16.0	1.2
Clinac	6	6.3	1.3
	18	18.0	1.4
Mevatron	6	6.8	3.2
	18	14.7	1.0

que describen las características espaciales y energéticas de las partículas según su procedencia.

El proceso de simulación completa del cabezal de un linac puede demorarse varios días. Para evitar repetir la simulación de la parte fija del cabezal (la cual se muestra para cada uno de los linac estudiados en la figura 1.2), el PSF_{ff} almacenado se utiliza como fuente para simular el transporte a través del resto de la geometría. En estas simulaciones se aplica *splitting* del PSF_{ff} es decir, que el PSF_{ff} se reutiliza un número dado de veces, que en nuestro caso es $S = 10$, modificándose el peso de las partículas de acuerdo con el factor de *splitting* pasando de w a w/S .

En función de los intereses específicos para cada uno de los estudios realizados se fijan otros planos de acumulación en los que se determinan otros PSF. Así, a la entrada del maniquí que representa el paciente se calcula el PSF_{ph} , que se utiliza para estudiar la distribución de energía de los electrones (ver capítulo 4) y para realizar los cálculos de las distribuciones de dosis en el maniquí.

El PSF_{ph} también permite obtener la cantidad de partículas de cada tipo que alcanzan el maniquí para cada una de las configuraciones y tamaños de campo estudiados. Esta información es fundamental para poder establecer los pesos relativos de las distintas fuentes en el modelo que se desarrolla en los siguientes capítulos. En la tabla 2.3 se muestran estos resultados. Como vemos la proporción de partículas cargadas alcanza el 2.7% para altas energías. Sin embargo, la proporción de positrones es muy baja en todas las configuraciones, con un valor máximo de 0.4% para el linac Precise a 15 MV. Como la influencia de los positrones es muy baja, este tipo de partículas no se tienen en cuenta explícitamente en los modelos que se desarrollan más adelante, considerando su contribución incluida en la de los electrones. A bajas energías los porcentajes prácticamente no cambian con el tamaño de campo y son muy similares en todas las configuraciones analizadas. Para altas energías el porcentaje de fotones aumenta a medida que aumenta el tamaño de campo.

2.2. El código DPM

El código DPM (Sempau *et al.* 2000) está diseñado para simular el transporte acoplado electrón-fotón en tratamientos de radioterapia. DPM emplea el modelo de historias condensadas estándar de PENELOPE para transportar los electrones y es por tanto un código basado en un esquema mixto. Las ganancias en el rendimiento se derivan de una serie de modificaciones en el mecanismo de transporte de partículas y la correspondiente reformulación de las funciones de distribución que describen la física.

En la simulación de los fotones solo se tienen en cuenta las interacciones por dispersión incoherente (Compton), por absorción fotoeléctrica y por absorción mediante

Tabla 2.3: Porcentajes de partículas para las configuraciones de campos estudiadas obtenidas a partir del PSF_{ph} .

	T. campo (cm ²)	6 MV			15 MV/18 MV		
		γ (%)	e^- (%)	e^+ (%)	γ (%)	e^- (%)	e^+ (%)
Precise	5 × 5	99.53	0.44	0.03	97.32	2.27	0.41
	10 × 10	99.45	0.52	0.02	97.35	2.22	0.43
	20 × 20	99.48	0.49	0.02	98.26	1.45	0.28
	40 × 40	99.41	0.58	0.01	98.86	0.97	0.16
Clinac	5 × 5	99.50	0.48	0.02	98.52	1.15	0.33
	10 × 10	99.46	0.51	0.02	98.30	1.32	0.37
	20 × 20	99.46	0.51	0.02	98.33	1.32	0.36
	40 × 40	99.59	0.40	0.01	98.75	1.00	0.25
Mevatron	5 × 5	99.11	0.84	0.05	98.25	1.53	0.22
	10 × 10	99.43	0.54	0.03	98.71	1.09	0.20
	20 × 20	99.55	0.43	0.02	98.94	0.89	0.16
	40 × 40	99.60	0.39	0.01	99.23	0.65	0.11

producción de pares electrón-positrón. Además, se adoptan distintas aproximaciones que resultan adecuadas para los problemas clásicos de radioterapia. Así, se supone que las interacciones Compton ocurren con electrones libres en reposo. Por otro lado la absorción fotoeléctrica, relevante solo a muy baja energía y para materiales con número atómico alto, se simula asumiendo que toda la energía se deposita de forma local. DPM no genera fotoelectrones ni rayos X característicos. La producción de pares solo es relevante para la parte alta de los espectros de energías usuales en radioterapia y solo para materiales con número atómico alto, como resultado de un evento de este tipo se generan dos electrones que viajan en la misma dirección que el fotón incidente, se selecciona uno aleatoriamente para ser detenido y emitir dos fotones por aniquilación que viajan en direcciones opuestas, seleccionadas de forma aleatoria.

La simulación de la historia del fotón termina cuando alcanza una energía inferior a la energía de absorción definida por el usuario o cuando alcanza el límite de la geometría.

Para la simulación de los electrones se tienen en cuenta tres tipos de interacciones: la dispersión elástica, la dispersión inelástica y la radiación de frenado.

La mayor innovación introducida en DPM para aumentar la velocidad de cálculo es el uso de una teoría de dispersión múltiple capaz de realizar el transporte en un solo paso, incluso a través de las fronteras entre medios diferentes. El método

es una implementación robusta de la formulación de Lewis (1950) de la teoría de Goudsmit y Saunderson (1940), en la que se tienen en cuenta las pérdidas de energía para muestrear la desviación angular. Al tener en cuenta las pérdidas de energía a lo largo del paso el modelo de *random-hinge* usado en PENELOPE pierde precisión. Se modifica este modelo teniendo en cuenta la formulación propuesta por Lewis. Para lo cual se introduce una nueva variable conocida como intensidad de dispersión. Esta variable refleja la influencia de la pérdida de energía en la elección de la posición donde ocurre el *hinge* y será tabulada en un pre-procesado.

DPM emplea un algoritmo mixto para simular las pérdidas de energía. Las interacciones duras que son las que ocurren con pérdidas de energía por encima de valores umbral (W_{cc}^d para las colisiones inelásticas y W_{cr}^d para los eventos *Bremsstrahlung*), se simulan de manera análoga (evento por evento); las blandas, que ocurren para transferencias de energías por debajo de los valores umbral, se modelan considerando que la deposición de energía ocurre de forma continua a lo largo de la trayectoria.

En las colisiones inelásticas se considera que las interacciones ocurren con electrones libres y en reposo. Por defecto se fija $W_{cc}^d = 200$ KeV, electrones secundarios con una energía menor que esa energía tienen un alcance más pequeño que el tamaño de celda mínimo (1 mm) usado en radioterapia. Cuando toma lugar una interacción inelástica se genera un electrón secundario acumulando su energía, dirección y posición para el posterior transporte.

Para los eventos *Bremsstrahlung* se usan las tablas de las secciones eficaces diferenciales dadas por Seltzer y Berger (1985), para los materiales y energías típicos de radioterapia. Como resultado de la pérdida de energía de los electrones incidentes se generan fotones secundarios y se acumulan sus parámetros para su posterior simulación.

En este trabajo, el código DPM solo se usa para el cálculo de las distribuciones de dosis en el maniquí de agua, utilizando como fuentes de partículas tanto para fotones como para electrones, las que proporciona el modelo de fuentes virtuales desarrollado en los capítulos 3 y 4.

En primer lugar y a partir de la geometría usada en las simulaciones con PENELOPE, se crea un archivo de geometría *voxelizado* que es el tipo de archivo con el que trabaja DPM. Esta geometría se genera con el programa GENVOXEL.

En segundo lugar se genera una serie de archivos con los parámetros físicos (recorrido libre medio para interacciones de fotones y electrones, poder de frenado, intensidad de dispersión, etc.) que serán utilizadas para las interpolaciones durante el proceso de simulación. Para la generación de las mismas se usa la subrutina PREDPM, que viene con el paquete de DPM y utiliza las bases de datos de PENELOPE.

En el archivo de entrada de DPM se fijan los parámetros relativos a la simulación, como son: el número de partículas, la energía máxima, los valores de absorción de

energías, etc. Los valores usados en nuestras simulaciones se muestran en la tabla 2.4.

Tabla 2.4: Parámetros utilizados para las simulaciones con DPM en agua.

E. nominal (MV)	W_{cc}^d (keV)	W_{cr}^d (keV)	$E_{abs}(\gamma)$ (keV)	$E_{abs}(e^-)$ (keV)	E_{max} (MeV)
6	200	50	50	200	10
15/18	200	50	50	200	20

2.3. Promedios estadísticos y sus incertidumbres

La magnitud de mayor interés en nuestras simulaciones es la dosis absorbida en agua, la cual es directamente proporcional a la energía depositada. El proceso de simulación MC requiere seguir un gran número de historias ($\sim 10^9$) y, por cada historia simulada, determinar la energía depositada en la región de interés. Supongamos que queremos estimar la energía depositada en la celda de acumulación i -ésima de nuestra región problema. Esa energía la calculamos como

$$\bar{E}_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e_{i,j}, \quad (2.1)$$

donde $e_{i,j}$ denota la cantidad de energía depositada en la i -ésima celda por la j -ésima historia es decir, por todas y cada unas de las partículas primarias y secundarias incluidas en esa historia, y N es el número total de historias simuladas. Ese valor de la energía promedio está afectado por una incertidumbre estadística que viene dada por

$$\sigma_{\bar{E}_i} = \sqrt{\frac{1}{N} \left[\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e_{i,j}^2 - \bar{E}_i^2 \right]}, \quad (2.2)$$

En general los resultados de las simulaciones los expresamos como $(\bar{E}_i \pm k\sigma_{\bar{E}_i})$, donde k se denomina factor de cobertura y suele tomar valores como 1, 2 ó 3.

Para evaluar cuan rápido se alcanza un valor con una determinada incertidumbre durante una simulación se usa la eficiencia, la cual está definida por

$$\epsilon = \left(\frac{\bar{E}}{\sigma_{\bar{E}}} \right)^2 \frac{1}{T}, \quad (2.3)$$

donde T es el tiempo de cálculo necesitado para obtener el resultado de la simulación. En el límite cuando N tiende a un número muy grande, $\sigma_{\bar{E}}^2$ y T son proporcionales a N^{-1} y N respectivamente, y por lo tanto ϵ es prácticamente constante.

Capítulo 3

Modelo de fuentes de fotones

Los TPS para la terapia del cáncer con haces de fotones externos utilizan diferentes tipos de algoritmos de cálculo que se han desarrollado a partir de modelos que tienen en cuenta los principales mecanismos de interacción presentes en el problema y consideran el aporte de las fuentes de radiación correspondientes a los diferentes componentes del cabezal del linac.

Los algoritmos basados en simulaciones MC son unas de las herramientas de cálculo más precisas en los TPS (Verhaegen y Seuntjens 2003, Chetty *et al.* 2007). Estos algoritmos requieren básicamente dos entradas: una representación del paciente tan fiable como sea posible y los detalles de la radiación que llega a él, a saber el tipo de partícula, su energía, posición, dirección de movimiento, etc. Usualmente, existen dos aproximaciones para proveer esta información relativa al haz de radiación. En la primera esta información está contenida en un PSF obtenido mediante una simulación completa del acelerador (Fix *et al.* 2005). Alternativamente, uno puede usar un modelo de fuente del cabezal del linac (Fippel *et al.* 2003). Ambos procedimientos tienen el propósito de reproducir las características dosimétricas del haz de radiación que llega al paciente y requieren información experimental acerca del linac específico que se está simulando. Esta información usualmente incluye un conjunto de medidas de dosis en agua y/o en aire.

La generación de los PSF se lleva a cabo mediante una simulación MC del linac en la que es necesario fijar las características iniciales del haz de electrones que impacta sobre el blanco en el cabezal del linac y disponer de la geometría detallada del cabezal. La simulación debe reproducir las distribuciones de dosis en un maniquí de agua y los factores de salida en aire (Sheikh-Bagheri y Rogers 2002a, González *et al.* 2011). El conocimiento detallado de la geometría del linac es fundamental para realizar adecuadamente el procedimiento de sintonización. Sin embargo, usualmente esto incluye información confidencial que no siempre es facilitada por el fabricante.

En el caso de utilizar un modelo de fuentes para los cálculos MC, se deben fijar y validar los parámetros de las funciones analíticas que describen las fuentes, para

lo cual se usa un conjunto de medidas dosimétricas en agua y en aire (Fippel *et al.* 2003). Una primera parte de estos datos es utilizada para fijar los parámetros del modelo, mientras que los datos restantes permiten validarlo y, eventualmente, realizar un ajuste fino de los parámetros. La principal ventaja de esta segunda aproximación, en principio, es que no es necesario conocer la información detallada del cabezal del linac y, además, no precisa almacenar gran cantidad de información como la que usualmente se incluye en los PSF.

En esta parte del trabajo se pretende determinar y validar un modelo de fuentes de fotones para haces de fotones clínicos. Específicamente, se estudian las características que se deben incluir en el modelo para que sea lo más general posible. Con este fin se consideran tres linacs diferentes (un Elekta Precise, un Varian Clinac 2300C/D y un Siemens Mevatron KDS) con dos calidades de haces en cada caso (6 y 15 MV para el Elekta Precise y 6 y 18 MV para los otros dos linacs). Las simulaciones de cada uno de los linacs estudiados se desarrollan sobre la base de la aproximación de linac virtual (Wieslander y Knöös 2000, Tertel *et al.* 2010), asumiendo las geometrías detalladas disponibles y usando PENELOPE (Salvat *et al.* 2006, 2008 y 2011) para obtener el conjunto de “pseudo-datos” que son necesarios para llevar a cabo tanto la sintonización como la validación del modelo propuesto en cada caso.

Estas simulaciones proporcionan tres conjuntos de datos. El primero incluye, básicamente, fluencias en aire que son utilizadas para determinar los parámetros libres de la distribución de fluencia en el modelo de fuentes. Un segundo conjunto de datos, esencialmente PSF, nos permite determinar las funciones que mejor describen las distribuciones de energía de las fuentes. Finalmente, el tercer conjunto de datos está compuesto por dosis en el maniquí de agua y se utiliza para validar el modelo de fuentes. En la práctica, cuando se comisiona el modelo de fuentes para un linac dado, el usuario debe medir el primer y el último conjunto de datos. En este trabajo estos dos conjuntos de datos, obtenidos a partir de las simulaciones completas, son considerados como “datos pseudo-experimentales” que imitan la situación práctica del usuario.

Independientemente del algoritmo de cálculo específico, los modelos de fuentes que describen haces de fotones clínicos suelen incluir dos fuentes de fotones y una tercera fuente de electrones contaminantes (Korhonen 2009, Sikora y Alber 2009 y Zhou *et al.* 2010). Diferentes estudios MC han demostrado que los fotones provenientes del blanco, del colimador primario y del filtro aplanador son los que más contribuyen a las dosis absorbida en el maniquí (Chaney *et al.* 1994, Schach von Wittenau *et al.* 1999, Deng *et al.* 2000). En este trabajo se desarrolla un modelo de fuentes que incluye una primera fuente que tiene en cuenta el aporte de los fotones producidos después de que el haz inicial de electrones impacte en el blanco (llamada fuente primaria) y una segunda fuente que describe la contribución de los fotones dispersados en el colimador primario y el filtro aplanador (a la que llamamos fuente de dispersión). La fuente de electrones se analiza en el siguiente capítulo.

3.1. Distribuciones espaciales de las fuentes

El conocimiento preciso de la distribución de los fotones producidos por Bremsstrahlung en el blanco es esencial para los algoritmos de los TPS con haces de fotones externos basados en modelos de fuentes (Ahnesjö y Andreo 1989). En general estas distribuciones dependen de la energía y la distribución espacial de los electrones que impactan sobre el blanco y de los materiales y las dimensiones del mismo (Sheikh-Bagheri y Rogers 2002a).

Para determinar la distribución de los fotones producidos en el blanco se han realizado diferentes experimentos. Munro *et al.* (1988), Jaffray *et al.* (1993) y Sham *et al.* (2008) utilizaron un diodo como sistema de detección y calcularon la integral lineal de la respuesta del diodo, con un algoritmo de reconstrucción de tomografía computadorizada, para determinar la forma y el tamaño de la fuente primaria. Sham *et al.* (2008) estudiaron un Varian Clinac 21EX a 6 MV y encontraron que la función de Pearson VII proporciona el mejor ajuste para la distribución de fluencia primaria medida para este linac. Zhu *et al.* (1995) ajustaron medidas de factores de salida en aire para campos pequeños considerando que la fuente primaria estaba descrita mediante una función gaussiana. Treuer *et al.* (2003) emplearon un colimador micro-multilámina para reconstruir la distribución espacial de la fuente, partiendo de la suposición de que las distribuciones de las fuentes de fotones se pueden representar como funciones gaussianas.

También se han utilizado simulaciones MC para estudiar estas distribuciones. Por ejemplo, Wang y Leszczynski (2007) utilizaron el código EGSnrc para evaluar la distribución espacial de fotones para varios blancos del linac Siemens Primus y estudiaron la relación de la anchura a mitad de altura del haz de fotones con respecto al haz de electrones incidentes y, además, el efecto sobre la penumbra en los perfiles de dosis.

En los algoritmos de cálculo utilizados por los TPS actuales se consideran fuentes primarias de fotones con forma puntual (Korhonen 2009) o gaussiana (Sikora *et al.* 2007 y Fippel *et al.* 2003).

La mayor parte de la radiación extrafocal en un linac se origina en el colimador primario y en el filtro aplanador, los cuales están ubicados uno muy cerca del otro. La fuente de dispersión tiene en cuenta los fotones provenientes de esta parte del linac. Los resultados experimentales de Jaffray *et al.* (1993) muestran que la distribución espacial de estos fotones dispersados se puede representar como una distribución gaussiana. Sin embargo, otros autores (Sham *et al.* 2008) ajustan el comportamiento observado utilizando funciones más sofisticadas, como la función lorenziana doble. Por otro lado, los resultados de varias simulaciones MC para caracterizar la forma y el tamaño de la fuente de dispersión proponen ajustar su comportamiento mediante funciones gaussianas, exponenciales o de Pearson VII. (Chaney *et al.* 1994, Liu *et al.* 1997, Deng *et al.* 2000, Chytyk y McCurdy 2009).

El modelo que hemos desarrollado en este trabajo incluye dos fuentes planas de fotones: la fuente primaria, situada en la posición $z_0 = 0$ y la fuente de dispersión, que se localiza justo debajo del filtro aplanador, en z_S , cuyos valores para cada uno de los linacs están dados en la tabla 1.2. En nuestro modelo asumimos la estrategia de Fippel *et al.* (2003) en la cual la fluencia total de fotones en un punto (x, y, z) está dada por:

$$\phi_\gamma(x, y, z) = w_0 \phi_0(x, y, z) \phi_{\text{horn}}(x, y, z) + w_S \phi_S(x, y, z). \quad (3.1)$$

Aquí w_0 y w_S representan los pesos relativos de las dos fuentes de fotones y cumplen la condición

$$w_0 + w_S = 1. \quad (3.2)$$

Las fluencias $\phi_0(x, y, z)$ y $\phi_S(x, y, z)$ corresponden a las contribuciones de las fuentes primaria y de dispersión a la fluencia total de fotones, respectivamente, y están dadas por (Jiang *et al.* 2001; Fippel *et al.* 2003):

$$\phi_\alpha(x, y, z) = \frac{(z_D^x - z_\alpha)(z_D^y - z_\alpha)}{(z - z_\alpha)^2} I_\alpha(x, y, z), \quad (3.3)$$

con $\alpha = 0$ o S . Los valores z_D^x y z_D^y representan la coordenada z del borde inferior del sistema de colimación en las direcciones x y y , respectivamente, e

$$I_\alpha(x, y, z) = \int_{-x_\alpha^-}^{x_\alpha^+} \int_{-y_\alpha^-}^{y_\alpha^+} dx' dy' S_\alpha(x', y'), \quad (3.4)$$

con $S_\alpha(x', y')$ la distribución espacial de la fuente situada en $z = z_\alpha$ y x_α^\pm y y_α^\pm los valores extremos que delimitan la región de la fuente que se ve desde el punto (x, y, z) donde se calcula la fluencia. El factor que multiplica a la integral I_α en la ecuación (3.3) tiene en cuenta el decrecimiento de la fluencia con el inverso del cuadrado de la distancia a la fuente. Finalmente,

$$\phi_{\text{horn}}(x, y, z) = 1 + \rho^2 \sum_{k=0}^4 h_k \rho^k \quad (3.5)$$

es una corrección que se introduce para poder describir la depresión que usualmente presentan los perfiles de fluencia en el eje central (Fippel *et al.* 2003). Aquí $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}/(z - z_0)$ y los coeficientes h_j se consideran parámetros libres de la función de fluencia que se determinan en el proceso de ajuste.

Para la contribución de la fuente primaria hemos considerado dos funciones de distribución. La primera es

$$S_0^G(x, y) = G_{\sigma_0}(x) G_{\sigma_0}(y), \quad (3.6)$$

siendo

$$G_\sigma(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.7)$$

una función gaussiana con FWHM = $2\sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 2.35\sigma$. La segunda función de distribución analizada es

$$S_0^P(x, y) = P_{\delta_0}(x) P_{\delta_0}(y), \quad (3.8)$$

donde

$$P_\delta(t) = \frac{1}{2\delta} \left(1 + \frac{t^2}{\delta^2}\right)^{-3/2} \quad (3.9)$$

es una función de Pearson VII, con FWHM = $2\sqrt{2^{2/3}-1}\delta \approx 1.53\delta$.

Para la fuente de dispersión solo consideramos una función de tipo gaussiano,

$$S_S^G(x, y) = G_{\sigma_S}(x) G_{\sigma_S}(y). \quad (3.10)$$

Las dos formas funcionales seleccionadas para S_α permiten obtener analíticamente las integrales I_α definidas en la ecuación (3.4). Si consideramos S_α^G , el resultado de la contribución a la fluencia es

$$\phi_\alpha^G(x, y, z) = \frac{1}{4} \frac{(z_D^x - z_\alpha)(z_D^y - z_\alpha)}{(z - z_\alpha)^2} [\text{erf}(\tilde{x}_\alpha^+) + \text{erf}(\tilde{x}_\alpha^-)] [\text{erf}(\tilde{y}_\alpha^+) + \text{erf}(\tilde{y}_\alpha^-)], \quad (3.11)$$

donde $\tilde{v} = v/\sqrt{2}\sigma_\alpha$ y

$$\text{erf}(v) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^v dt \exp(-t^2) \quad (3.12)$$

es la función error. Por otro lado, si tomamos S_α^P la contribución de la fuente primaria a la fluencia es

$$\phi_0^P(x, y, z) = \frac{1}{4} \frac{(z_D^x - z_0)(z_D^y - z_0)}{(z - z_0)^2} [Q(\tilde{x}_0^+) + Q(\tilde{x}_0^-)] [Q(\tilde{y}_0^+) + Q(\tilde{y}_0^-)], \quad (3.13)$$

donde ahora $\tilde{v} = v/\omega_0$ y

$$Q(v) = \frac{v}{\sqrt{1+v^2}}. \quad (3.14)$$

En lo que sigue etiquetamos ϕ_γ^G y ϕ_γ^P , respectivamente, las fluencias totales de fotones, dadas por la ecuación (3.1), cuando usamos la función de tipo gaussiano S_0^G o la función de tipo Pearson VII S_0^P para describir la fuente primaria. En ambos casos, y como ya se ha indicado anteriormente, la fuente de dispersión fue modelada usando la función de tipo gaussiano S_S^G .

Para evaluar las integrales definidas en la ecuación (3.3), es necesario determinar la región de la fuente que se observa desde el punto donde se calcula la fluencia.

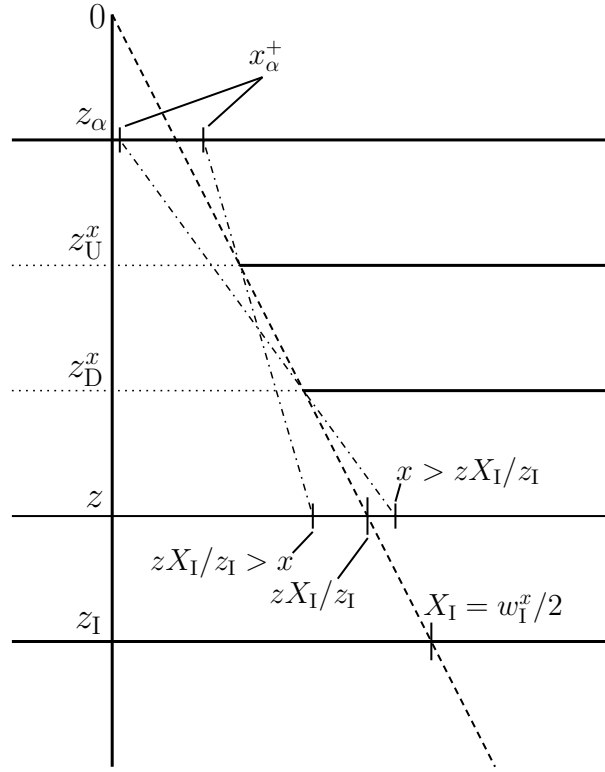


Figura 3.1: Modelo del campo visual. La figura ilustra como se definen los límites para desarrollar la integración de la ecuación (3.3).

Esta dependerá del sistema de colimación del linac que puede estar formado por dos pares de mandíbulas o un par de mandíbulas más un colimador multilámina dependiendo del linac particular estudiado. Supongamos que la fuente (ver figura 3.1) está situada en $z = z_\alpha$ y el isocentro en $(0, 0, z_I)$, que $w_I^x = 2X_I$ es el tamaño del campo en la dirección x y que $z = z_U^x$ define el límite superior del sistema de colimación (los límites superior e inferior del sistema de colimación para cada linac estudiado están dados en la tabla 1.2). Tal y como se muestra en la figura 3.1, el valor de x_α^+ que se toma para la integración de la ecuación (3.4) está definido por el límite de colimación superior o inferior de acuerdo a si x es menor o mayor que zX_I/z_I . En el primer caso,

$$x_\alpha^+ = \frac{w_I^x z_U^x (z - z_\alpha) + 2 x z_I (z_\alpha - z_U^x)}{2 z_I (z - z_U^x)}, \quad (3.15)$$

mientras que cuando $x > zX_I/z_I$,

$$x_\alpha^+ = \frac{w_I^x z_D^x (z - z_\alpha) + 2 x z_I (z_\alpha - z_D^x)}{2 z_I (z - z_D^x)}. \quad (3.16)$$

De forma similar se puede determinar el valor de x_α^- y los límites de integración en

la dirección y . Finalmente se tiene

$$x_{\alpha}^{\pm} = \min \left[\frac{w_I^x z_U^x (z - z_{\alpha}) \pm 2 x z_I (z_{\alpha} - z_U^x)}{2 z_I (z - z_U^x)}, \frac{w_I^x z_D^x (z - z_{\alpha}) \pm 2 x z_I (z_{\alpha} - z_D^x)}{2 z_I (z - z_D^x)} \right] \quad (3.17)$$

e

$$y_{\alpha}^{\pm} = \min \left[\frac{w_I^y z_U^y (z - z_{\alpha}) \pm 2 y z_I (z_{\alpha} - z_U^y)}{2 z_I (z - z_U^y)}, \frac{w_I^y z_D^y (z - z_{\alpha}) \pm 2 y z_I (z_{\alpha} - z_D^y)}{2 z_I (z - z_D^y)} \right]. \quad (3.18)$$

Una vez que las formas funcionales de las distribuciones espaciales de las dos fuentes de fotones se han seleccionado, se determinan, usando el método de minimización Levenberg-Marquardt (Press *et al.* 1992), los parámetros libres de la fluencia total que permiten reproducir una serie de perfiles de fluencia obtenidos en aire, a diferentes distancias de la fuente, mediante una simulación MC incluyendo la geometría detallada de cada linac. Los tamaños de campo para obtener estos perfiles se han seleccionado de acuerdo a la prescripción de Fippel *et al.* (2003) y, específicamente, calculamos un perfil de fluencia en la dirección del eje del haz ($x = y = 0$) para distancias a la fuente entre 85 y 115 cm, y tres perfiles de fluencia en la dirección x (con $y = 0$) y, adicionalmente, otros tres perfiles en la dirección y (con $x = 0$), para $z = 85, 100$ y 115 cm. Todos estos perfiles se determinaron para los campos de radiación definidos a 100 cm de la fuente con tamaños de $2 \times 2, 3 \times 3, 5 \times 5, 10 \times 10, 20 \times 20, 40 \times 40, 5 \times 40, 10 \times 40, 40 \times 5$ y 40×10 cm². En el caso del Mevatron la apertura máxima es de 35 cm en vez de 40 cm. En total se calcularon 70 perfiles de fluencia para cada linac analizado.

Para realizar las correspondientes simulaciones se obtuvo un PSF para cada una de las 6 configuraciones de linacs analizadas, justo por encima del sistema de colimación secundario. En cada caso se siguieron 10^9 electrones iniciales muestreados de acuerdo a las distribuciones caracterizadas en la tabla 2.2. Cada uno de estos PSF requiere un tiempo de CPU de aproximadamente 200 h.

Para el cálculo de los perfiles de fluencias se utilizaron celdas de acumulación de $0.1 \times 0.1 \times 0.2$ cm³ con un tiempo de simulación entre 3.8 y 4.2 h, según el tamaño de campo. Todas las simulaciones fueron desarrolladas en un procesador Intel Hapertown E5405 2.0 GHz.

Las simulaciones se hicieron con PENELOPE. Para reducir la varianza de los perfiles de fluencia finales se ha tenido en cuenta la simetría especular mostrada por las mandíbulas y todos los perfiles fueron normalizados al valor de la fluencia en el punto $x = y = 0, z = 100$ cm, para el tamaño de campo máximo.

Para elucidar cual de las dos funciones consideradas, ϕ_{γ}^G o ϕ_{γ}^P , es la más adecuada para reproducir los perfiles, usamos el criterio de información de Akaike (Akaike 1974). Este criterio depende del número de parámetros de la función de ajuste y

proporciona una estimación relativa de la bondad del ajuste que se obtiene con el modelo utilizado. El índice de Akaike a es negativo y cuanto mayor sea su valor absoluto mejor es el resultado del ajuste.

Posteriormente, los resultados obtenidos del proceso de ajuste se comprueban analizando las distribuciones espaciales en dos planos para cada uno de los linacs estudiados. Para hacer esto utilizamos los PSF calculados. Así el PSF_t permite analizar la distribución espacial correspondiente a la fuente primaria, mientras que la fuente de dispersión se estudia de forma similar usando el PSF_f y considerando solo los fotones procedentes del colimador primario y del filtro aplanador.

El primer paso fue ajustar los “pseudo-datos” de fluencia de fotones obtenidos a partir de la simulación MC completa (perfiles de fluencia en la dirección del haz y perfiles transversales) usando la ecuación (3.1). La figura 3.2 muestra el resultado del ajuste obtenido para algunos de los campos considerados. Los resultados MC (representados con símbolos) se comparan con la fluencia total ajustada ϕ_γ^G (curva discontinua) y ϕ_γ^P (curva continua). En general, la función ϕ_γ^P describe mejor las penumbras, obteniéndose resultados similares para todos los campos estudiados. Es de destacar que para el caso del Mevatron a 18 MV, el mejor ajuste obtenido con ϕ_γ^G no reproduce correctamente los valores de fluencia determinados mediante MC, sobre todo para los campos de mayor tamaño.

Los valores de los parámetros que definen las dos fluencias totales y producen los mejores ajustes están dados en la tabla 3.1. El criterio de Akaike (ver el valor del índice a) indica que considerar la función de Pearson VII para modelar la fuente primaria produce un ajuste mucho mejor: el índice a para ϕ_γ^P es sistemáticamente mayor, en valor absoluto, que para ϕ_γ^G .

Los pesos de la fuente primaria w_0 son muy similares para los dos modelos, aunque son ligeramente mayores para ϕ_γ^P . Por otro lado, cuando aumenta la energía de los electrones incidentes, la energía promedio de las partículas secundarias también

Tabla 3.1: Parámetros de las fuentes de fotones obtenidos después de ajustar los “pseudo-datos” de fluencias con ϕ_γ^G y ϕ_γ^P . Se reportan entre paréntesis la incertidumbre con un factor de $k = 1$; esto es, 23.8(5) significa 23.8 ± 0.5 . También, se muestra el índice de Akaike, a relacionado con la bondad del ajuste.

linac	E. nominal (MV)	ϕ_γ^G				ϕ_γ^P			
		w_0	σ_0 (mm)	σ_S (mm)	a ($\times 10^{-5}$)	w_0	δ_0 (mm)	σ_S (mm)	a ($\times 10^{-5}$)
Precise	6	0.936(1)	2.62(1)	22.8(3)	-0.4	0.957(1)	1.85(1)	24.6(5)	-0.7
	15	0.915(1)	1.51(1)	17.7(2)	-0.5	0.924(1)	1.02(1)	17.5(3)	-1.1
Clinac	6	0.924(1)	1.38(1)	21.1(2)	-0.8	0.941(1)	1.18(1)	24.3(2)	-1.5
	18	0.880(1)	1.19(1)	19.9(1)	-0.9	0.899(1)	1.14(1)	20.7(1)	-1.3
Mevatron	6	0.949(1)	2.32(1)	23.8(5)	-0.7	0.957(1)	1.49(1)	28.4(5)	-1.2
	18	0.868(1)	1.11(1)	27.4(4)	-0.6	0.879(1)	0.95(1)	36.5(5)	-1.1

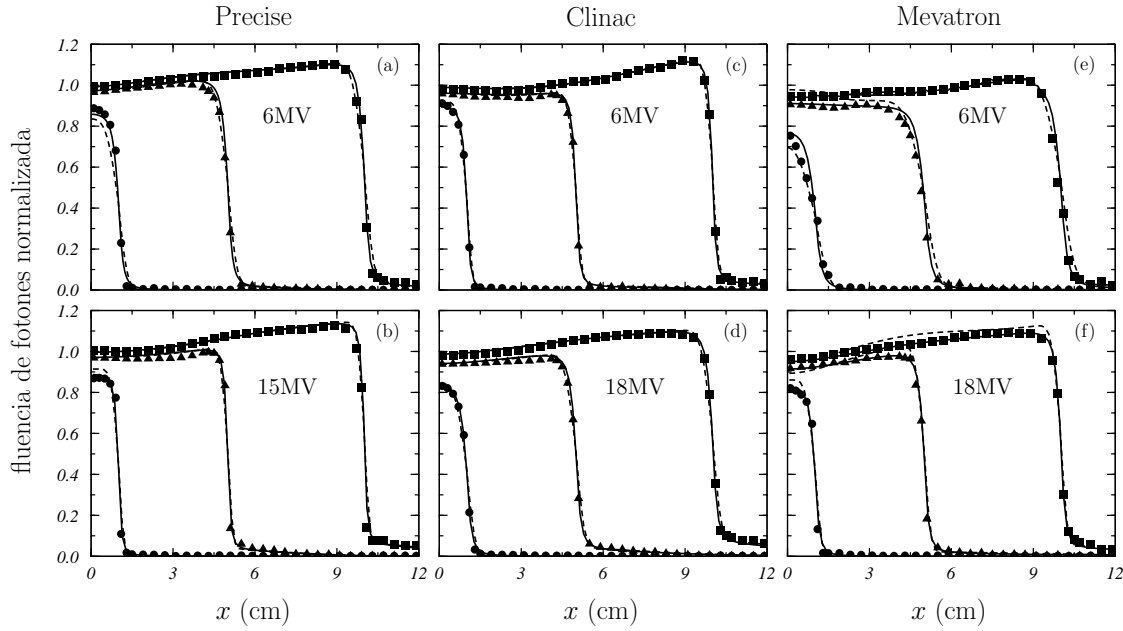


Figura 3.2: Fluencia de fotones en $z = 100 \text{ cm}$, normalizada a la fluencia en el eje central para campo de mayor tamaño. Se muestran los resultados para las seis configuraciones estudiadas. Los símbolos representan los resultados obtenidos con la simulación MC completa para los campos de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ (puntos), $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (triángulos) y $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (cuadrados). Las curvas continuas y discontinuas representan los ajustes realizados utilizando la ecuación (3.1) para ϕ_γ^G y ϕ_γ^P , respectivamente. Las incertidumbres (con un factor de $k = 1$) son menores que los símbolos utilizados.

aumenta, la importancia relativa de la fuente de dispersión se hace más grande y los valores encontrados para w_0 disminuyen.

Estos valores se pueden comparar con los encontrados en estudios MC desarrollados para otros linacs diferentes de los analizados en este estudio. En esos trabajos, el peso relativo entre la fuente primaria y de dispersión se determina a partir del número de partículas que vienen directamente del blanco y se acumulan en un PSF a la entrada del maniquí. El peso relativo determinado de esta forma depende del tamaño del campo, mientras que no ocurre lo mismo con el w_0 obtenido en nuestro procedimiento de ajuste. A pesar de esto se puede mencionar que Chaney *et al.* (1994) encontraron, para un linac Siemens MD2 a 6 MV y un campo de $28 \times 28 \text{ cm}^2$, el valor de $w_0 = 0.91$ en simulaciones desarrolladas con el código EGS4. Usando el código MCNP4B, Schach von Wittenau *et al.* (1999) obtuvieron $w_0 = 0.93$ para un Varian Clinac 2100C a 6 MV y un campo de $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Finalmente, Fix *et al.* (2001) simularon con el código GEANT un Clinac 2300 C/D operando a 6 MV y evaluaron tamaños de campo entre 3×3 y $40 \times 40 \text{ cm}^2$, obteniendo valores para w_0 entre 0.80 y 0.90. A pesar de las diferencias entre las geometrías de estos linacs y los analizados en este trabajo, los valores de los pesos relativos de la fuente primaria

son similares a los obtenidos en nuestro análisis.

El PSF_t determinado por debajo del blanco permite estudiar la distribución de partículas de la fuente primaria de cada linac. Como la fuente primaria del modelo está definida en $z_0 = 0$, se genera un PSF “virtual” moviendo los fotones acumulados en el PSF_t hacia el plano $z = 0$, usando sus respectivos cosenos directores. Con el PSF obtenido se calcula la fluencia y se compara con las fluencias primarias ϕ_0^G y ϕ_0^P obtenidas en el ajuste. La figura 3.3 muestra esta comparación. Se representan los resultados MC obtenidos del PSF_t con puntos, mientras que las funciones de distribución gaussiana y Pearson VII se muestran mediante curvas discontinuas y continuas, respectivamente. Todas las curvas han sido normalizadas de tal forma que la integral de las distribuciones sea igual a la unidad. Se observa cómo ϕ_0^P permite, en general, una mejor descripción de las distribuciones MC, especialmente para altas energías.

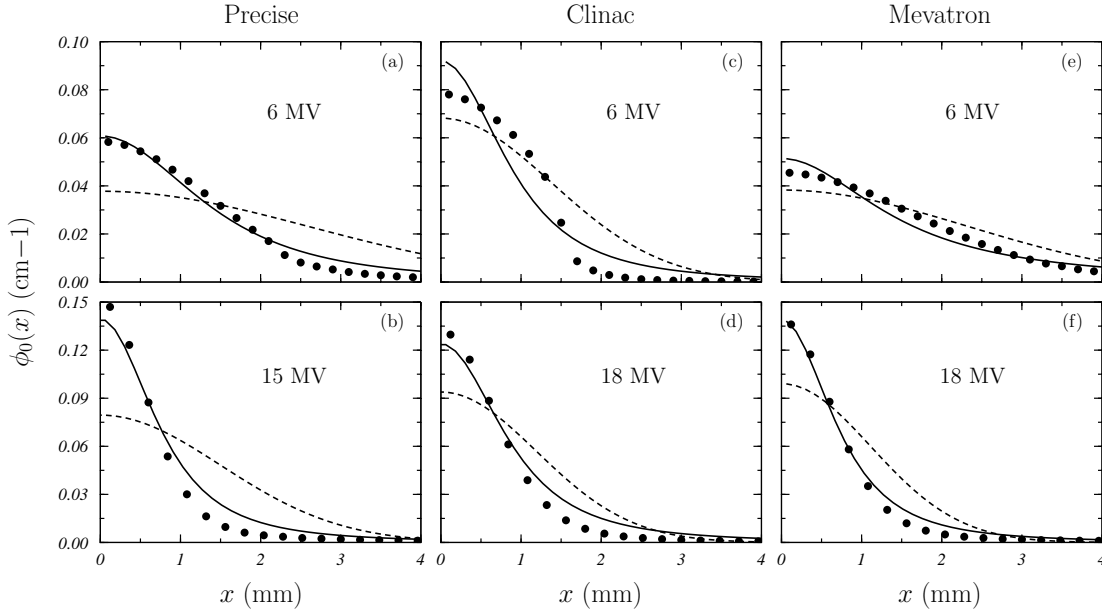


Figura 3.3: Distribuciones de fluencia de las fuentes primarias ϕ_0^G (curvas discontinuas) y ϕ_0^P (curvas continuas) obtenidas en el proceso de ajuste descrito en el texto comparadas con las encontradas usando el PSF_t . Las incertidumbres (con un factor $k = 1$) son más pequeñas que los símbolos utilizados.

Como puede verse en la figura 3.3, las fuentes primarias obtenidas del ajuste de ϕ_γ^G son mucho más anchas que las encontradas para ϕ_γ^P . Esto se corrobora en la tabla 3.1: los valores de σ_0 son mayores que los de δ_0 (recordemos además que FWHM viene dado por $2.35 \sigma_0$ y $1.53 \delta_0$, respectivamente). Por otro lado, el ancho de la distribución de la fuente primaria obtenido para las configuraciones de 6 MV es mayor que el encontrado cuando los linacs operan a 15 MV y 18 MV. Este resultado era de esperar si se tiene en cuenta que el ángulo con respecto al eje del haz de

la dirección de los fotones producidos por Bremsstrahlung en el blanco es menor a medida que aumenta la energía.

Hasta donde conocemos, no hay información reportada de resultados experimentales concernientes al tamaño de la fuente primaria de los linacs analizados en este estudio. Jaffray *et al.* (1993) encontraron para un Varian 2100 operando a 6 y 15 MV los valores FWHM = 1.2 – 1.4 mm y 0.9 – 1.6 mm, respectivamente. Sham *et al.* (2008) determinaron un rango de valores entre 1.49 – 1.60 mm para un Varian 21EX a 6 MV. Estos valores son un poco menores que los que nosotros hemos obtenido para las dos configuraciones de Clinac 2300 C/D, los cuales son 1.8 mm y 1.6 mm. Por su parte, Jaffray *et al.* (1993) encontraron un rango de valores de 0.5 – 0.7 mm para un Siemens KD2 a 6 MV, mucho menores que los resultados encontrados en nuestro ajuste para el KDS a 6 MV, que es de 2.7 mm. Sin embargo, Zhu *et al.* (1995) obtuvieron para el Elekta SL25 a 6 MV un FWHM de 2.0 – 3.5 mm, en acuerdo con el valor de 2.83 mm encontrado en nuestro caso para el Elekta Precise a 6 MV. En cualquier caso, las diferencias en las características específicas de los blancos de estos linacs pueden producir diferencias tan grandes como algunas de las mencionadas aquí, por lo que esta comparación solo puede ser considerada a un nivel cualitativo.

Como se puede ver en la tabla 3.1, los tamaños de las fuentes de dispersión obtenidos con las dos funciones de ajuste, ϕ_γ^G y ϕ_γ^P , son similares, siendo ligeramente mayor el último caso. Para el Varian Clinac operando a 6 MV, Sham *et al.* (2008) obtuvieron valores de FWHM entre 21.0 y 25.6 mm, aproximadamente la mitad de los encontrados en este estudio. Sin embargo, Sharpe *et al.* (1995) determinaron experimentalmente para un Varian Clinac 2100C a 6 MV que el punto de inflexión aparece a 34 mm, un valor muy próximo al encontrado en nuestro cálculo, que es de 36 mm.

Las características de la fuente de dispersión pueden ser analizadas usando la información acumulada en el PSF_{ff}, de una forma similar a como se analiza la fuente primaria. En la figura 3.4 se comparan las fluencias calculadas mediante MC a partir del PSF correspondiente (puntos negros) con las fluencias de dispersión gaussianas obtenidas después de desarrollar el procedimiento de ajuste de las dos funciones ϕ_γ^G (curvas discontinuas) y ϕ_γ^P (curvas continuas). El acuerdo es relativamente bueno a baja energía. La peor situación se encuentra para el caso del linac Precise a 15 MV donde la distribución obtenida en el ajuste es más estrecha que la encontrada en el PSF_{ff} de la simulación MC.

Finalmente, vamos a analizar las diferencias obtenidas en la función ϕ_{horn} , dada por la ecuación (3.5), cuando se utilizan las dos funciones de ajustes consideradas. La figura 3.5 muestra esta comparación para las seis configuraciones estudiadas. Los resultados encontrados para ϕ_γ^P (curvas continuas) son muy similares a los obtenidos con ϕ_γ^G (curvas discontinuas), lo que indica que esta función está sobre todo ligada a la forma específica del filtro aplanador de cada linac.

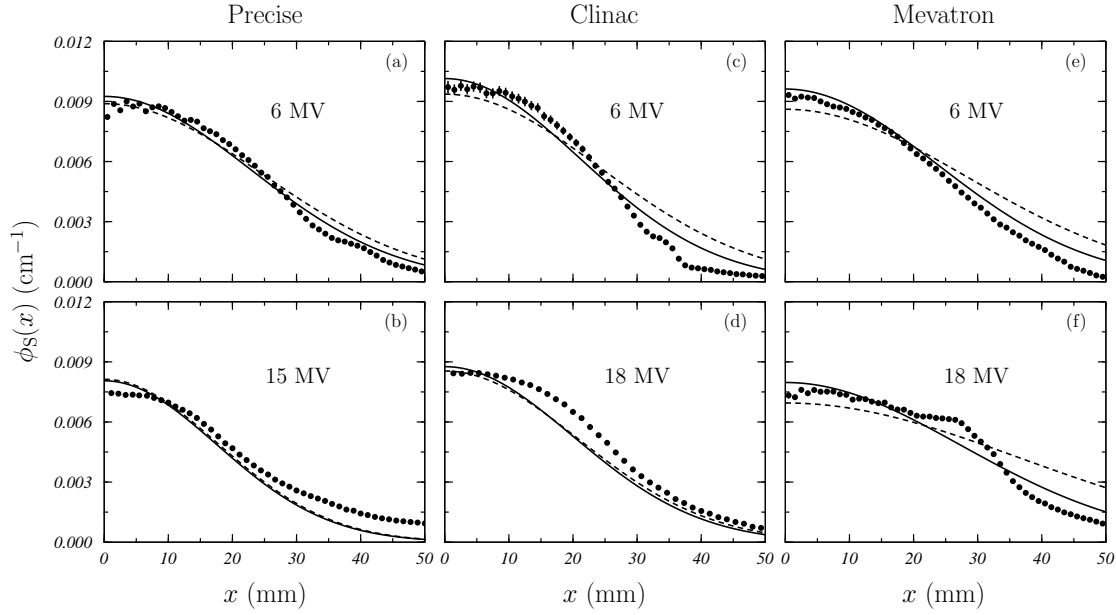


Figura 3.4: Distribuciones de fluencia de las fuentes de dispersión obtenidas en los ajustes de ϕ_γ^G (curvas discontinuas) y ϕ_γ^P (curvas continuas) comparadas a las encontradas usando el PSF_{ff} . Excepto en algunos casos, las incertidumbres (con un factor $k = 1$) son más pequeñas que los símbolos utilizados.

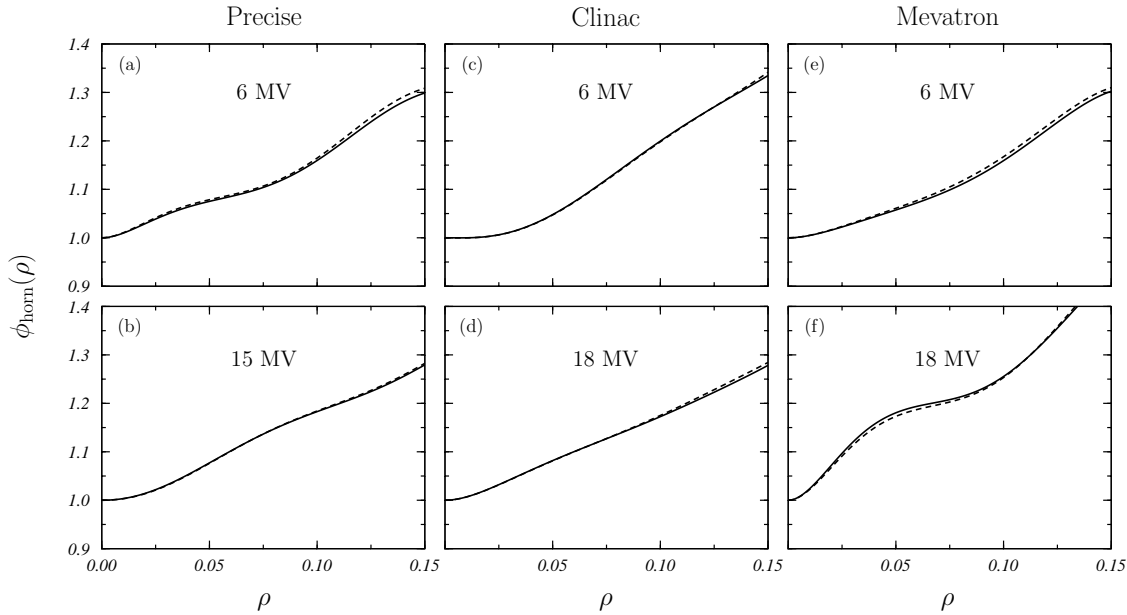


Figura 3.5: Función ϕ_{horn} , dada por la ecuación (3.5), obtenida en los ajustes desarrollados usando ϕ_γ^P (curvas continuas) y ϕ_γ^G (curvas discontinuas). Las representaciones corresponden a $z = 100$ cm

3.2. Espectros de energía de las fuentes de fotones

El conocimiento del espectro de energía de haces de fotones producidos por los linacs es de gran importancia para muchas de las aplicaciones en radioterapia, constituyendo un conocimiento previo indispensable en casi todos los algoritmos empleados para el cálculo de distribuciones de dosis. Infortunadamente no hay un método sencillo para medir directamente el espectro de energía producido en un linac clínico.

En los trabajos de Ahnesjö y Andreo (1989) y Bloch y McDonough (1998) se describe un procedimiento para extraer el espectro a partir de un conjunto de medidas realizadas para caracterizar el haz clínico. En concreto, una vez que se conocen las características espaciales de las fuentes, es posible reconstruir los espectros de energía a partir de un conjunto de rendimientos en profundidad, calculados mediante MC, para haces monoenergéticos y del rendimiento en profundidad experimental (Ahnesjö y Andreo 1989). Sin embargo, este procedimiento es complicado, sobre todo si se trata de analizar todo el rango de energías en detalle.

Una forma más fácil para obtener el espectro de energía es asumir un determinado comportamiento funcional y ajustar los parámetros libres con el fin de reproducir los resultados experimentales (Ahnesjö y Andreo 1989, Yang *et al.* 2004, Sikora y Alber 2009). Se han propuesto muchas formas funcionales para describir el espectro de energía de linacs (Ali y Rogers 2012), siendo pues un punto importante, en primer lugar, determinar la función analítica que mejor describa los espectros correspondientes.

Dependiendo del algoritmo específico utilizado para calcular las distribuciones de dosis, el espectro de energía de los fotones, en el eje del haz, provenientes de la fuente primaria, ha sido estudiado usando archivos PSF calculados en diferentes posiciones de la geometría del cabezal del linac. En este trabajo hemos considerado la metodología de Fippel *et al.* (2003) quienes utilizaron el PSF_{ff}. Estos autores consideran un espectro del tipo:

$$p_0(E) \propto E^p \exp(-bE), \quad (3.19)$$

pero la descripción de la distribución de energía no resultó completamente satisfactoria. Nosotros hemos considerado dos funciones diferentes. La primera es una distribución log-normal (Bloch y McDonough 1998; Yang *et al.* 2004; Cho *et al.* 2011)

$$p_0^Y(E) = N_Y \frac{1}{\sqrt{2\pi} (E/\text{MeV}) \sigma} \exp \left\{ -\frac{[\log(E/\text{MeV}) - \mu]^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (3.20)$$

que incluye tres parámetros libres, N_Y , μ y σ . La segunda es una modificación de la funciones propuestas por Ulmer *et al.* (2005) y Sikora *et al.* (2007) y viene dada por

$$p_0^G(E) = N_0 \frac{\exp[b_0 (E_0^{\max} - E)/\text{MeV}] - 1}{\exp(b_0 E_0^{\max}/\text{MeV})} \{1 - \exp[-s_0 (E - E_0^{\min})/\text{MeV}]\}, \quad (3.21)$$

que cuenta también con tres parámetros libres, N_0 , b_0 y s_0 . En la expresión anterior E_0^{\max} y E_0^{\min} son, respectivamente, las energías máxima y mínima de los fotones primarios presentes en el PSF_{ff} .

Para determinar los valores de los parámetros libres, cada una de las funciones consideradas fue ajustada al espectro de energía obtenido en el eje del haz a partir del PSF_{ff} calculado para cada linac. Para este propósito utilizamos el método de minimización de Levenberg-Marquardt (Press *et al.* 1992) y comparamos los resultados mediante el criterio de información de Akaike (1974).

En la figura 3.6 se muestra con puntos negros el espectro de energía en el eje del haz obtenido a partir del PSF_{ff} . Las curvas discontinua y continua corresponden a los ajustes de estos espectros usando la función de distribución de energía p_0^Y , definida en la ecuación (3.20), y p_0^G , dada por la ecuación (3.21), respectivamente. En la tabla 3.2 se muestran los valores de los parámetros de las funciones ajustadas. En general, los ajustes obtenidos para ambas distribuciones son similares, los valores del criterio de información de Akaike a son muy próximos unos de otros. Sin embargo, la función p_0^Y muestra una cola extremadamente larga a altas energías y esta puede producir partículas en la simulación que se encuentren fuera del rango de energía real del espectro del linac. Para eliminar este problema, hemos decidido emplear la distribución p_0^G en las simulaciones que se llevan a cabo con nuestro modelo de fuentes.

En el caso del Clinac a 6 MV (panel (c)), también, se incluyen con cuadrados blancos, los resultados reportados por Schach von Wittenau *et al.* (1999) para un Varian Clinac 2100C, que están en un acuerdo muy razonable con el resultado encontrado en nuestras simulaciones.

Las distribuciones que acabamos de describir corresponden a la energía de las partículas primarias que se mueven a lo largo del eje del haz. El siguiente paso es

Tabla 3.2: Valores de los parámetros de las distribuciones p_0^Y y p_0^G , como se definen en las ecuaciones (3.20) y (3.21), respectivamente, obtenidas después del ajuste de los espectros correspondientes mostrados en la figura 3.6. También, se reporta el índice de Akaike a .

linac	E. nominal (MV)	p_0^Y				p_0^G			
		N_Y (MeV ⁻¹)	μ	σ	a ($\times 10^{-2}$)	N_0 (MeV ⁻¹)	b_0	s_0	a ($\times 10^{-2}$)
Precise	6	0.15(3)	1.62(5)	0.89(2)	-3.9	0.10(2)	0.46(4)	4.68(6)	-4.1
	15	0.43(3)	4.04(3)	0.90(2)	-4.8	0.11(2)	0.18(3)	2.13(3)	-4.9
Clinac	6	0.14(3)	1.51(3)	0.88(2)	-3.8	0.10(2)	0.53(4)	4.61(5)	-3.9
	18	0.44(2)	4.17(2)	0.80(2)	-4.5	0.14(3)	0.23(4)	2.28(4)	-4.5
Mevatron	6	0.14(3)	1.36(3)	0.88(2)	-4.0	0.11(2)	0.61(4)	5.72(5)	-4.2
	18	0.41(3)	3.94(3)	0.94(2)	-3.2	0.11(3)	0.18(4)	2.61(5)	-3.3

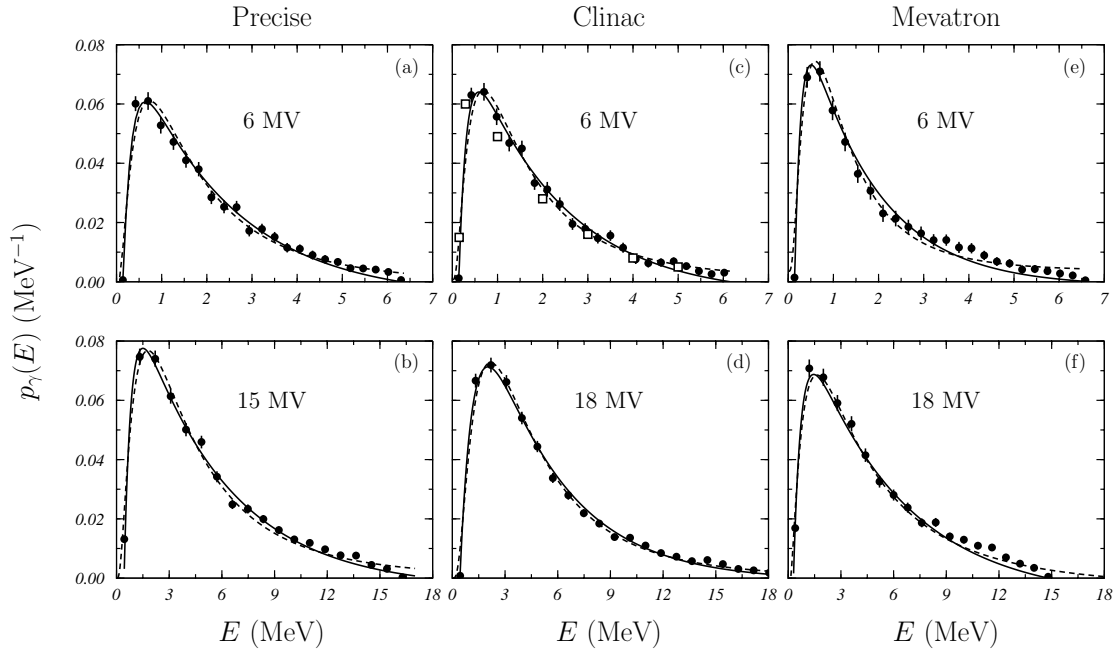


Figura 3.6: Espectros de energías en el eje del haz de los fotones emitidos desde la fuente primaria. Los círculos rellenos han sido obtenidos a partir de los PSF_{ff} de cada linac. Las curvas discontinua y continua son los mejores ajustes encontrados para las distribuciones p_0^Y y p_0^G , definidas en las ecuaciones (3.20) y (3.21), respectivamente. En el caso del Clinac a 6 MV (panel (c)), se muestran los resultados reportados por Schach von Wittenau *et al.* (1999) para un Varian Clinac 2100C (cuadrados blancos). Las incertidumbres están dadas con un factor $k = 1$.

determinar la energía de las partículas emitidas desde la fuente primaria en una dirección diferente a la del eje del haz. Se han propuesto varios modelos para describir la distribución correspondiente. Korhonen (2009) corrige el espectro en el eje central con una función relacionada con el espesor másico del filtro aplanador; esta función contiene un parámetro libre del modelo que se ajusta a partir del conjunto de medidas en agua. Sikora *et al.* (2007) siguen un procedimiento similar, aunque utilizan un espesor efectivo del filtro aplanador; en este caso, sin embargo, los parámetros del modelo se determinan a partir del estudio del PSF_{ff} .

En este trabajo hemos generalizado el modelo utilizado por Fippel *et al.* (2003) para describir el llamado “ablandamiento”, que se define como la variación de la energía promedio de los fotones que vienen de la fuente primaria en función de la distancia al eje central. Este efecto es incluido en los algoritmos de convolución/superposición implementados en distintos TPS, usando diferentes aproximaciones (ver, p. ej., Starkschall *et al.* 2000; Chytyk y McCurdy 2009). El modelo se basa en un análisis detallado de varios linacs hecho por Tailor *et al.* (1998) y corroborado para el linac Elekta Precise por Georg *et al.* (2010); en él se asume que

$$p(E, \theta) = \epsilon(\theta) p_0(E), \quad (3.22)$$

donde

$$\epsilon(\theta) = [1 + 0.00181\theta + 0.00202\theta^2 - 0.0000942\theta^3]^{-1/\nu}. \quad (3.23)$$

Aquí, θ es el ángulo polar de la dirección de movimiento del fotón y ν es un parámetro libre que se fija ajustando la energía promedio $\bar{E}(\theta)$ al valor calculado con la correspondiente distribución obtenida a partir del PSF_{ff} para cada uno de los linacs analizados.

Para determinar el parámetro ν , se ajustó la distribución de la ecuación (3.22) a la distribución de la energía promedio obtenida a partir del PSF_{ff} simulado para cada uno de los linacs. La figura 3.7 muestra estas distribuciones (puntos) y las funciones ajustadas (curvas continuas). Los mejores ajustes se obtienen para $\nu \sim 0.4$, en el caso de las tres configuraciones que operan a 6 MV, y $\nu \sim 0.3$, para las otras tres configuraciones de alta energía. Fippel *et al.* (2003), reportaron el valor de $\nu = 0.45$ para un Elekta SL a 6 MV, valor muy próximo al encontrado en nuestro cálculo. Vale la pena resaltar que el parámetro ν parece ser bastante insensible a los detalles de la geometría de los linacs y solo varía ligeramente con la energía de operación. En las simulaciones desarrolladas con el modelo de fuentes, se fija ν igual a 0.4 o 0.3 de acuerdo con la energía.

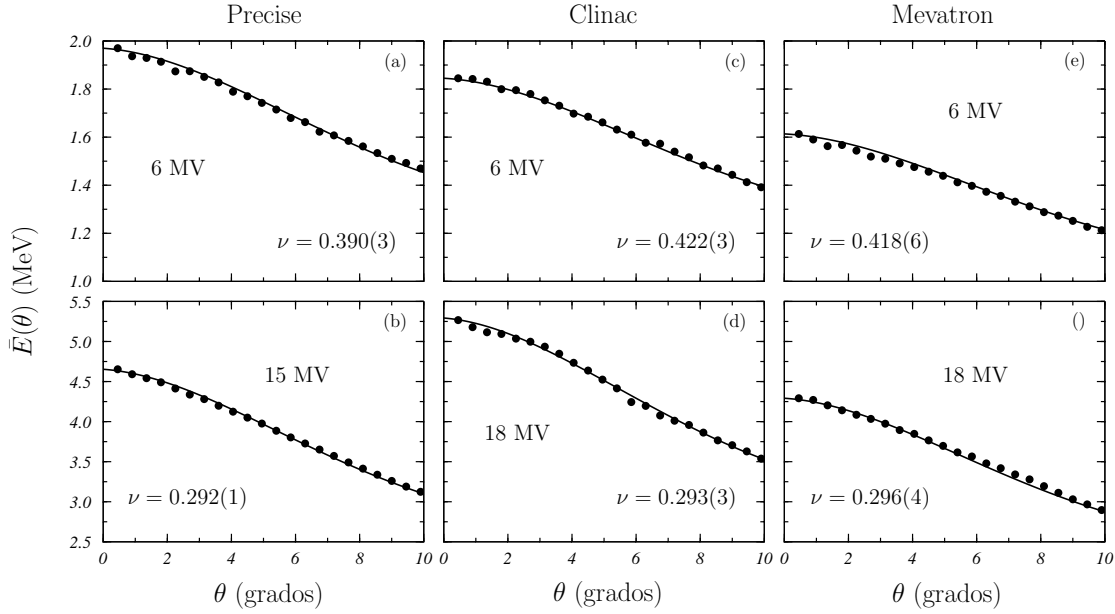


Figura 3.7: Distribuciones de la energía promedio de los fotones como una función del ángulo polar θ , para la fuente primaria. Los círculos rellenos representan los resultados obtenidos a partir del PSF_{ff} y las curvas continuas los resultados encontrados para los mejores ajustes. Las incertidumbres (con un factor de $k = 1$) son más pequeñas que los símbolos utilizados. También, se reportan los valores de ν y sus respectivas incertidumbres se muestran entre paréntesis: 0.292(2) lo cual significa 0.292 ± 0.002 .

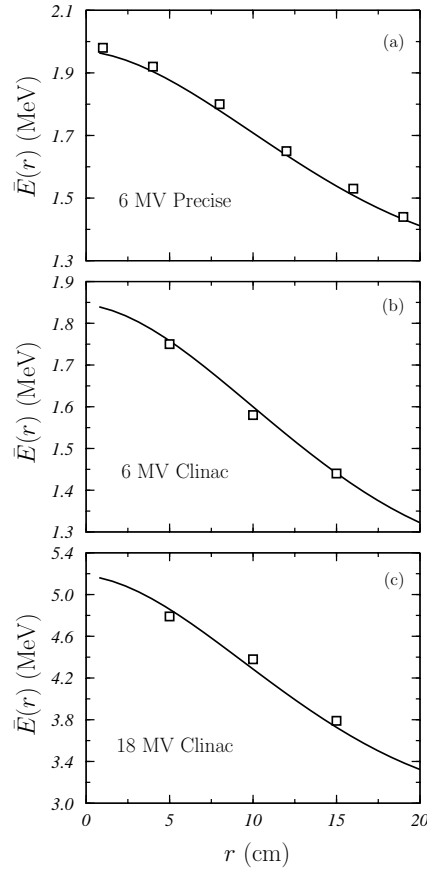


Figura 3.8: Distribuciones del promedio de la energía de los fotones primarios promedio a 100 cm de la fuente, como una función de la distancia al eje del haz. Las curvas continuas representan el resultado de los ajustes mostrados en la figura 3.7 desplazados convenientemente a la distancia requerida con respecto a la fuente. Los cuadrados blancos representan los resultados reportados por Fippel *et al.* (2003) para un Elekta SL a 6 MV (panel (a)) y Fix *et al.* (2005) para un Varian Clinac 21EX (panels (b) y (c)).

Algunos autores han evaluado los valores promedio de la energía de los fotones emitidos a partir de la fuente primaria como una función de la distancia al eje del haz, en la entrada del maniquí de agua (situado a 100 cm de la fuente). En la figura 3.8 se muestran los valores encontrados por Fippel *et al.* (2003), para el Elekta SL a 6 MV (panel (a)), y Fix *et al.* (2005), para las dos configuraciones de un Varian Clinac 21EX (paneles (b) y (c)) con cuadrados blancos. Las curvas continuas son los mejores ajustes mostrados en la figura 3.7, desplazados convenientemente a la distancia de interés. El acuerdo es bastante bueno, incluso teniendo en cuenta que los linacs comparados son diferentes.

Digamos para finalizar que se han realizado varios estudios MC del espectro de energía de los fotones dispersados en aceleradores lineales de uso clínico (Liu *et al.*

1997, Sheikh-Bagheri y Rogers 2002b, Fix *et al.* 2005). Una aproximación usual es considerar que los fotones dispersados se producen como resultado de interacciones Compton de los fotones primarios con los elementos del cabezal (Fippel *et al.* 2003 y Zhou *et al.* 2010). En consecuencia, para describir el espectro de energía de la fuente de dispersión, se aplica una corrección a la distribución de energía de los fotones que se mueven a lo largo del eje central, asumiendo que ocurren dispersiones Compton en la base del filtro aplanador. La energía del fotón dispersado, E_S se toma como

$$E_S = E \left[1 + (1 - \cos \beta) \frac{E}{m_e c^2} \right]^{-1}, \quad (3.24)$$

donde β es el ángulo entre la dirección del fotón inicial y el fotón dispersado y m_e es la masa en reposo del electrón.

3.3. Validación del modelo de fuentes de fotones

Con el fin de validar el modelo propuesto, se realizó una comparación de las distribuciones de dosis en un maniquí de agua obtenidas con el modelo de fuentes con las determinadas usando los “pseudo-datos” generados por la simulación de las geometrías completas con PENELOPE. Las simulaciones desarrolladas para el modelo de fuentes fueron realizadas con el código DPM. Las comparaciones fueron hechas para factores de campo, porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales a varias profundidades, tanto en el eje del haz como fuera de él. Se ha considerado un maniquí de agua con dimensiones de $30 \times 30 \times 40 \text{ cm}^3$, con una distancia de la fuente a la superficie de 100 cm y para campos de radiación de 5×5 , 10×10 y $20 \times 20 \text{ cm}^2$ definidos en la superficie del agua. Los parámetros utilizados para estas simulaciones son los que se muestran en la tabla 2.1.

Para evaluar cuantitativamente la comparación de la que estamos hablando, se utilizó la prueba gamma (Low *et al.* 1998). El criterio considerado fue de una distancia al acuerdo de 1 mm y una discrepancia en la dosis del 2 % para la dosis en profundidad, y 2 mm y 4 %, respectivamente, para los perfiles transversales. Para estimar la bondad del acuerdo entre ambos cálculos se consideró un límite superior de 1.0 para el índice gamma.

Como se mostró anteriormente, el mejor ajuste para la distribución de fluencia y energía se obtiene cuando se utilizan las funciones $S_0^P(x, y)$, dada por la ecuación (3.8), y $p_0^G(E)$, dada por la ecuación (3.21) para caracterizar la fuente primaria. Entonces, en las simulaciones desarrolladas con el modelo de fuentes, los partículas iniciales se generan de acuerdo al siguiente procedimiento:

1. Se decide si la partícula proviene de la fuente primaria o de la fuente de dispersión. Esto se hace utilizando los pesos w_0 y w_S que aparecen en la ecuación de la fluencia total de fotones (3.1).

2. Se fija la posición de la partícula inicial en el plano de la fuente muestreando las distribuciones $S_0^P(x, y)$ (ver ecuación (3.8)) o $S_0^G(x, y)$ (ver ecuación (3.10)) en caso de que la partícula sea primaria o dispersada, respectivamente. De esta forma se obtiene $(x_0, y_0, z_0 = 0)$ o (x_s, y_s, z_s) de acuerdo a cual sea la fuente seleccionada en el primer paso.
3. Para obtener la dirección de emisión se procede como sigue. Si el fotón emitido es primario, las funciones de distribución $\phi_{\text{horn}}(x, y = 0, z = z_{\text{sample}})$ y $\phi_{\text{horn}}(x = 0, y, z = z_{\text{sample}})$, con $z_{\text{sample}} = (z_D^x + z_D^y)/2$, son muestreadas para obtener un par (x, y) . En caso de que el fotón sea emitido desde la fuente de dispersión se sigue un procedimiento similar pero en este caso se muestrea una distribución uniforme. Las coordenadas x y y determinadas de esta forma junto con la posición inicial del fotón emitido definen la dirección de emisión.
4. La energía inicial E se fija muestreando la distribución de energía p_0^G dada por la ecuación (3.21). Si la partícula es primaria, se corrige la energía de acuerdo a la ecuación (3.22), donde θ es el ángulo polar de dirección de emisión.
5. Si la partícula emitida proviene de la fuente de dispersión, la energía E se corrige usando la ecuación (3.24). En este caso, β se calcula como el ángulo entre la dirección de emisión de la partícula dispersada y la de la última partícula emitida.

Una vez que se generan las partículas primarias y de dispersión, se continúa con la simulación y se determina la dosis depositada en el maniquí de agua. Para ambos cálculos (el cálculo completo utilizando PENELOPE y el realizado con el modelo de fuentes usando DPM) se utilizan celdas de acumulación de $0.20 \times 0.20 \times 0.35 \text{ cm}^3$. En el primer caso, los mismos PSF utilizados para calcular los perfiles de fluencia se usan para calcular las distribuciones de dosis en agua. El tiempo de CPU oscila entre 2.0 h, para el campo de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, y 16.5 h, para el campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Los cálculos usando el modelo de fuentes con DPM se demoran entre 0.5 y 2.4 h y el número de historias consideradas fue de 10^8 .

Para tener una idea de la mejora que presenta el modelo de fuentes propuesto con respecto a modelos previos, desarrollamos el procedimiento descrito anteriormente con el modelo introducido por Fippel *et al.* (2003). Estos autores tienen en cuenta que tanto la fuente primaria como la fuente de dispersión se describen usando distribuciones gaussianas, para calcular los límites de integración en la ecuación (3.4) solo tienen en cuenta la posición de los planos inferiores de las mandíbulas y la distribución de energía se describe por la ecuación (3.19).

La tabla 3.3 muestra los factores de campo obtenidos para el campo de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ y para el campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, referidos al campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Las diferencias relativas obtenidas para el campo de mayor tamaño son ligeramente mayores que las encontradas para el campo de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, pero son inferiores al 1.5 % en todos

los casos. Por otro lado, los valores obtenidos con el modelo de Fippel et al. (2003) (representados en cursiva) muestran diferencias con los valores obtenidos con MC, con diferencias relativas que alcanzan en algunos casos el $\sim 4\%$.

Tabla 3.3: Factores de campo para los campos de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ y $20 \times 20 \text{ cm}^2$, referidos al campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, calculados para una distancia de la fuente a la superficie de 100 cm y una profundidad en agua de 10 cm. Las incertidumbres con un factor de $k = 1$, son de 0.001 en todos los casos. Los valores representados en cursiva y entre paréntesis corresponden a los resultados obtenidos con el modelo de Fippel et al. (2003).

linac	E. nominal (MV)	5 cm \times 5 cm		20 cm \times 20 cm	
		MC completo	modelo de fuente	MC completo	modelo de fuente
Precise	6	0.927	0.913 (<i>0.911</i>)	1.119	1.103 (<i>1.136</i>)
	15	0.930	0.928 (<i>0.908</i>)	1.048	1.059 (<i>1.060</i>)
Clinac	6	0.898	0.904 (<i>0.895</i>)	1.094	1.079 (<i>1.113</i>)
	18	0.923	0.911 (<i>0.899</i>)	1.052	1.081 (<i>1.099</i>)
Mevatron	6	0.904	0.902 (<i>0.913</i>)	1.105	1.100 (<i>1.150</i>)
	18	0.924	0.929 (<i>0.949</i>)	1.051	1.048 (<i>1.090</i>)

La tabla 3.4 muestra los resultados de la prueba gamma aplicada para comparar los resultados obtenidos con el modelo de fuentes usando DPM y con el cálculo hecho con PENELOPE a partir de la simulación completa de la geometría de los linacs. En general se encontró un buen acuerdo para los perfiles en el eje y fuera del eje, con un porcentaje de celdas que exceden el índice gamma con valor de 1 menor que el $\sim 20\%$, excepto en el caso del linac Mevatron a 18 MV para el campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ y algún otro valor. Vale la pena señalar que si se incrementa el límite del índice gamma a 1.2 (lo cual sería equivalente a incrementar el valor considerado en el criterio para la distancia al acuerdo y la discrepancia a la dosis por un factor 1.09), todos los casos analizados muestran un porcentaje de celdas que cumplen con el criterio por debajo del 15%, excepto, de nuevo, el linac Mevatron a 18 MV para el campo de mayor tamaño.

Estos resultados se confirman con las curvas representadas en las figuras 3.9 a 3.14, donde se comparan los cálculos de los porcentajes de dosis en profundidad y los perfiles transversales obtenidos con la simulación completa usando PENELOPE (símbolos) y el modelo de fuentes usando DPM (curvas continuas). Las diferencias entre ambos resultados se representan con líneas discontinuas.

En general, los porcentajes de dosis en profundidad están bien descritos tanto en el eje del haz como fuera de él. Excepto en la región antes de alcanzar el máximo en algunos casos, las diferencias entre ambos cálculos están en el orden del 2% para todos los linacs y configuraciones analizadas. Los perfiles transversales muestran diferencias un poco mayores que alcanzan valores que están alrededor del $\sim 4\%$ en la región de penumbra para los campos de $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

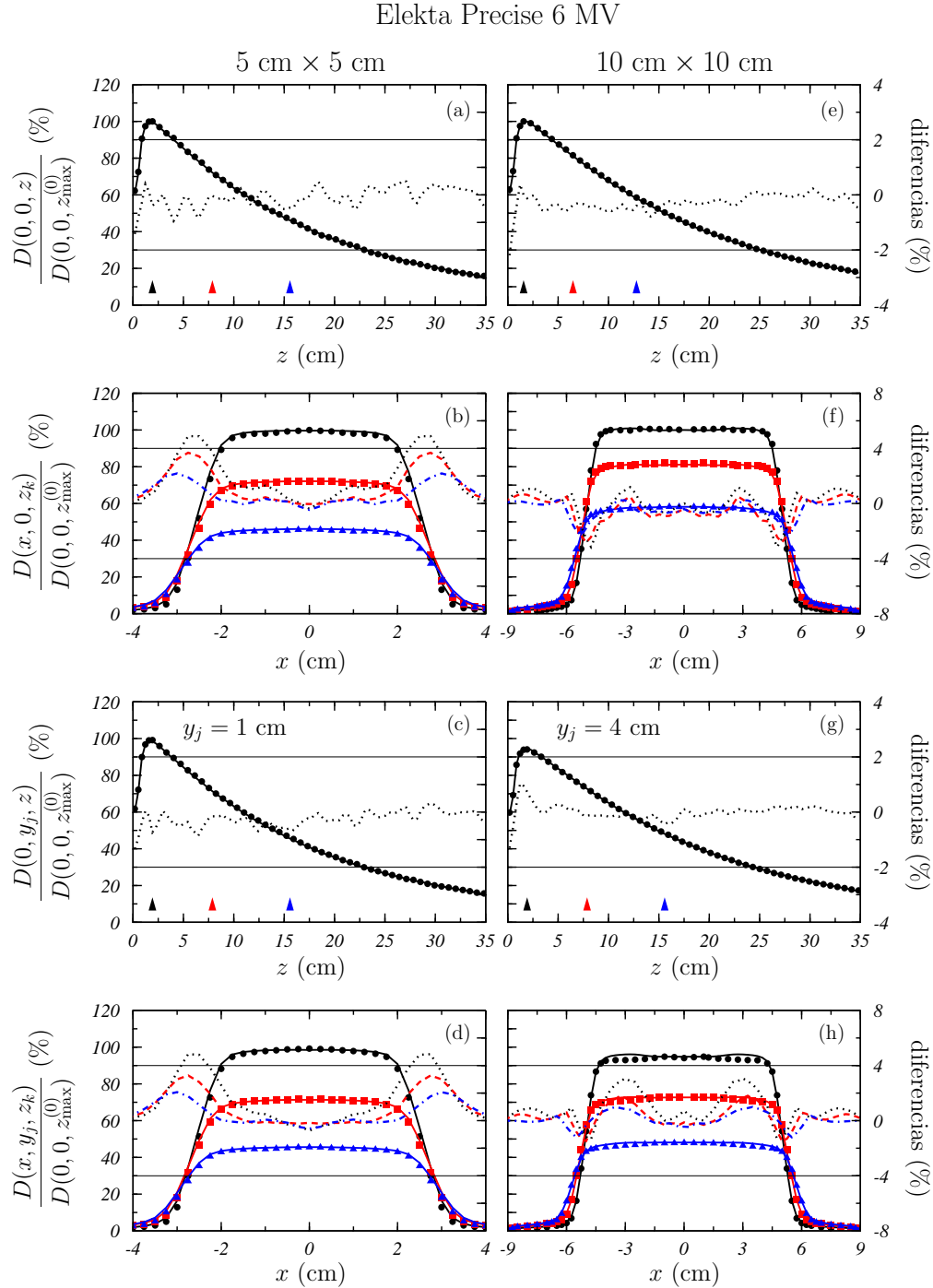
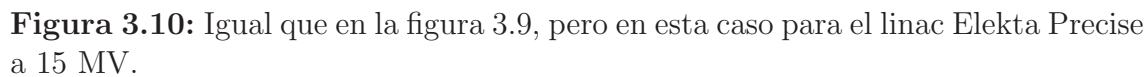


Figura 3.9: Porcentajes de dosis en profundidad (paneles (a), (c), (e) y (g)) y perfiles transversales (paneles (b), (d), (f) y (h)) para el Elekta Precise a 6 MV, para los campos de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ (izquierda) y $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (derecha), en el eje del haz (paneles superiores) y fuera de él (paneles inferiores). Se representan los resultados obtenidos con la geometría completa con PENELOPE (símbolos), los resultantes del cálculo con el modelo de fuentes con DPM (curvas continuas) y las diferencias (curvas de puntos). Las flechas indican las profundidades z_k de los perfiles transversales.



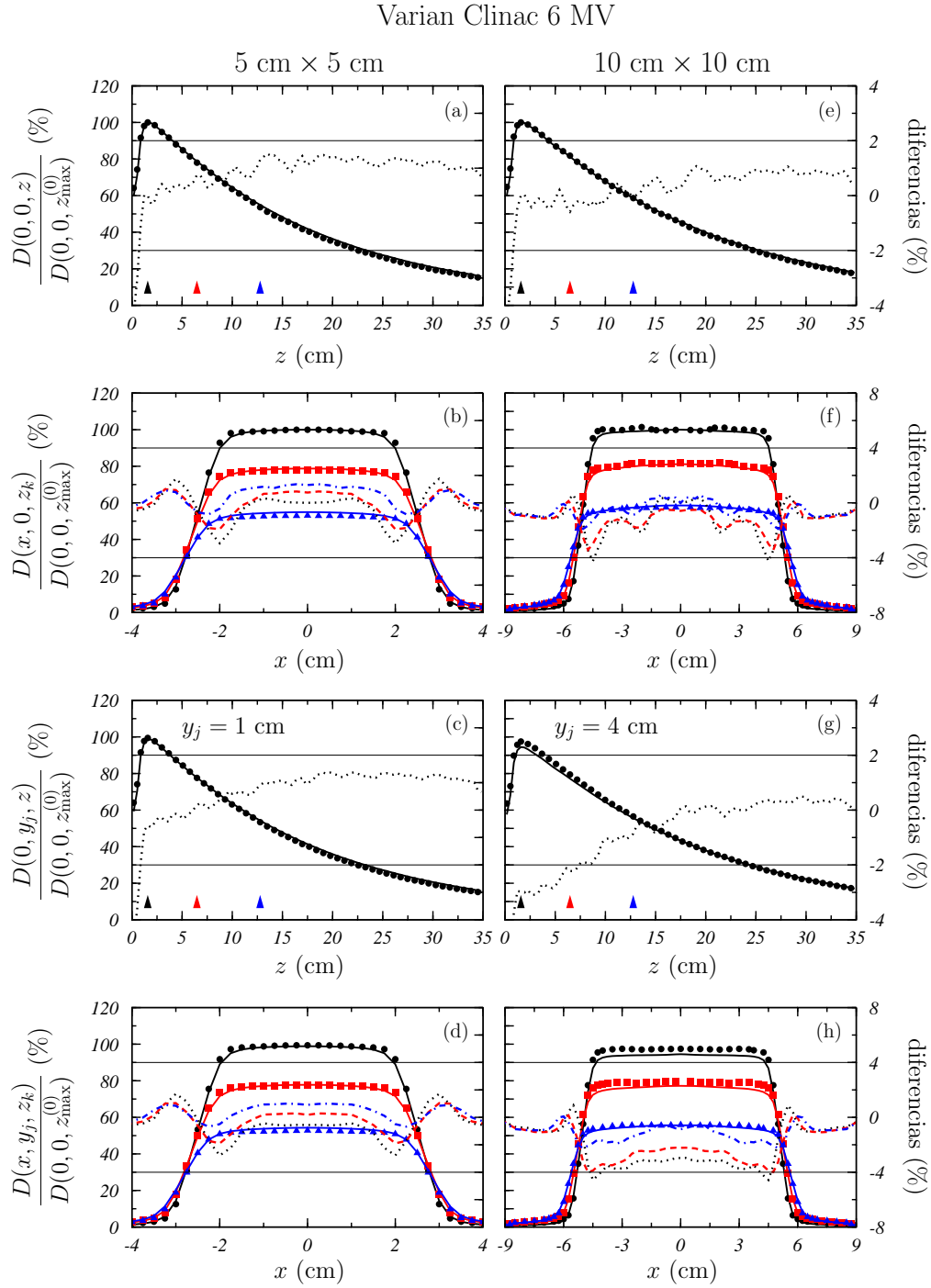


Figura 3.11: Igual que en la figura 3.9, pero en esta caso para el linac Varian Clinac a 6 MV.

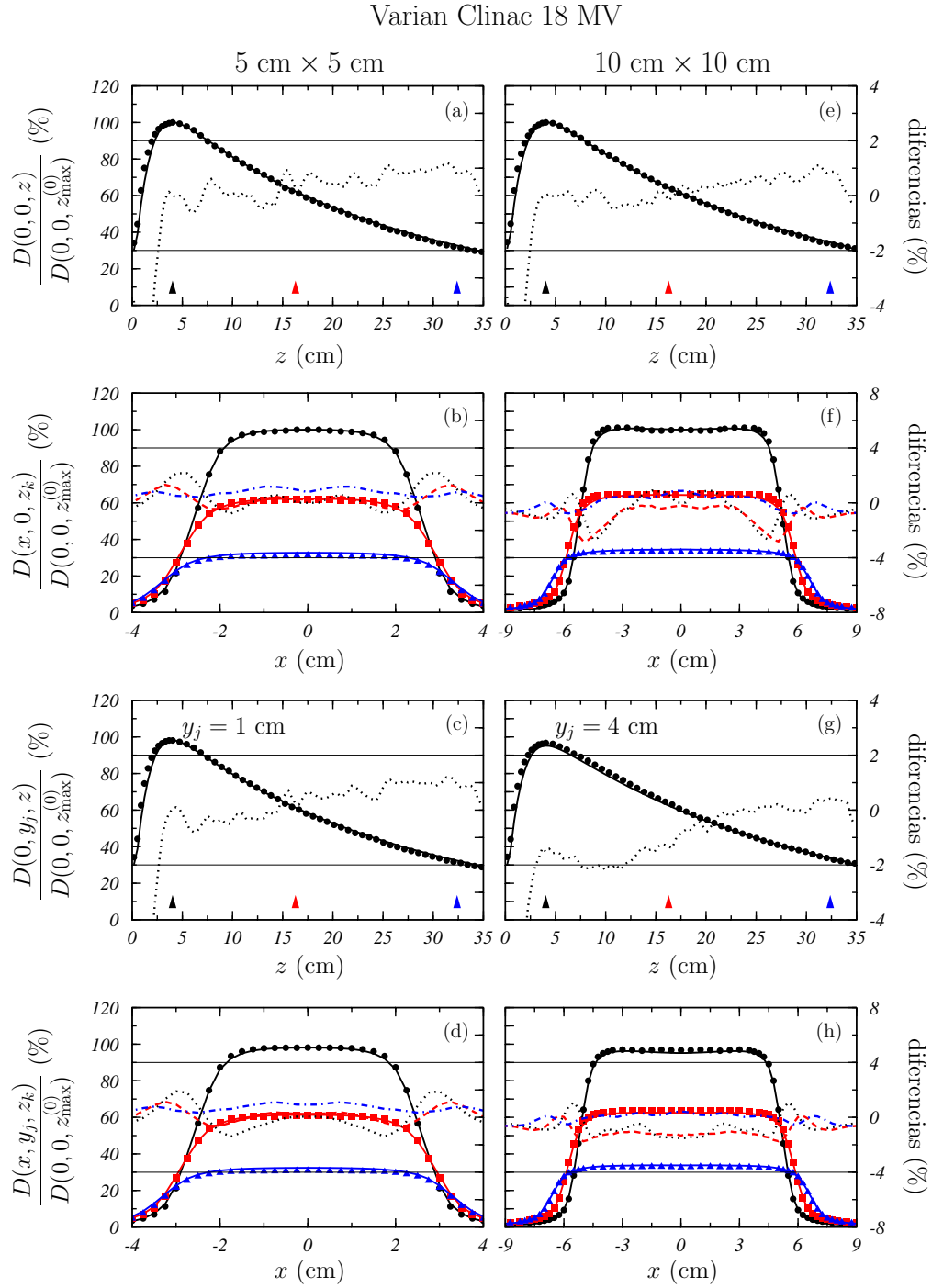
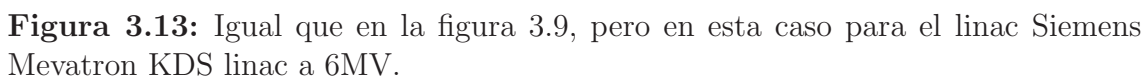


Figura 3.12: Igual que en la figura 3.9, pero en esta caso para el linac Varian Clinac a 18 MV.



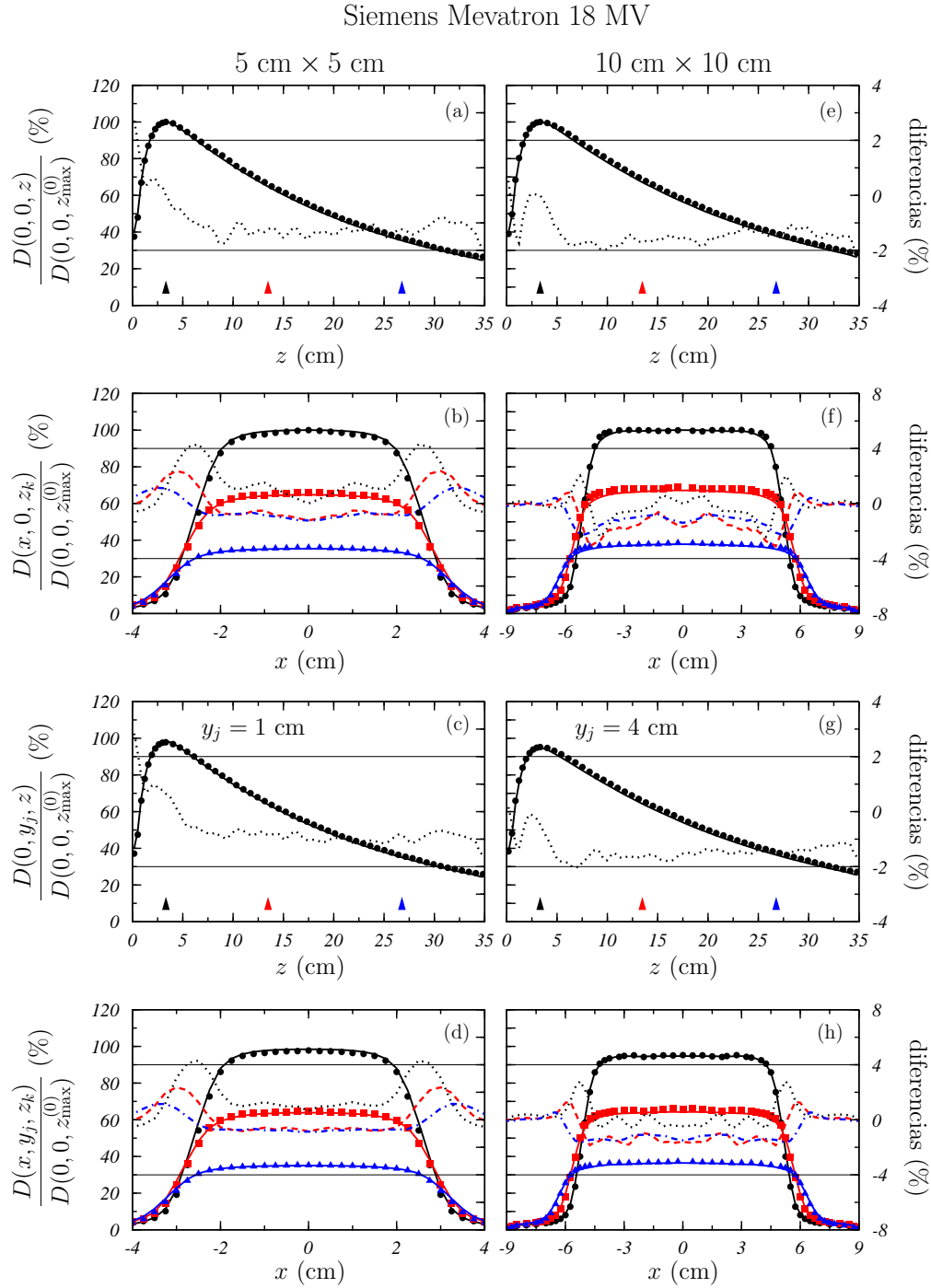


Figura 3.14: Igual que en la figura 3.9, pero en esta caso para el linac Siemens Mevatron KDS linac a 18 MV.

Tabla 3.4: Resultados de la aplicación de la prueba Gamma. El criterio utilizado para la prueba gamma fue de una distancia al acuerdo de 1 mm y una discrepancia de la dosis del 2 % para los porcentajes de dosis en profundidad y de 2 mm y 4 % para los perfiles transversales. Los valores reportados son el porcentaje de celdas que exceden el índice gamma igual a 1 para cada campo y perfil dado. Los perfiles han sido obtenidos para $y_0 = 0$, $y_1 = 1$ cm, $y_4 = 4$ cm y $y_8 = 8$ cm. $z_{\max}^{(k)}$ es la profundidad en la cual la dosis $D(0, y_k, z)$ alcanza su valor máximo. Los valores representados en cursiva y entre paréntesis corresponden a los resultados obtenidos con el modelo de Fippel *et al.* (2003), los marcados en gris muestran los valores en los cuales la prescripción de Fippel muestra un índice mejor que en nuestro modelo.

	campo	pdd/perfiles	Precise		Clinac		Mevatron	
			6 MV	15 MV	6 MV	18 MV	6 MV	18 MV
perfiles en el eje	5 cm × 5 cm	$D(0, y_0, z)$	0.0 (1.0)	5.0 (6.0)	2.0 (0.0)	7.0 (13.0)	2.0 (0.0)	1.0 (5.0)
		$D(x, y_0, z_{\max}^{(0)})$	14.8 (14.8)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	13.8 (6.9)	0.0 (0.0)
		$D(x, y_0, 2z_{\max}^{(0)})$	19.4 (19.4)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (27.0)	6.5 (0.0)	0.0 (5.7)
		$D(x, y_0, 4z_{\max}^{(0)})$	5.4 (16.2)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (26.7)	10.8 (0.0)	0.0 (46.5)
	10 cm × 10 cm	$D(0, y_0, z)$	0.0 (1.0)	6.0 (6.0)	2.0 (2.0)	7.0 (6.0)	2.0 (3.0)	0.0 (6.0)
		$D(x, y_0, z_{\max}^{(0)})$	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (8.5)	0.0 (0.0)	15.7 (0.0)	0.0 (40.0)
		$D(x, y_0, 2z_{\max}^{(0)})$	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (13.6)	0.0 (29.3)	9.2 (33.8)	3.0 (35.8)
		$D(x, y_0, 4z_{\max}^{(0)})$	0.0 (0.0)	5.6 (14.1)	0.0 (11.6)	0.0 (32.3)	8.5 (36.6)	14.1 (59.2)
	20 cm × 20 cm	$D(0, y_0, z)$	0.0 (0.0)	6.0 (6.0)	2.0 (0.0)	7.0 (46.0)	2.0 (0.0)	7.0 (6.0)
		$D(x, y_0, z_{\max}^{(0)})$	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (40.0)	4.0 (36.9)	6.3 (36.9)	45.5 (41.6)
		$D(x, y_0, 2z_{\max}^{(0)})$	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	5.4 (46.8)	23.5 (50.6)	3.6 (50.6)	45.4 (10.1)
		$D(x, y_0, 4z_{\max}^{(0)})$	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (50.4)	0.0 (55.7)	1.7 (55.7)	28.6 (53.8)
perfiles fuera del eje	5 cm × 5 cm	$D(0, y_1, z)$	0.0 (0.0)	6.0 (6.0)	2.0 (1.0)	7.0 (21.0)	3.0 (36.0)	1.0 (4.0)
		$D(x, y_1, z_{\max}^{(1)})$	14.8 (14.8)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	13.8 (0.0)	6.9 (13.8)
		$D(x, y_1, 2z_{\max}^{(1)})$	6.5 (12.9)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (56.8)	6.5 (32.4)	0.0 (17.1)
		$D(x, y_1, 4z_{\max}^{(1)})$	5.4 (16.2)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (51.1)	10.8 (22.2)	0.0 (60.5)
	10 cm × 10 cm	$D(0, y_4, z)$	0.0 (0.0)	5.0 (6.0)	19.0 (38.0)	11.0 (45.0)	1.0 (76.0)	0.0 (95.0)
		$D(x, y_4, z_{\max}^{(4)})$	0.0 (21.3)	0.0 (0.0)	4.3 (83.0)	0.0 (0.0)	15.7 (64.7)	0.0 (84.9)
		$D(x, y_4, 2z_{\max}^{(4)})$	0.0 (14.0)	0.0 (0.0)	10.9 (74.5)	0.0 (41.5)	13.1 (57.4)	0.0 (75.4)
		$D(x, y_4, 4z_{\max}^{(4)})$	0.0 (29.0)	2.6 (9.9)	0.0 (46.4)	0.0 (32.1)	14.5 (53.6)	2.8 (77.5)
	20 cm × 20 cm	$D(0, y_8, z)$	1.0 (7.0)	7.0 (9.0)	1.0 (44.0)	11.0 (90.0)	1.0 (83.0)	58.0 (95.0)
		$D(x, y_8, z_{\max}^{(8)})$	41.8 (83.5)	42.2 (69.5)	8.8 (24.2)	0.0 (0.0)	28.6 (93.4)	67.0 (89.7)
		$D(x, y_8, 2z_{\max}^{(8)})$	7.5 (37.4)	6.7 (6.7)	0.0 (54.1)	12.6 (59.7)	19.8 (78.4)	62.4 (81.2)
		$D(x, y_8, 4z_{\max}^{(8)})$	3.4 (35.3)	3.4 (3.4)	0.0 (63.0)	9.2 (86.6)	15.1 (78.2)	42.0 (88.2)

En la tabla 3.4 también se reportan los resultados del índice gamma cuando se considera el modelo de Fippel *et al.* (2003). Los valores obtenidos se muestran en cursiva y hay muy pocos casos (valores marcados en gris) en los que este modelo proporciona mejores resultados que los obtenidos con el nuestro. Globalmente, las modificaciones introducidas en nuestro modelo con respecto al de Fippel *et al.* producen una mejora en la descripción de las dosis calculadas en el maniquí de agua. En particular parece que el modelo de estos autores es menos flexible en el caso del linac Mevatron.

El modelo de fuentes propuesto presenta una limitación para la descripción del linac Mevatron en el campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$. En este caso, cabe señalar que debido a la forma del filtro aplanador utilizado en las simulaciones, el haz generado después del filtro es menos plano que en el resto de los linacs estudiados. Entonces la función ϕ_{horn} propuesta en nuestro modelo no es capaz de reproducir esa falta de planitud y como consecuencia, el modelo de fuentes no puede reproducir los perfiles de dosis correspondientes. Una alternativa en este caso podría ser usar una función de hombros discreta similar a la utilizada por Korhonen (2009).

En la práctica la puesta a punto del modelo de fuentes se llevaría a cabo siguiendo un procedimiento de dos pasos. En el primero, se determinan las propiedades geométricas de las dos fuentes de fotones a partir de un conjunto de medidas de dosis en aire desarrolladas con una cámara de ionización con caperuza de equilibrio para atenuar la contaminación de electrones o usando el procedimiento descrito por López-Medina *et al.* (2004, 2005). Se asume que estas dosis sean proporcionales a las correspondientes distribuciones de fluencias. Siguiendo el procedimiento descrito por Fippel *et al.* (2003) se debe desarrollar un procedimiento de ajuste similar al que se presenta en este trabajo. La ecuación general de la distribución de fluencia (ver ecuación 3.1) se debe ajustar utilizando las dosis medidas en aire. Esta aproximación introduce un sesgo que se debe corregir posteriormente cuando se realicen las simulaciones con el modelo. Para hacer esto, se debe modificar el peso estadístico de cada fotón simulado. La modificación del peso dependerá de la energía del fotón, de la función de ablandamiento $\epsilon(\theta)$ y del coeficiente de atenuación lineal de la caperuza de la cámara (En el artículo de Fippel *et al.* (2003) se pueden encontrar los detalles del procedimiento).

El segundo paso es determinar la distribución de energía. Este proceso se puede hacer usando un procedimiento similar al descrito por Sikora *et al.* (2007). Lo que se hace es reconstruir el espectro de energía en el eje del haz y el peso de la fuente de electrones. Para lo cual se requiere la determinación experimental de la curva de rendimiento en profundidad (PDD_{exp}), para el campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en agua a una distancia de la fuente a la superficie igual a 100 cm. Además, es necesario obtener por simulación MC un conjunto de curvas de $\text{PDD}_{\gamma}(E, z)$ para haces monoenergéticos. Las curvas de $\text{PDD}_{\gamma}(E, z)$ no son determinadas exactamente con haces monoenergéticos, ya que las ecuaciones (3.22) y (3.24) son utilizadas para corregir la energía debido al efecto de ablandamiento y a la dispersión. Los parámetros

geométricos generados como se describieron anteriormente serán utilizados para calcular las curvas $PDD_\gamma(E, z)$. El rango de energías debe ir desde los 0.2 a E_{\max} MeV. Además de las curvas $PDD_\gamma(E, z)$ calculadas por simulación MC para los haces de fotones, una curva PDD_{e^-} de electrones debe ser calculada utilizando los parámetros estimados para la fuente de electrones (los parámetros de la curva de electrones se describen en el capítulo siguiente).

Se asume que el haz primario está dado por una combinación lineal de haces monoenergéticos pesados con la distribución de energía $p_0^G(E)$ más una contribución dada por la fuente de contaminación de electrones. Los parámetros libres de la función $p_0^G(E)$ y el peso de la contribución de los electrones contaminantes (w_e) se determinan de tal forma que la diferencia entre el PDD_{exp} y los porcentajes de dosis en profundidad PDD_γ y PDD_{e^-} simulados es minimizada en la forma:

$$\varepsilon = \sum_{z=0.3}^{30} \left[PDD_{\text{exp}}(z) - w_e PDD_{e^-}(z) - \sum_{E=0.2}^{E_{\max}} p_0^G(E) PDD_\gamma(E, z) \right]^2 \quad (3.25)$$

Una vez que se establece el modelo de fuentes, se puede desarrollar un ajuste más fino de los parámetros del modelo de fuentes a partir de la descripción de los resultados experimentales de porcentaje de dosis en profundidad y de los perfiles transversales.

Capítulo 4

Modelo de fuentes de electrones contaminantes

En el capítulo anterior se describieron las características de un modelo analítico para las fuentes de fotones correspondientes a un linac. En este capítulo nos centramos en el desarrollo de un modelo para la fuente de electrones contaminantes.

Los electrones contaminantes producen efectos significativos en la dosis absorbida en la superficie y a profundidades pequeñas, por lo que, se deben tratar con suficiente precisión. Ding (2002) estudió de forma detallada el comportamiento espacial y energético de los fotones y de las partículas cargadas en la superficie del maniquí para varios tamaños de campo y diferentes energías en haces de fotones. Sus resultados muestran que para bajas energías (6 MV) la dosis debida a la contaminación de electrones para el campo de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ puede alcanzar el 21 % de la dosis total absorbida en la superficie. Ese porcentaje llega al 29 % para altas energías. También se ha observado que si no se tiene en cuenta la dosis por contaminación de electrones en los tratamientos de IMRT, se pueden exceder los límites de tolerancia en piel (Lee *et al.* 2009).

Se han propuesto varios modelos para representar la fuente de electrones contaminantes, tanto para los algoritmos de cálculo analítico (Ahnesjö *et al.* 1992, Ulmer *et al.* 2005 y Korhonen 2009), como para los algoritmos MC (Sikora y Alber 2009 y Yang *et al.* 2004). En estos modelos se consideran fuentes individuales o dobles con distribuciones espaciales gaussianas de diferentes características. Nosotros estudiamos aquí dos modelos de fuentes de electrones. El primero incluye dos fuentes, una que tiene en cuenta el aporte de los electrones que llegan al maniquí procedentes del cabezal y otra que da cuenta de los electrones producidos por los efectos de dispersión en aire. El segundo modelo considera una fuente gaussiana con amplitud dependiente de la energía de los electrones y es similar al propuesto por Sikora y Alber (2009). Los modelos se construyen a partir de la información proporcionada por dos espacios de fases, uno a la entrada de los colimadores secundarios, PSF_{sc} , y el otro a la entrada del maniquí que representa al paciente, PSF_{ph} .

4.1. Distribución espacial de las fuentes de electrones

La distribución espacial de los electrones contaminantes se suele representar con una distribución gaussiana. En el modelo analítico de Ahnesjö *et al.* (1992) se considera que la fluencia de partículas cargadas contaminantes en la superficie de entrada del paciente se puede aproximar por una distribución de este tipo. Yang *et al.* (2004) utilizando un espacio de fases a la entrada de los colimadores secundarios obtienen que los electrones se distribuyen de forma gaussiana para energías nominales de 6, 10 y 18 MV en un linac Siemens PRIMUS. Proponen un modelo en el que se considera una fuente plana justo encima de las mandíbulas superiores, con amplitud dependiente del tamaño del campo, simulan los procesos de interacción con el resto de los componentes del cabezal y con el aire. Sikora y Alber (2009) estudian un espacio de fases en la misma posición y desplazan los electrones hasta la salida del filtro aplanador, obteniendo que la distribución se puede describir utilizando funciones de distribución gaussianas dependientes de la energía de la partícula; estos autores no tienen en cuenta de forma explícita las dispersiones en aire. En el trabajo de Ulmer *et al.* (2005) se supone que la fluencia de los electrones contaminantes es fuertemente dependiente de la posición de las mandíbulas y que puede ser modelada utilizando una fuente gaussiana, aunque es necesario considerar un *kernel* de corrección para la irradiación con campos pequeños. De forma similar en el modelo propuesto por Korhonen (2009) se utiliza una combinación de dos fuentes gaussianas para poder reproducir la dosis en campos pequeños.

A partir de los resultados obtenidos por Ding (2002) y López-Medina *et al.* (2005) se observa que la principal contribución a la fluencia en la superficie del maniquí es debida a los elementos del cabezal (blanco, filtro aplanador, colimador primario, etc.) y que los electrones producidos en aire también dan lugar a un aporte significativo, especialmente en el caso de campos pequeños.

A la vista de estos resultados, nosotros proponemos un modelo que considera dos fuentes de electrones. La primera describe los electrones producidos en los diferentes componentes del cabezal del linac y se sitúa debajo del filtro aplanador en z_S . Esta posición coincide con la de la fuente de fotones dispersados analizada en el capítulo anterior. La segunda fuente de electrones trata de modelar la contribución de los electrones producidos en el espacio de aire entre el cabezal y el paciente. En nuestro modelo se sitúa en z_U^y por encima de los colimadores secundarios del linac. La tabla 1.2 muestra estas posiciones para cada uno de los linacs estudiados.

Se asume que la fluencia total de electrones en el punto (x, y, z) es

$$\phi_e(x, y, z) = w_H \phi_H(x, y, z) \phi_{\text{horn}}^e(x, y, z) + w_A \phi_A(x, y, z). \quad (4.1)$$

donde $\phi_H(x, y, z)$ representa la fluencia de los electrones producidos en el cabezal del linac y $\phi_A(x, y, z)$ el valor correspondiente para los electrones producidos en aire.

Aquí, w_H y w_A representan los pesos relativos de las dos fuentes consideradas y verifican

$$w_H + w_A = 1. \quad (4.2)$$

Finalmente, la función

$$\phi_{\text{horn}}^e(x, y, z) \equiv \phi_{\text{horn}}^e(\rho) = 1 + \rho^2 \sum_{j=0}^4 f_j \rho^j \quad (4.3)$$

es una corrección que depende de $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}/(z - z_S)$ similar a la utilizada en el caso de las fuentes de fotones (ver capítulo 3) y que hace que el modelo sea más flexible para la descripción de los perfiles transversales.

En nuestro modelo ambas fuentes siguen distribuciones de la forma:

$$S_{\alpha}^G(x, y) = G_{\sigma_{\alpha}}(x) G_{\sigma_{\alpha}}(y), \quad \alpha = H, A, \quad (4.4)$$

donde $G_{\sigma}(t)$ es una función gaussiana, definida en la ecuación (3.7). La contribución a la fluencia esta dada por las ecuaciones (3.3)-(3.4).

En analogía con el proceso de obtención de los parámetros de las fuentes de fotones presentados en el capítulo anterior, se utiliza el método de minimización de Levenberg-Marquardt (Press *et al.* 1992) para reproducir una serie de perfiles de fluencia de electrones obtenidos en aire, a 100 cm de la fuente, ajustando la fluencia (4.1). Específicamente, se utilizan para ello los perfiles extraídos del PSF_{ph} y correspondientes a las direcciones x (con $y = 0$) e y (con $x = 0$) y para los tamaños de campo de 2×2 , 3×3 , 5×5 , 10×10 , 20×20 , 40×40 , 5×40 , 10×40 , 40×5 y 40×10 cm². En el Mevatron la máxima apertura es de 35 cm. Como en el caso de los perfiles usados para fijar los parámetros de las fuentes de fotones, en las simulaciones llevadas a cabo para determinar estos perfiles de fluencia se tiene en cuenta la simetría especular mostrada por las mandíbulas a fin de reducir la varianza de los mismos y todos ellos se normalizan al valor de la fluencia en el punto $x = y = 0$, $z = 100$ cm, para el tamaño de campo máximo.

La figura 4.1 muestra los resultados del ajuste. Los valores obtenidos en la simulación MC (representados con símbolos) se comparan con la fluencia total de electrones ajustada $\phi_e(x, y, z)$ (curva continua). Se obtienen resultados similares para todos los tamaños de campo estudiados. Los valores de los parámetros de la fluencia total de electrones que producen esos mejores ajustes están dados en la tabla 4.1. Como puede verse, en general las distribuciones de fluencias se describen muy bien con el modelo de las dos fuentes. Como es de esperar, los pesos w_H de la fuente del cabezal son más grandes para los haces de alta energía. Cuando aumenta la energía ocurren menos interacciones en aire, de ahí que, la principal contribución se deba a los electrones que proceden del cabezal.

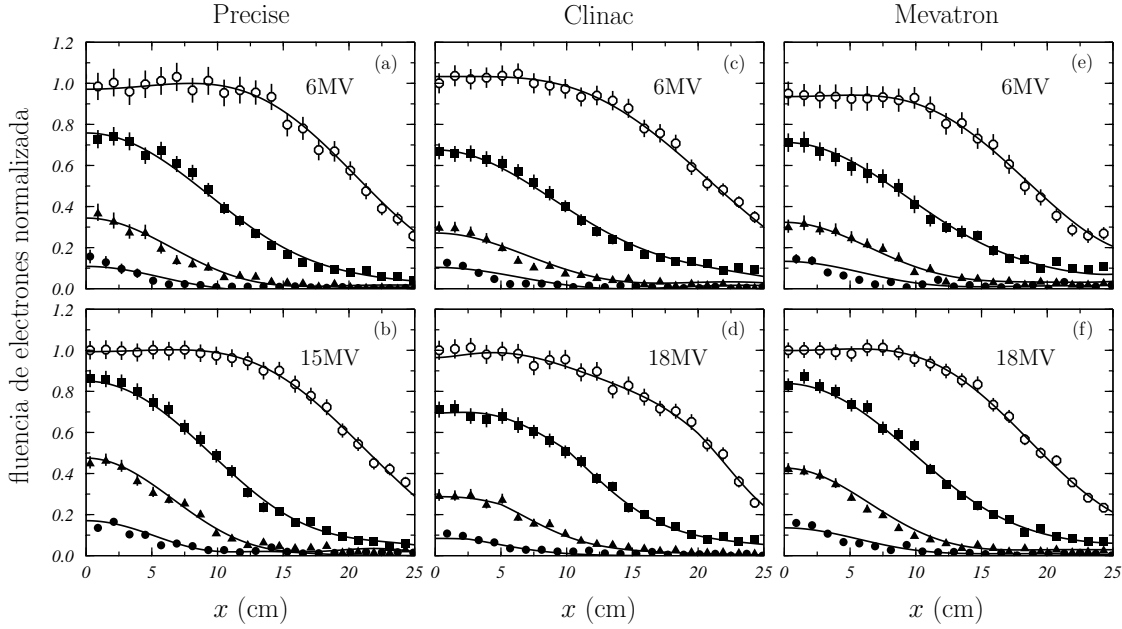


Figura 4.1: Fluencia de electrones en $z = 100$ cm, normalizada a la fluencia máxima para el campo de mayor tamaño. Se muestran los resultados para las seis configuraciones estudiadas. Los símbolos representan los resultados para la simulación MC completa: 5×5 cm² (círculos), 10×10 cm² (triángulos), 20×20 cm² (cuadrados) y 40×40 cm² (círculos blancos). Las curvas continuas representan los ajustes utilizando la ecuación (4.1) para $\phi_e(x, y, z)$.

Estos resultados concuerdan con los obtenidos en el estudio detallado del espacio de fases a la entrada del maniquí llevado a cabo por Ding (2002). Este autor encuentra que para el haz de 6 MV de un Varian Clinac 2100EX, el 70 % de los electrones que contribuyen a la dosis en el maniquí, para el campo de 10×10 cm², proceden del aire entre el cabezal y el maniquí. Sin embargo, para el haz de 18 MV, el 75 % de los electrones contaminantes se producen en el cabezal del linac.

Tabla 4.1: Parámetros de las fuentes de electrones obtenidos después de ajustar los datos de las fluencias con la función $\phi_e(x, y, z)$. Se reportan entre paréntesis las incertidumbres con un factor de $k = 1$; esto es, 19.6(5) significa 19.6 ± 0.5 .

linac	E. nominal (MV)	w_H	σ_H (mm)	σ_A (mm)
Precise	6	0.20(6)	16.6(6)	33.9(5)
	15	0.67(9)	25.4(5)	30.8(6)
Clinac	6	0.30(6)	19.6(5)	34.0(5)
	18	0.74(3)	30.4(6)	37.1(5)
Mevatron	6	0.26(2)	11.9(5)	26.8(6)
	18	0.73(3)	24.2(6)	29.4(5)

Los valores obtenidos para los pesos se pueden comparar también con los encontrados por Korhonen (2009), la cual estudió otros linacs diferentes de los que se analizan en este trabajo. Korhonen modela la contaminación de electrones mediante una convolución de la fluencia de energía de los fotones primarios con una doble gaussiana, encontrando pesos relativos de 0.22 para el linac Elekta SL de 6 MV, 0.31 para el Varian 2100 C/D de 6 MV y 0.26 para el Siemens Primus de 6 MV. A pesar de las diferencias entre las geometrías de estos linacs con los analizados aquí, los valores de los pesos relativos de las fuentes de los cabezales son similares a los encontrados con nuestro modelo. Para linacs operando a alta energía los pesos están en el rango 0.46 – 0.54, por debajo de los encontrados en nuestro estudio que van de 0.67 a 0.73.

En cuanto al tamaño, la fuente del cabezal es menor para bajas que para altas energías, variando entre 12 y 20 mm para 6 MV y entre 24 y 30 mm para 15 MV/18 MV. Por su parte la fuente de aire tiene dimensiones relativamente independientes de la calidad del linac y son siempre mayores que las de la fuente del cabezal. Esto se debe principalmente a que los electrones que proceden del cabezal y tienen ángulos de dispersión grandes son atenuados por el sistema de colimación secundario. Este comportamiento también se observa en los resultados reportados por Korhonen (2009).

En la figura 4.2 comparamos la función ϕ_{horn}^e , dada en la ecuación (4.3), representada con una curva continua, con la función ϕ_{horn} , correspondiente a la fuente

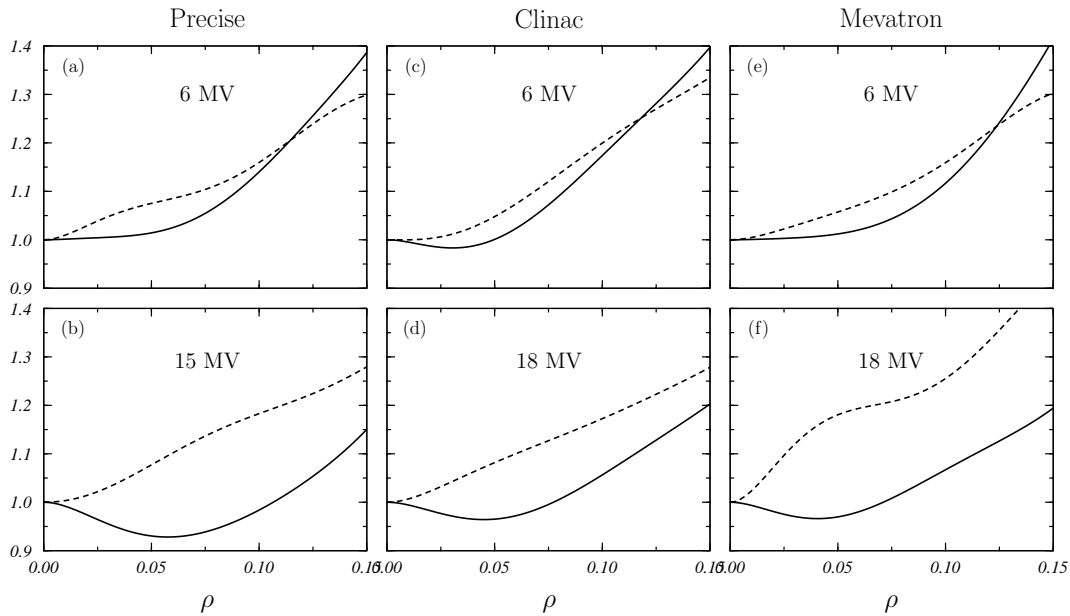


Figura 4.2: Comparación de las funciones ϕ_{horn}^e (curvas continuas), dadas por la ecuación (4.3) y ϕ_{horn} (curvas discontinuas), dadas por la ecuación (3.5), obtenidas en el ajuste de ϕ_e y ϕ_γ respectivamente. Las gráficas corresponden a $z = 100$ cm.

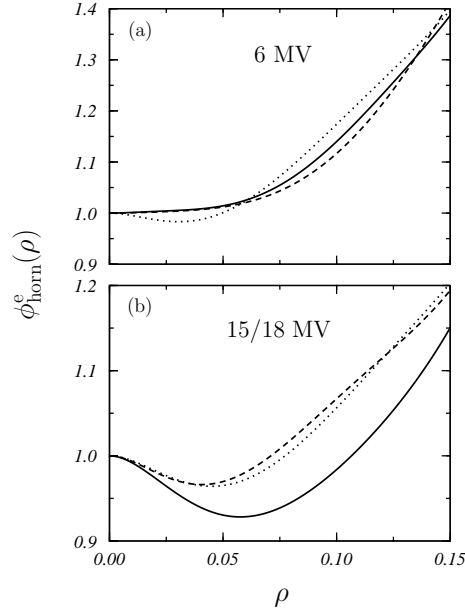


Figura 4.3: La función ϕ_{horn}^e dada por la ecuación (4.3) obtenida en el ajuste de ϕ_e . Las gráficas corresponden a $z = 100$ cm. El panel (a) representa los resultados obtenidos para los tres linacs en la configuración de 6 MV y el panel (b) los correspondientes al resto de las configuraciones. Los resultados del Precise están representados con curvas continuas, los del Clinac con curvas de puntos y los del Mevatron con curvas a trazos.

de fotones, dibujada con una curva discontinua, para las seis configuraciones estudiadas. Como se observa en la gráfica, ambas funciones de hombros tienen un comportamiento similar a baja energía, pero para los linacs operados a alta energía las funciones obtenidas para fotones y electrones son muy diferentes.

En la figura 4.3 se comparan las funciones ϕ_{horn}^e para los tres linacs a 6 MV (panel superior) y las otras tres configuraciones de alta energía (panel inferior). Como vemos las ϕ_{horn}^e son bastante independientes del tipo de linac, resultando en la práctica una función casi exclusiva de la calidad del haz, lo que permite simplificar el modelo.

Como se indicó anteriormente, también hemos hecho los cálculos con un segundo modelo similar al propuesto por Sikora y Alber (2009), en el cual se considera una sola fuente situada justo por debajo del filtro aplanador, en z_s . La distribución espacial es de tipo gaussiano con una amplitud dependiente de la energía:

$$p_e^{SA}(r; \sigma(E)) = N_r^{SA} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma(E)} \exp \left[-\frac{r^2}{2\sigma^2(E)} \right], \quad (4.5)$$

con

$$\sigma(E) = \sigma_{ref} (E/\text{MeV})^k. \quad (4.6)$$

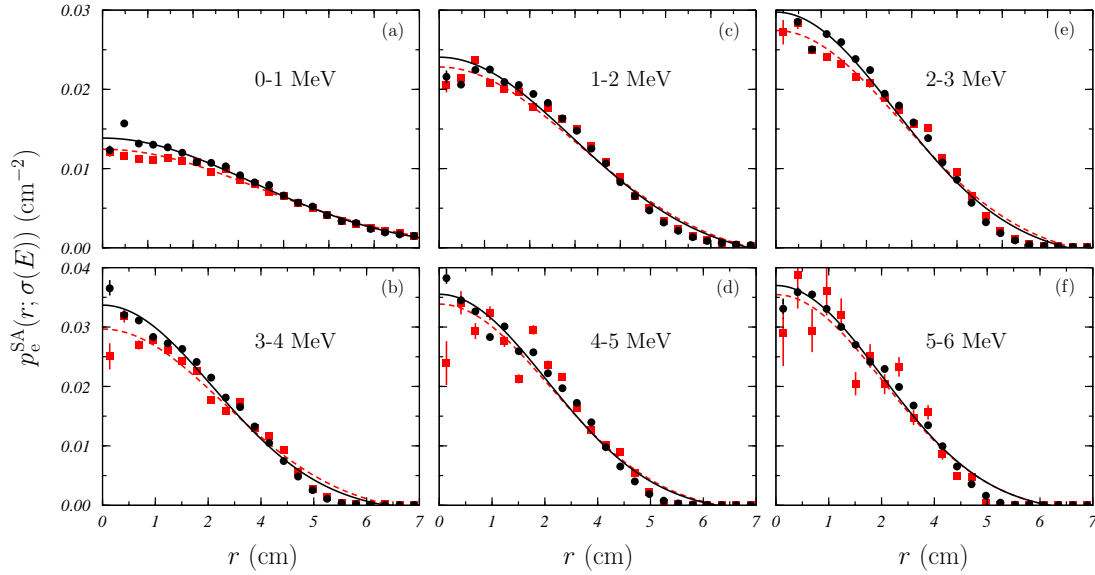


Figura 4.4: Distribución espacial de los electrones en el plano z_s para el linac Precise y para intervalos de energía que se indican en cada panel. Los cuadrados rojos y los círculos negros corresponden a las calidades de 6 y 15 MV, respectivamente. Las líneas continua y a trazos muestran los ajustes de la función de distribución $p_e^{\text{SA}}(r; \sigma(E))$ para 6 y 15 MV, respectivamente.

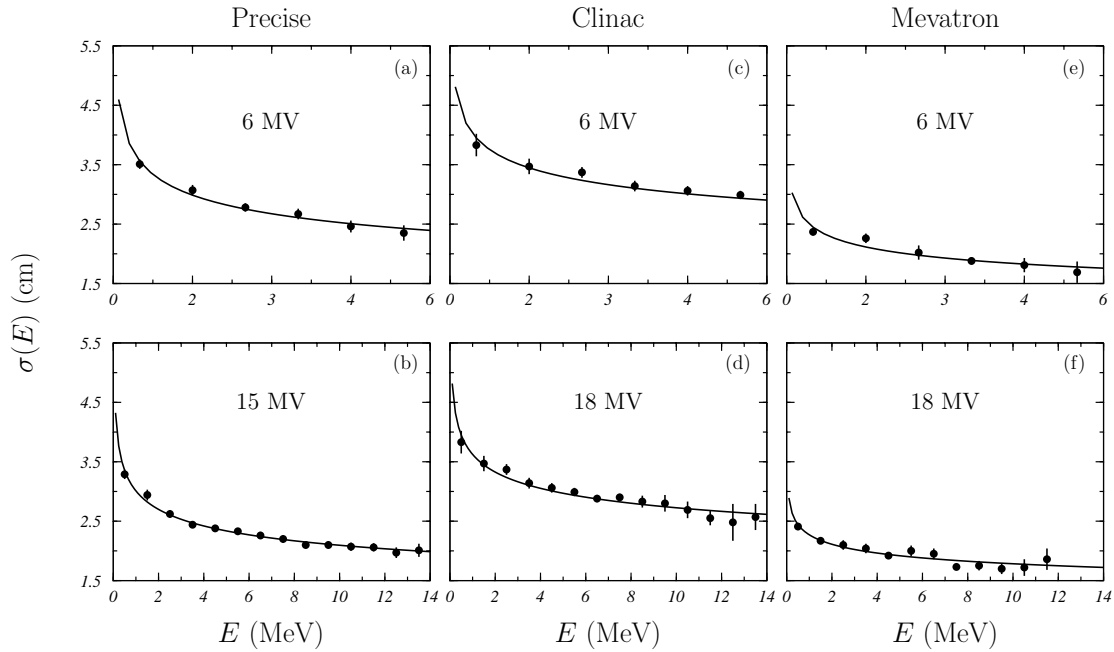


Figura 4.5: Resultados del ajuste de los valores de $\sigma(E)$, definida en la ecuación (4.6), para cada linac y energía.

Tabla 4.2: Parámetros calculados de la función $\sigma(E)$, definida en la ecuación (4.6) obtenidos en el proceso de ajuste del modelo de una sola fuente.

linac	E. nominal (MV)	σ_{ref} (mm)	k ()
Precise	6	31.8(4)	-0.16(1)
	15	30.1(5)	-0.16(1)
Clinac	6	33.8(5)	-0.18(1)
	18	36.2(5)	-0.17(1)
Mevatron	6	22.3(5)	-0.13(2)
	18	22.7(4)	-0.11(1)

Los valores de los parámetros σ_{ref} y k para cada una de las configuraciones de linac estudiadas se determinan de la siguiente forma. Los electrones acumulados en el PSF_{sc} y que no interactúan con los colimadores secundarios para el campo de mayor tamaño son desplazados hacia el plano z_s , debajo del filtro aplanador, de acuerdo a la dirección de movimiento que llevan cuando alcanzan el plano del PSF_{sc} . La distribución de electrones obtenida en este nuevo plano se ajusta con la función $p_e^{\text{SA}}(r; \sigma(E))$. De esta manera también se tienen en cuenta los electrones producidos en el espacio de aire entre el filtro aplanador y los colimadores secundarios.

En concreto, para un intervalo dado de energía de los electrones en el PSF_{sc} , se construye la correspondiente distribución espacial de la que se extrae el valor de $\sigma(E)$ para cada energía tras ajustar a cada una de esas distribuciones la función $p_e^{\text{SA}}(r; \sigma(E))$. En la figura 4.4 se muestra el análisis realizado para el linac Precise. Así podemos ver las distribuciones correspondientes a 6 (cuadrados rojos) y a 15 MV (círculos negros) junto con los resultados de los ajustes.

Los valores de $\sigma(E)$ obtenidos en el proceso de ajuste se representan en la figura 4.5 para cada energía y linac. Utilizando ahora la ecuación (4.6) ajustamos $\sigma(E)$ para obtener σ_{ref} y k . Los resultados obtenidos se presentan en la tabla 4.2. Como se observa, los valores de $\sigma(E)$ y k son similares para bajas y altas energías. Sikora y Alber (2009) encontraron para la configuración de un Elekta Precise, $\sigma_{\text{ref}} = 3.1$ cm y $k = -0.16$ para 6 y 15 MV, valores que prácticamente coinciden con los que hemos obtenido en nuestro análisis.

4.2. Espectro de energía de la fuente de electrones

En los modelos de fuentes propuestos por Fippel *et al.* (2003) y Sikora y Alber (2009), se considera que la distribución de energía de la fuente de electrones contaminantes responde a una función exponencial decreciente. Alternativamente, Yang *et al.* (2004) proponen un modelo que corresponde a una distribución lognormal,

similar a la propuesta para la fuente de fotones. Aquí hemos estudiado dos distribuciones diferentes. La primera tiene una forma similar a la propuesta por Yang *et al.* (2004):

$$p_e^Y(E) = N_e^Y \frac{1}{\sqrt{2\pi} (E/\text{MeV}) \sigma_e} \exp \left\{ -\frac{[\log(E/\text{MeV}) - \mu_e]^2}{2\sigma_e^2} \right\}, \quad (4.7)$$

que incluye tres parámetros libres, N_e^Y , μ_e y σ_e . La segunda función es similar a la utilizada para caracterizar el espectro de energía de la fuente primaria de fotones en el eje del haz:

$$p_e^G(E) = N_e \frac{\exp[b_e(E_e^{\max} - E)/\text{MeV}] - 1}{\exp(b_e E_e^{\max}/\text{MeV})} \{1 - \exp[-s_e(E - E_e^{\min})/\text{MeV}]\}, \quad (4.8)$$

la cual tiene tres parámetros libres, N_e , b_e y s_e . E_e^{\max} y E_e^{\min} son las energías máxima y mínima de los electrones que aparecen en los PSF_{ph} , respectivamente.

Para determinar los valores de los parámetros libres, cada una de las funciones consideradas fue ajustada al espectro de energía obtenido en el PSF_{ph} , calculado

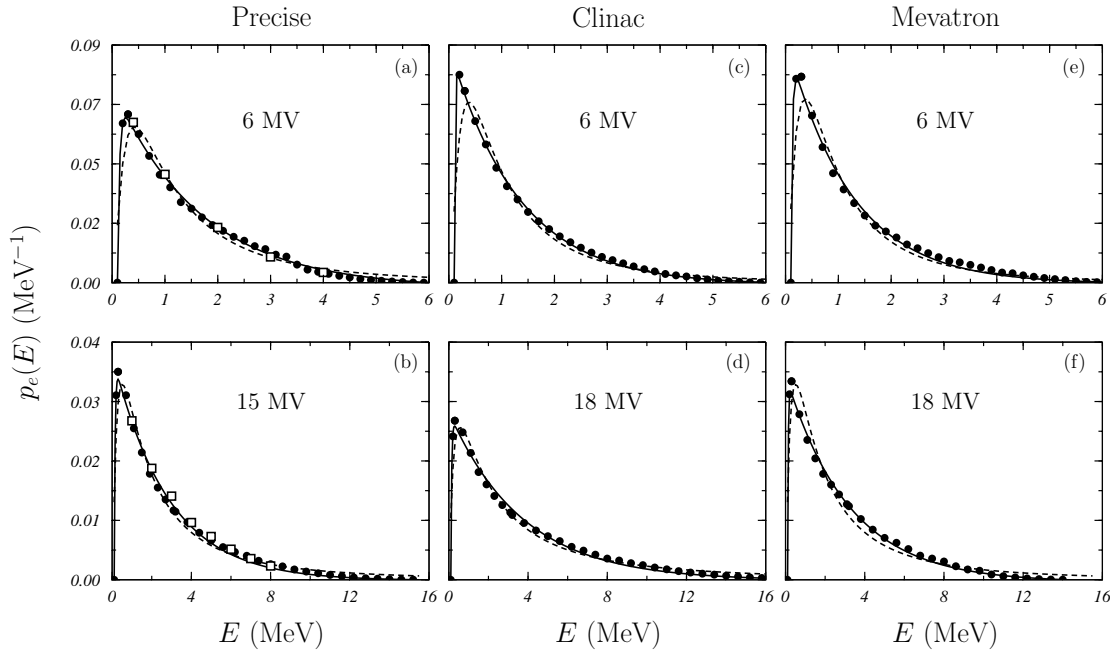


Figura 4.6: Espectros de energía de los electrones para los campos de mayor tamaño a 100 cm. Los puntos han sido obtenidos a partir de los PSF_{ph} de cada linac. Las curvas discontinua y continua son los mejores ajustes encontrados para las distribuciones $p_e^Y(E)$ y $p_e^G(E)$, definidas por las ecuaciones (4.7) y (4.8), respectivamente. Los cuadrados blancos representan los resultados reportados por Sikora y Alber (2009) renormalizados al máximo de la dosis para cada curva. Las incertidumbres están dadas con un factor de $k = 1$.

Tabla 4.3: Valores de los parámetros de las distribuciones $p_e^Y(E)$ y $p_e^G(E)$, como se definen en las ecuaciones (4.7) y (4.8), respectivamente, obtenidos después de realizar el ajuste de los espectros mostrados en la figura 4.6.

linac	E. nominal (MV)	p_e^Y				p_e^G			
		\bar{N}_Y (MeV ⁻¹)	μ_e	σ_e	a ($\times 10^{-3}$)	N_e (MeV ⁻¹)	b_e	s_e	a ($\times 10^{-3}$)
Precise	6	0.11(1)	1.20(5)	1.02(3)	-0.5	0.08(1)	0.60(1)	24.9(4)	-0.6
	15	0.11(1)	2.26(7)	1.21(2)	-1.5	0.04(1)	0.36(1)	21.4(1)	-1.8
Clinac	6	0.10(1)	1.00(5)	0.98(4)	-0.5	0.09(1)	0.77(1)	40.0(7)	-0.7
	18	0.11(1)	3.11(9)	1.30(3)	-2.1	0.03(1)	0.27(1)	24.0(8)	-2.5
Mevatron	6	0.10(1)	0.95(4)	0.97(3)	-0.5	0.09(1)	0.82(1)	36.4(8)	-0.7
	18	0.11(1)	2.95(8)	1.25(2)	-1.4	0.03(1)	0.31(1)	29.1(7)	-1.7

para cada linac a la entrada del maniquí de agua. Para este propósito utilizamos el método de minimización de Levenberg-Marquardt (Press *et al.* 1992) y utilizamos el criterio de información de Akaike (Akaike 1974) para comparar los resultados.

En la figura 4.6 se muestra con puntos negros el espectro de energía para el campo de mayor tamaño obtenido a partir del PSF_{ph} . Las curvas a trazos y continua corresponden a los ajustes de estos espectros usando las funciones de distribución de energía $p_e^Y(E)$ y $p_e^G(E)$, respectivamente. En la tabla 4.3 se muestran los valores de los parámetros de las funciones ajustadas a partir de los datos de la simulación MC. En general, los ajustes obtenidos para ambas distribuciones son similares y, de hecho, los valores del criterio de información de Akaike a son muy próximos unos a otros aunque ligeramente superiores en valor absoluto en el caso de $p_e^G(E)$. Sin embargo, la función $p_e^Y(E)$ muestra, como ya ocurría en el caso de los fotones una cola extremadamente larga a altas energías y que puede producir partículas en la simulación con energías fuera del rango de energía real del espectro del linac. Para eliminar este problema, hemos empleado la distribución $p_e^G(E)$ en las simulaciones con nuestro modelo.

En el caso del Precise (paneles (a) y (b)) también se incluyen, con cuadrados blancos, los resultados reportados por Sikora y Alber (2009) convenientemente normalizados, que están en acuerdo con los espectros encontrados en nuestro estudio.

Es interesante poner de manifiesto para terminar que estos espectros tienen una forma similar a la de los espectros encontrados para los haces de fotones en el eje del haz (descritos en el capítulo anterior). De ahí que, sea posible establecer una correlación entre los parámetros del espectro de fotones primarios en el eje del haz y los del espectro de electrones, tal y como puede verse en la figura 4.7. Las correspondientes regresiones lineales nos producen las relaciones:

$$b_e = (1.39 \pm 0.07) b_0 \quad (4.9)$$

y

$$s_e = (7.42 \pm 1.12) s_0. \quad (4.10)$$

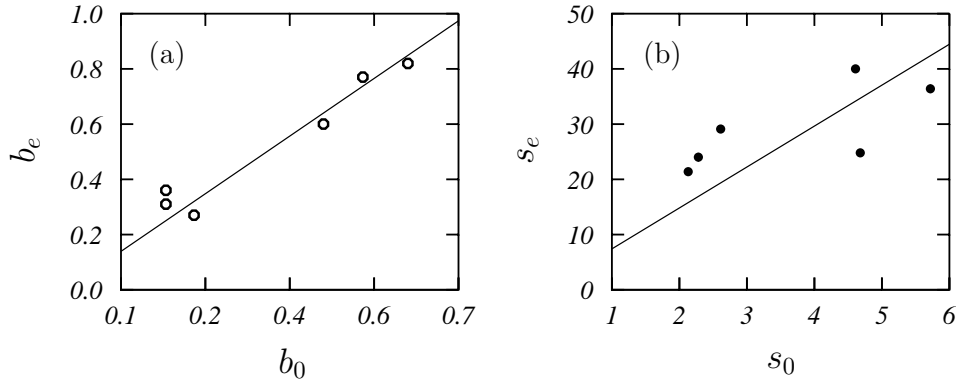


Figura 4.7: Correlación entre los parámetros b_e y b_0 representada en el panel (a), y entre s_e y s_0 , representada en el panel (b).

4.3. Evaluación de los modelos

Con el fin de evaluar y cotejar los modelos de fuentes propuestos, se han calculado las distribuciones de dosis en agua obtenidas con esos modelos, comparándolas con las que se obtienen en las simulaciones realizadas con las geometrías completas de los linacs con PENELOPE. Las simulaciones correspondientes a los dos modelos de fuentes fueron realizadas con el código DPM. Las comparaciones fueron hechas para porcentajes de dosis en profundidad y perfiles transversales a varias profundidades, en el eje del haz y fuera de él, en un maniquí de agua con dimensiones de $50 \times 50 \times 40$ cm³, con una distancia fuente superficie de 100 cm y para los campos de radiación de 5×5 , 10×10 y 20×20 cm² definidos en la superficie del agua. Los parámetros utilizados para estas simulaciones se muestran en la tabla 2.1.

En la simulaciones desarrolladas con el modelo de las dos fuentes, las partículas iniciales se generan de acuerdo al siguiente procedimiento:

1. Primero se decide cual de las dos fuentes emite los electrones iniciales. Esto se hace utilizando los pesos w_H y w_A que definen los pesos relativos de las dos fuentes en la fluencia total de electrones (ver ecuación (4.1)). En este paso se fija la coordenada z del electrón inicial, siendo z_S , para la fuente del cabezal, o z_U^y , para la de aire.
2. El siguiente paso consiste en determinar la posición inicial del electrón (x, y) en el plano de la fuente. Esto se hace muestreando la distribución correspondiente $S_\alpha^G(x, y)$ (ver ecuación (4.4)).
3. Después de esto, para obtener la dirección de emisión se procede como sigue. Si el electrón emitido procede del cabezal, se sortea la función de distribución $\phi_{\text{horn}}^e(x, y = 0, z = z_{\text{sample}})$ y $\phi_{\text{horn}}^e(x = 0, y, z = z_{\text{sample}})$, con $z_{\text{sample}} = (z_D^x + z_D^y)/2$, para obtener la posición (x, y) . En el caso de que el electrón emitido

proceda del aire, se sigue un procedimiento similar, pero en este caso se sortea una distribución uniforme con el campo definido por el sistema de colimación a la entrada del maniquí de agua. Las coordenadas x y y determinadas de esta forma junto con la posición inicial del electrón emitido definen la dirección de emisión.

4. Finalmente, la energía inicial E se muestrea de la distribución de energía $p_e^G(E)$ (ver ecuación (4.8)).

En las simulaciones desarrolladas con el modelo de fuente única similar al de Sikora y Alber (2009), los electrones iniciales se generan como sigue:

1. Primero la energía inicial E se obtiene muestreando la distribución de energía $p_e^G(E)$ (ver ecuación (4.8)).
2. Entonces se calcula la $\sigma(E)$ de la distribución espacial a partir de la ecuación (4.6).
3. Después de esto, se muestrea la distribución espacial p_e^{SA} , dada por la ecuación (4.5), para fijar el valor de r . La posición inicial del electrón emitido (x, y) se determina uniformemente en la circunferencia de radio r . Recordamos que la posición inicial en z en este caso es z_S .
4. Para obtener la dirección de emisión se muestrea uniformemente el tamaño de campo en la entrada del maniquí de agua para calcular un par (x, y) que, junto con la posición inicial determinada en el paso previo define la dirección de emisión del electrón.

Una vez que se generan todas las características iniciales (posición, dirección de emisión y energía) de los electrones primarios, éstos son transportados usando el código DPM y se calcula la dosis absorbida en el maniquí de agua. En estas simulaciones se utilizan celdas de acumulación de $0.8 \times 0.8 \times 0.2 \text{ cm}^3$. Las mismas celdas se usan en el cálculo completo con PENELOPE, que se lleva a cabo a partir de los mismos PSF_{ph} utilizados para calcular los perfiles de fluencia con los que se realiza el ajuste del modelo de fuentes. El tiempo de CPU oscila entre 40 min, para el campo de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, y 130 min, para el campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Los cálculos usando los modelos de fuentes con DPM se demoran entre 0.6 y 2.2 min y el número de historias consideradas fue de 10^7 . Para las comparaciones, las distribuciones de dosis obtenidas fueron normalizadas al valor en el punto $x = y = 0$, $z_{\text{ref}} = 0.5 \text{ cm}$ para los haces de 6 MV y $z_{\text{ref}} = 1.1 \text{ cm}$ para los haces de 15 y 18 MV.

Para evaluar cuantitativamente los dos modelos, se compara cada uno por separado con los resultados de la simulación completa. Se utiliza la prueba gamma (Low *et al.* 1998) para valorar esa comparación. El criterio considerado fue de una

distancia al acuerdo y una discrepancia en la dosis de 1 mm y 2 %, respectivamente, para la dosis en profundidad, y 2 mm y 8 %, para los perfiles transversales. Se consideró un límite superior de 1 para el índice gamma para estimar la bondad del acuerdo entre ambos cálculos.

En las figuras 4.8–4.13 se comparan los resultados de los cálculos para el porcentaje de dosis en profundidad y los perfiles transversales obtenidos con PENELOPE (símbolos), con los que proporciona el modelo de fuentes dependiente de la energía (curvas discontinuas) y con los que produce el modelo de las dos fuentes que proponemos en este trabajo (curvas continuas).

En general, las curvas de PDD se describen bastante bien, tanto en el eje del haz como fuera de él con ambos modelos, lo que se debe a que ambos utilizan como entrada el mismo espectro de energía. Las mayores diferencias ($\sim 15\%$) se encuentran a la entrada del maniquí para las configuraciones de baja energía y los campos de menor tamaño (ver figura 4.12, paneles (a) y (c)). Este resultado es de esperar si se tiene en cuenta que el espectro de energía utilizado para todos los tamaños de campo fue el correspondiente al del campo máximo.

En la descripción de los perfiles en profundidad se encuentran diferencias marcadas entre los dos modelos, siendo mayores a mayor profundidad y fuera del eje del haz. En la figura 4.12, se puede apreciar que los perfiles obtenidos con el modelo de la fuente dependiente de la energía son más estrechos que los obtenidos con PENELOPE y con el modelo de las dos fuentes. En este caso, al tener en cuenta una sola fuente no se representa adecuadamente la contribución provocada por la dispersión de los electrones en aire, que, como se discutió anteriormente, es mayor para bajas energías. Para el caso de alta energía encontramos justamente el efecto contrario, perfiles más anchos que los descritos con PENELOPE y el modelo de las dos fuentes: aunque la contribución en aire es menor, se sobreestima el tamaño de la fuente. Como se observa, para ambas configuraciones de energía el modelo de las dos fuentes describe mucho mejor las distribuciones de dosis en el maniquí que el de Sikora y Alber (2009).

La tabla 4.4 muestra la prueba gamma desarrollada para comparar los resultados obtenidos. En general se observa un buen acuerdo en los perfiles en el eje y fuera del eje, con un porcentaje de celdas que no cumplen el test gamma menor del $\sim 25\%$.

En las colas de los perfiles podemos encontrar discrepancias de hasta un 10 %, pero la contribución a la dosis en esta parte de los perfiles es equivalente a $1/5$ de la contribución total a la dosis, por lo que estas diferencias pueden considerarse despreciables.

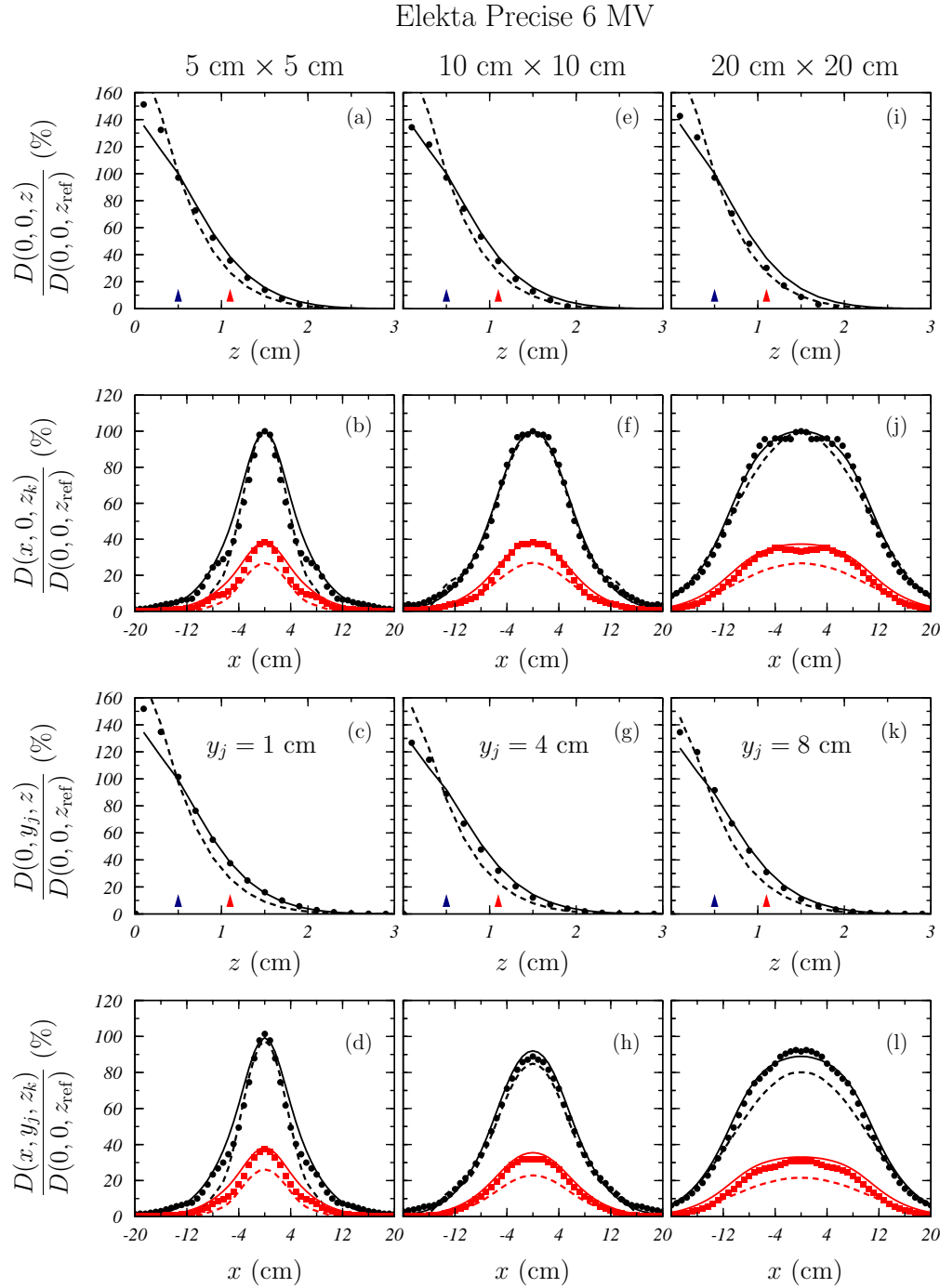


Figura 4.8: Porcentaje de dosis en profundidad (paneles (a), (c), (e), (g), (i) y (k)) y perfiles transversales (paneles (b), (d), (f), (h), (j) y (l)) de electrones para el Elekta Precise a 6 MV, para campos de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ (izquierda), $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (centro) y $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (derecha), en el eje del haz (paneles superiores) y fuera de él (paneles inferiores). Se representan los resultados obtenidos con la geometría completa con PENELOPE (símbolos) y los resultantes del cálculo con DPM para el modelo de las dos fuentes (líneas continuas) y el modelo de una fuente dependiente de la energía (líneas a trazos). Las flechas indican las profundidades z_k de los perfiles transversales. Aquí se utiliza una $z_{\text{ref}} = 0.5$ cm.

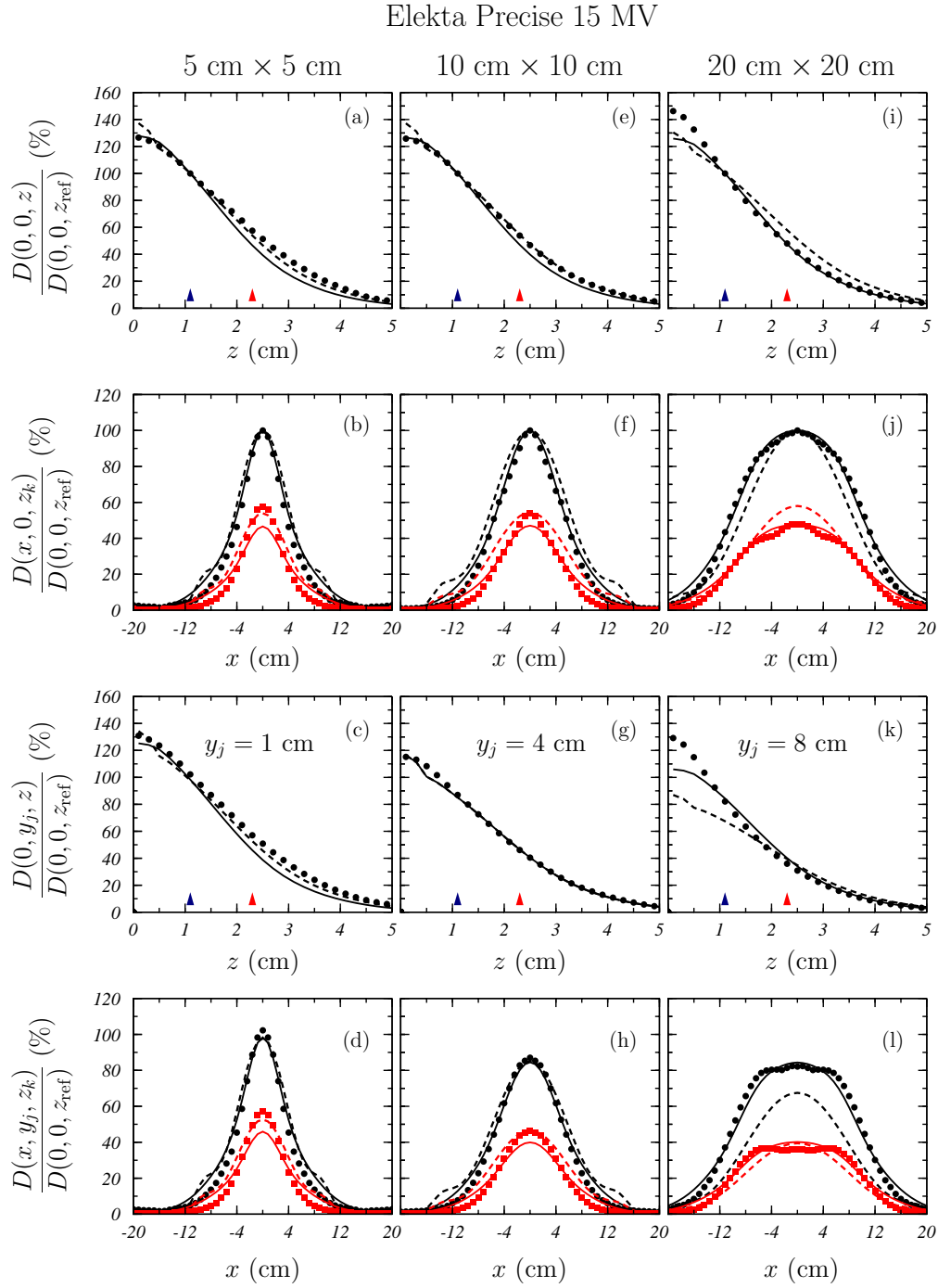


Figura 4.9: Igual que la figura 4.8 para el modo de 15 MV ($z_{\text{ref}} = 1.1$ cm).

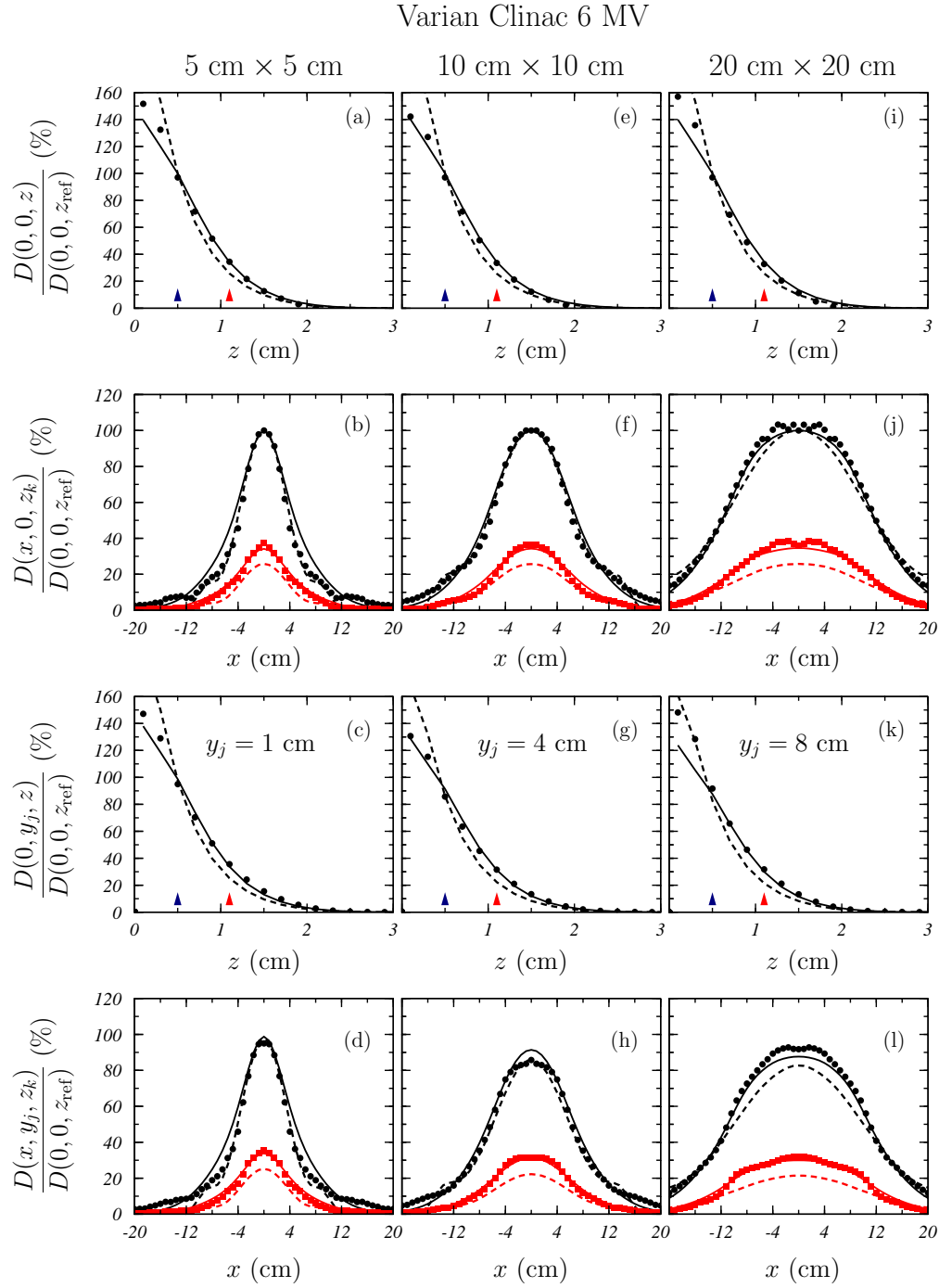


Figura 4.10: Igual que en la figura 4.8 para el Varian Clinac ($z_{\text{ref}} = 0.5$ cm).

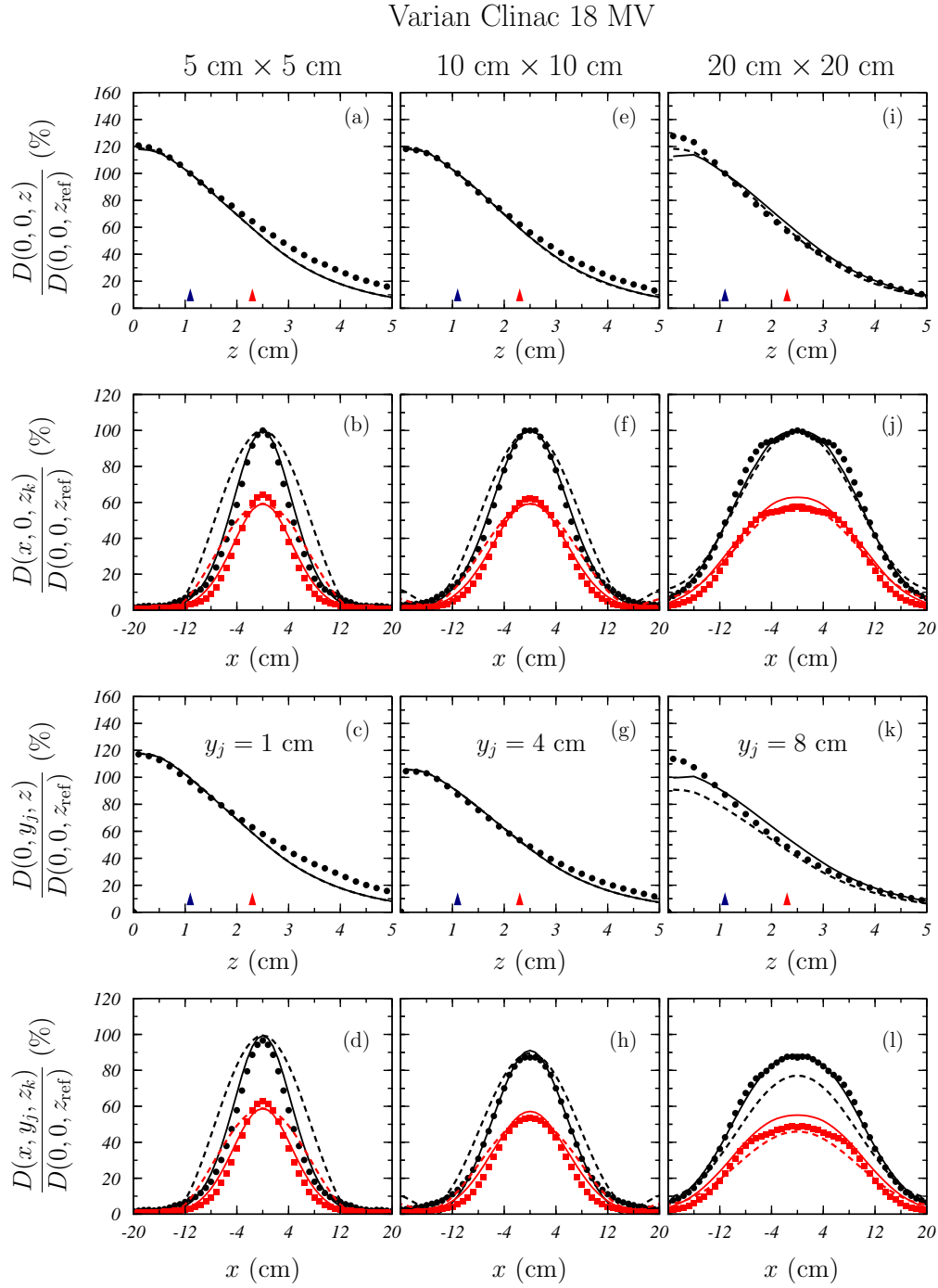


Figura 4.11: Igual que en la figura 4.10 para el modo de 18 MV ($z_{\text{ref}} = 1.1$ cm).

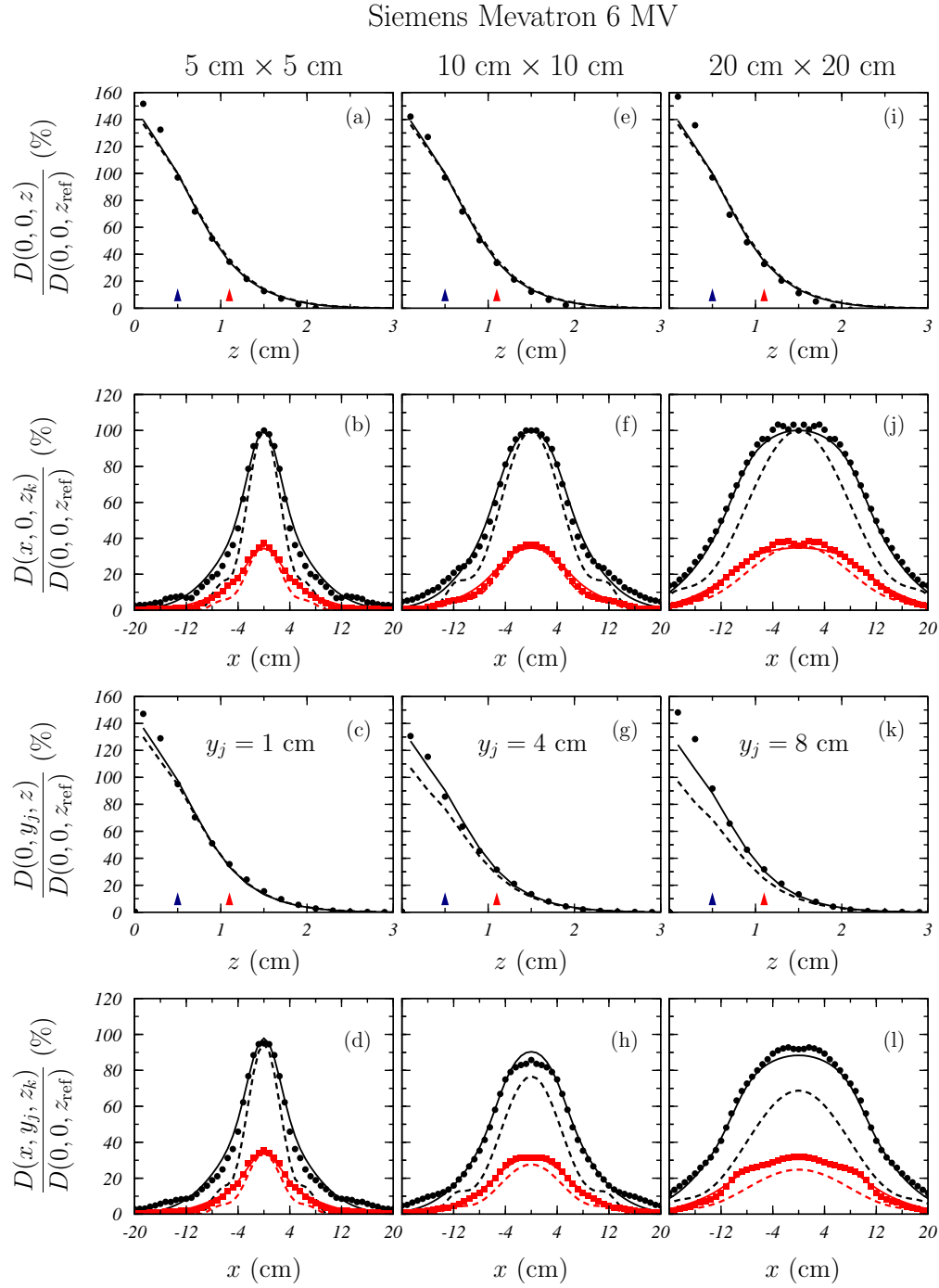


Figura 4.12: Igual que en la figura 4.8 para el Siemens Mevatron ($z_{\text{ref}} = 0.5$ cm).

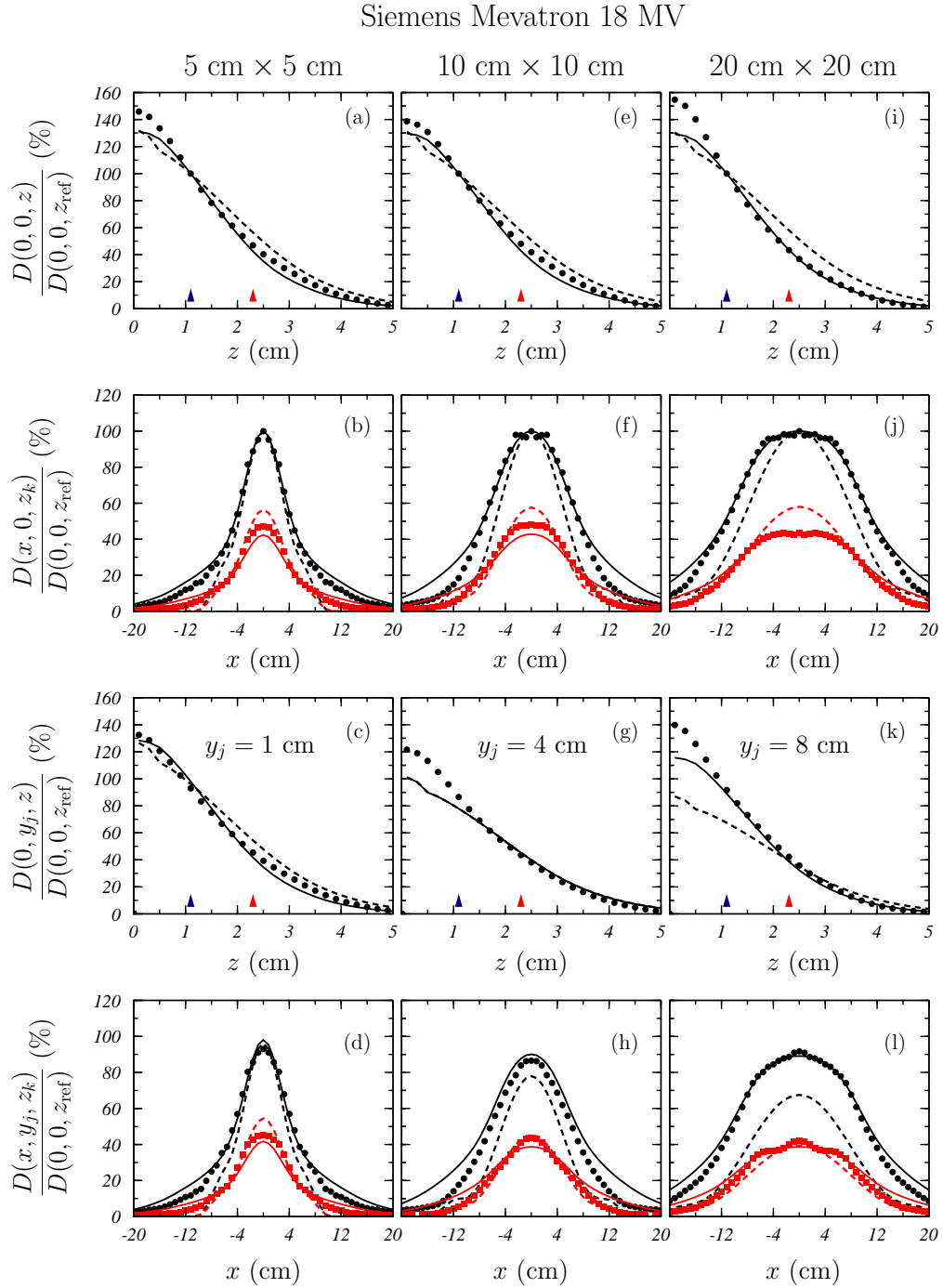


Figura 4.13: Igual que en la figura 4.12 para el modo 18 MV. ($z_{\text{ref}} = 1.1$ cm).

Tabla 4.4: Prueba gamma para comparar los resultados obtenidos con la geometría completa, con los calculados a través del modelo de las dos fuentes. El criterio usado para la prueba gamma fue de una distancia al acuerdo de 1 mm y una discrepancia de la dosis del 2 %, para los porcentajes de dosis en profundidad, y de 2 mm y 8 %, para los perfiles transversales. Los valores reportados son el porcentaje de celdas que exceden un índice gamma igual a uno, para el campo y perfil dado. Se han obtenido perfiles para $y_0 = 0$, $y_1 = 1$ cm, $y_4 = 4$ cm y $y_8 = 8$ cm. Se ha tomado z_{ref} a la profundidad de $z_{\text{ref}} = 0.5$ cm para 6 MV y $z_{\text{ref}} = 1.1$ cm para 15 y 18 MV. Los valores representados en cursiva y entre paréntesis corresponden a los resultados obtenidos con el modelo de Sikora y Alber (2009). Los valores marcados en gris muestran los valores en los cuales la prescripción de Sikora y Alber (2009) muestra un índice mejor que en nuestro modelo.

	campo	pdd/perfiles	Precise		Clinac		Mevatron	
			6 MV	15 MV	6 MV	18 MV	6 MV	18 MV
perfiles en el eje	5 cm \times 5 cm	$D(0, y_0, z)$	22.2 (66.7)	25.0(50.0)	22.2(66.7)	25.0(51.9)	22.2 (66.7)	14.3 (61.4)
		$D(x, y_0, z_0)$	18.9(45.9)	23.7(47.2)	17.9(15.4)	9.8(48.8)	17.9 (5.1)	5.3 (54.4)
		$D(x, y_0, z_{\text{ref}})$	11.4 (28.6)	16.3 (45.9)	5.1(0.0)	6.1(54.5)	0.0(0.0)	0.0 (0.0)
		$D(x, y_0, 2z_{\text{ref}})$	13.8 (37.9)	15.9 (47.1)	22.2(33.3)	0.0(62.1)	0.0(40.7)	15.2 (15.2)
	10 cm \times 10 cm	$D(0, y_0, z)$	22.2(66.7)	25.0 (25.0)	22.2 (66.7)	19.6(33.3)	22.2 (66.7)	25.0 (66.7)
		$D(x, y_0, z_0)$	18.2 (1.8)	23.0(27.0)	21.3(24.6)	0.0(18.2)	21.3 (14.4)	3.2 (36.5)
		$D(x, y_0, z_{\text{ref}})$	0.0 (0.0)	0.0 (25.5)	0.0 (0.0)	0.0(30.8)	0.0 (0.0)	22.6 (0.0)
		$D(x, y_0, 2z_{\text{ref}})$	0.0 (33.3)	25.0(46.2)	14.6(31.7)	0.0(42.4)	0.0 (31.7)	21.4 (35.1)
	20 cm \times 20 cm	$D(0, y_0, z)$	25.0 (62.5)	21.8 (23.6)	22.2 (66.7)	18.5 (11.1)	22.2 (66.7)	20.0(20.0)
		$D(x, y_0, z_0)$	24.5 (3.2)	11.5 (44.9)	23.3 (6.7)	20.5 (36.1)	23.3 (8.0)	24.3 (18.9)
		$D(x, y_0, z_{\text{ref}})$	0.0 (18.2)	4.1 (5.2)	3.0(14.9)	0.0(11.3)	3.0 (11.9)	0.0 (0.0)
		$D(x, y_0, 2z_{\text{ref}})$	15.7(49.0)	19.5 (14.6)	3.4 (45.8)	12.8 (12.8)	3.4 (45.8)	24.4 (28.9)
perfiles fuera del eje	5 cm \times 5 cm	$D(0, y_1, z)$	22.2 (66.7)	25.0 (45.8)	22.2 (66.7)	25.0 (48.1)	22.2(66.7)	13.6 (68.2)
		$D(x, y_1, z_0)$	7.7(35.9)	24.6 (49.9)	15.6 (17.8)	13.3 (44.4)	20.0 (13.3)	3.1 (41.5)
		$D(x, y_1, z_{\text{ref}})$	5.7 (17.1)	16.3 (45.9)	0.0 (4.7)	24.2 (66.7)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)
		$D(x, y_1, 2z_{\text{ref}})$	19.4 (54.8)	25.0 (51.0)	10.8 (29.7)	20.7 (62.1)	0.0 (35.1)	12.1 (21.2)
	10 cm \times 10 cm	$D(0, y_4, z)$	11.1(66.7)	25.0 (26.1)	11.1 (66.7)	20.7 (22.2)	22.2 (66.7)	18.2 (68.2)
		$D(x, y_4, z_0)$	0.0 (6.8)	23.0 (27.0)	16.9 (15.4)	0.0 (17.5)	24.2 (26.9)	0.0 (33.3)
		$D(x, y_4, z_{\text{ref}})$	0.0 (0.0)	0.0 (23.5)	0.0 (3.9)	0.0 (34.1)	0.0 (0.0)	23.3 (0.0)
		$D(x, y_4, 2z_{\text{ref}})$	0.0 (48.6)	12.9 (18.6)	0.0 (42.2)	24.6 (40.0)	0.0 (33.3)	24.6 (14.3)
	20 cm \times 20 cm	$D(0, y_8, z)$	25.0 (62.5)	13.6 (33.3)	22.2 (55.6)	25.0 (29.6)	22.2 (66.7)	20.0 (60.0)
		$D(x, y_8, z_0)$	24.0 (0.0)	4.9 (37.1)	24.0 (6.0)	23.8 (60.7)	24.0(0.0)	24.1(12.9)
		$D(x, y_8, z_{\text{ref}})$	0.0 (39.6)	16.3(0.0)	0.0 (32.8)	0.0 (47.3)	0.0 (29.9)	0.0 (0.0)
		$D(x, y_8, 2z_{\text{ref}})$	24.0 (53.2)	17.8 (36.6)	0.0 (32.8)	24.5 (26.3)	0.0 (38.2)	19.2 (33.3)

Capítulo 5

Radiocirugía estereotáxica

La radiocirugía estereotáxica (SRS) es una técnica radioterapéutica mínimamente invasiva que reduce el riesgo del paciente e incrementa la relación beneficio-coste. En los últimos años, ha aumentado su impacto en el tratamiento de pacientes con malformaciones vasculares y todas las formas de neoplasias cerebrales y de desórdenes funcionales como la neuralgia trigeminal. Puede ser empleada cuando el volumen de la lesión es pequeño o como parte de una estrategia de tratamiento multimodal con resección o cirugía endovascular (Kondziolka *et al.* 2008). También se ha investigado su utilización en áreas como la epilepsia (Quigg y Barbaro 2008), desórdenes del comportamiento y en su aplicación extracraneal (Benedict *et al.* 2010, Chin y Regine 2015).

La SRS fue desarrollada por Leksell (1949), para destruir disfunciones localizadas en el cerebro, utilizando fuentes de rayos X en el rango de los ortovoltajes (electrones incidentes en el blanco con energías entre 100 y 500 keV). Desde ese momento se han empleado partículas cargadas pesadas, rayos gamma y rayos X en los tratamientos. Hoy en día los dispositivos más extendidos en SRS son las unidades Gamma Knife® y CiberKnife y los linacs con modificadores (Schell *et al.* 1995).

El uso de los linac en SRS fue propuesto teóricamente por Larsson en 1974. El primer reporte de su uso en la clínica fue publicado 10 años después por Betti y Derechinsky (1984). En este caso, la configuración del cabezal no varía de un tratamiento a otro y el haz que sale del cabezal es colimado empleando un colimador micro-multilámina o un juego de colimadores circulares. La técnica de tratamiento más usada es la de arcos convergentes no coplanares múltiples, en la que la mesa de tratamiento está estacionaria mientras el brazo gira según arcos previamente definidos.

En el Instituto Nacional de Oncología y Radiobiología de La Habana (Cuba) se realiza SRS mediante un linac Elekta Precise (figura 5.1), dotado de un colimador micro-multilámina dinámico (DMLC), modelo 3Dline L'Arancio (3D Line Research

and Development, Elekta Group, Reino Unido) (figura 5.2). Este dispositivo es un elemento extra que se acopla al cabezal del linac y permite configurar campos pequeños, del orden de unos 3 mm de lado en el isocentro, lo cual requiere una caracterización geométrica y dosimétrica del haz muy precisa. En otras palabras, el sistema de planificación debe garantizar un cálculo muy preciso de las distribuciones de dosis absorbidas por el paciente. En este caso se emplea el sistema de planificación ERGO++ (3D Line Research and Development).



Figura 5.1: Acelerador lineal de uso clínico Elekta Precise empleado en los tratamientos de SRS en el Instituto Nacional de Oncología y Radiobiología La Habana (Cuba).



Figura 5.2: Colimador micro-multilamina dinámico empleado en los tratamientos de SRS en el Instituto Nacional de Oncología y Radiobiología (La Habana, Cuba)

En general la física de radiaciones aplicada a campos pequeños se encuentra con dificultades que no aparecen en campos grandes. Las medidas son más sensibles

a las propiedades de los detectores, existe pérdida de equilibrio electrónico lateral y efectos de oclusión de la fuente, se presentan dependencias significativas con la energía del haz, el tamaño del punto focal y el diseño de las mandíbulas, etc. (Scott *et al.* 2009, Sham *et al.* 2008) .

Los efectos en las mediciones incluyen, por ejemplo, las perturbaciones de la fluencia causadas por detectores con dimensiones similares a las del tamaño del campo y el incremento de los errores producidos por pequeñas desviaciones en la colocación del detector (Paskalev *et al.* 2003). Para estos campos pequeños, los errores dosimétricos son considerablemente mayores que para haces convencionales (Das *et al.* 2008) y las discrepancias entre los valores calculados mediante MC y los determinados experimentalmente con diferentes detectores también pueden ser significativas (Alfonso *et al.* 2008). Como consecuencia, el proceso de medición de dosis absorbida en agua en campos pequeños no está estandarizado y aunque algunos autores sugieren emplear cámaras de ionización pequeñas y detectores de estado sólido (Sauer y Wilbert 2007), existe poco consenso acerca de cuál es el tipo idóneo de detector para medir los perfiles de dosis (Alfonso *et al.* 2008).

En este capítulo se analizan, en primer lugar, distintos detalles de la simulación MC del DMLC, se proponen varias formas de simular este colimador terciario y se verifica la validez de las simplificaciones asumidas comparando con resultados experimentales. Seguidamente se describe cómo se utiliza el modelo de fuentes que hemos propuesto anteriormente para reproducir las características dosimétricas a la salida del cabezal del linac Precise cuando se usa para SRS. Además se analizan los resultados obtenidos con el modelo en la simulación del DMLC. Uno de los objetivos es establecer si el modelo de fuentes puede ser usado como una herramienta de verificación de planes de tratamiento de SRS.

5.1. Colimador micro-multilámina dinámico

El DMLC se acopla al cabezal del linac a 624 mm de la fuente (ver figura 5.3) y produce un campo máximo en el isocentro de $7 \times 7 \text{ cm}^2$. Está formado por 24 pares de láminas controladas por motores independientes. De acuerdo a la documentación técnica suministrada por el fabricante, las láminas están hechas de W, con un ancho de 1.9 mm. Las láminas adyacentes están separadas por un espacio de 0.05 mm de aire, lo cual permite su movimiento con menos fricción (ver figura 5.3 b). Las láminas describen una trayectoria convexa, de modo que el haz de fotones estará enfocado tanto en la dirección de movimiento de las láminas como en la dirección transversal. Con el fin de disminuir la transmisión del DMLC, sus láminas son ligeramente divergentes. En el punto de unión en el eje del haz se acoplan en forma de ranura y lengüeta (ver figura 5.3 a).

Para estudiar el DMLC partimos de un PSF obtenido a la salida del cabezal del linac Precise con el haz sintonizado. Como se indicó en el capítulo 2 el proceso de

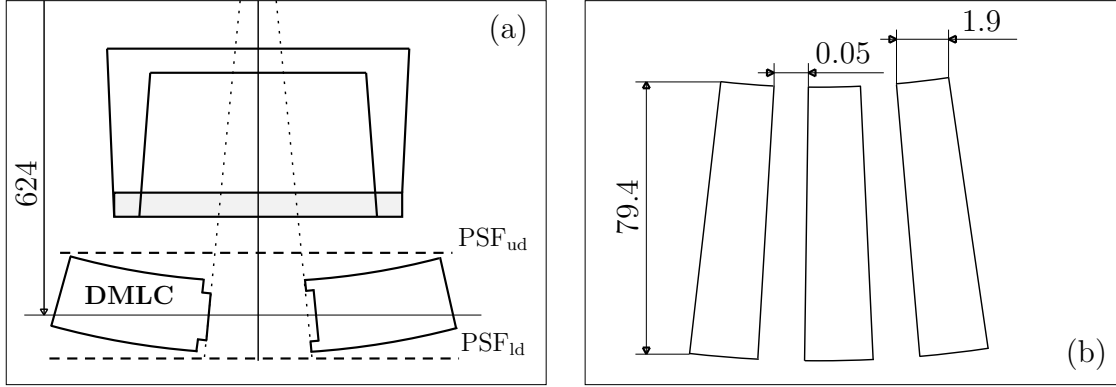


Figura 5.3: (a) Esquema de la vista transversal del DMLC. Se muestran los planos donde se determinan los espacios de fase PSF_{ud} y PSF_{ld} . El valor de la izquierda indica la distancia a la fuente en mm. (b) Detalles de las láminas del DMLC. Todas las distancias están en mm (la figura no está en escala).

intonización de este linac se puede ver en González (2008). En primer lugar se fija la energía inicial E_e^{ini} de manera que se reproduzca el valor experimental del $\text{TPR}_{20,10}$ (ver Apéndice A) obteniéndose un valor de 6.3 MeV. Usando este valor se ajusta el ancho del haz de electrones modificando el valor de $\text{FWHM}_e^{\text{ini}}$ de la distribución de electrones incidentes en el blanco a fin de reproducir la curva de PDD y los perfiles transversales medidos experimentalmente para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, a la profundidad del máximo de la curva de PDD y a 5 cm en agua. El mejor ajuste de las curvas experimentales se obtuvo para $\text{FWHM}_e^{\text{ini}} = 1.2 \text{ mm}$ algo mayor que el recomendado por el fabricante. En este proceso se siguieron $2 \cdot 10^9$ electrones iniciales generándose un PSF a la salida del cabezal que incluía aproximadamente $4 \cdot 10^7$ fotones, $2 \cdot 10^5$ electrones y 10^4 positrones.

A continuación se utiliza este PSF, al cual llamaremos PSF_{ud} , para estudiar el DMLC y obtener un segundo archivo, PSF_{ld} , por detrás de este elemento. El número de partículas en este PSF_{ld} depende fuertemente del tamaño del campo y del tipo de simulación, completa o simplificada (ver a continuación). Finalmente se utiliza el PSF_{ld} para llevar a cabo las simulaciones en el maniquí de agua y estudiar varias magnitudes de interés.

En la información suministrada por el fabricante, no se incluye la divergencia de las láminas antes mencionada y, por tanto, no se considera este parámetro en la geometría de la simulación. Aparte de esto, se modelan todas las características reportadas por el fabricante, como el acople, el espacio de aire entre láminas, los materiales, etc.

Para reducir el tiempo de cálculo en la simulación del DMLC, se emplea un método similar al descrito por Keall *et al.* (2001), Siebers *et al.* (2002) y Sterpin *et al.* (2008) y que involucra dos aproximaciones. En el PSF_{ud} los electrones son

sólo $\sim 0.45\%$ del total de partículas. De estos electrones solo se simulan los que impactan el DMLC en la región de aire entre las láminas, que son los que tienen una probabilidad no despreciable de atravesar el colimador y dar contribución a las dosis en el maniquí. Los electrones que impactan directamente en las láminas se espera que sean absorbidos en el DMLC y no se siguen en la simulación.

Por otra parte, en el caso de los fotones transportados a través del DMLC solo se consideran las interacciones Compton. Para el tungsteno (material del que está hecho el DMLC), la interacción dominante de 0.5 a 5 MeV es la dispersión Compton. Por debajo de 0.5 MeV, dominan la dispersión coherente y la absorción fotoeléctrica, pero se asume que las partículas secundarias producidas en estos procesos son absorbidas por el DMLC con muy alta probabilidad. Por encima de los 5 MeV, la producción de pares comienza a ser determinante, pero como los fotones producidos por aniquilación de positrones se emiten isotrópamente, solo un porcentaje bajo de ellos dará contribución en la región de acumulación de nuestras simulaciones. Además, la fracción espectral por encima de 5 MeV es muy pequeña; se ha estimado que es de aproximadamente un 3%, por lo que esta contribución puede ser despreciada.

Para ajustar los parámetros del DMLC, sus características geométricas, y las de los materiales que lo conforman, se estudia la transmisión a través de él mediante dos simulaciones. Primero se simula el DMLC completamente abierto y se determina un perfil de dosis en profundidad a lo largo de la dirección x , a la profundidad de la dosis máxima en agua y a 1 cm fuera del eje del haz ($y = 1$ cm). El resultado de esta simulación se etiqueta como $D_o(x)$. Una segunda simulación en las mismas condiciones, pero con el DMLC completamente cerrado permite obtener el perfil de dosis $D_c(x)$. La transmisión, $t(x)$, se calcula como la razón entre los dos perfiles:

$$t(x) = \frac{D_c(x)}{D_o(x)}. \quad (5.1)$$

En estas dos simulaciones utilizamos celdas de acumulación con dimensiones $0.10 \times 0.25 \times 0.25$ cm³.

Además se lleva a cabo una medida experimental de la transmisión con una cámara Farmer (PTW, Freiburg, Alemania). Para el DMLC abierto, se considera el promedio de tres medidas diferentes, mientras que para el DMLC cerrado, se toman medidas en 6 puntos diferentes.

Los resultados obtenidos en la simulación MC completa para la razón $t(x)$ se muestran en el panel (a) de la figura 5.4, mediante el histograma. La línea horizontal continua da el valor promedio obtenido en ese cálculo MC, indicando la franja gris oscura su incertidumbre estadística. La línea horizontal discontinua y la franja gris clara muestran el valor experimental promedio y su correspondiente incertidumbre. Como se puede ver, las simulaciones claramente sobreestiman la transmisión experimental de las láminas. Entendemos que esto se debe a que la separación efectiva entre ellas ha de ser más pequeña que la indicada por el fabricante.

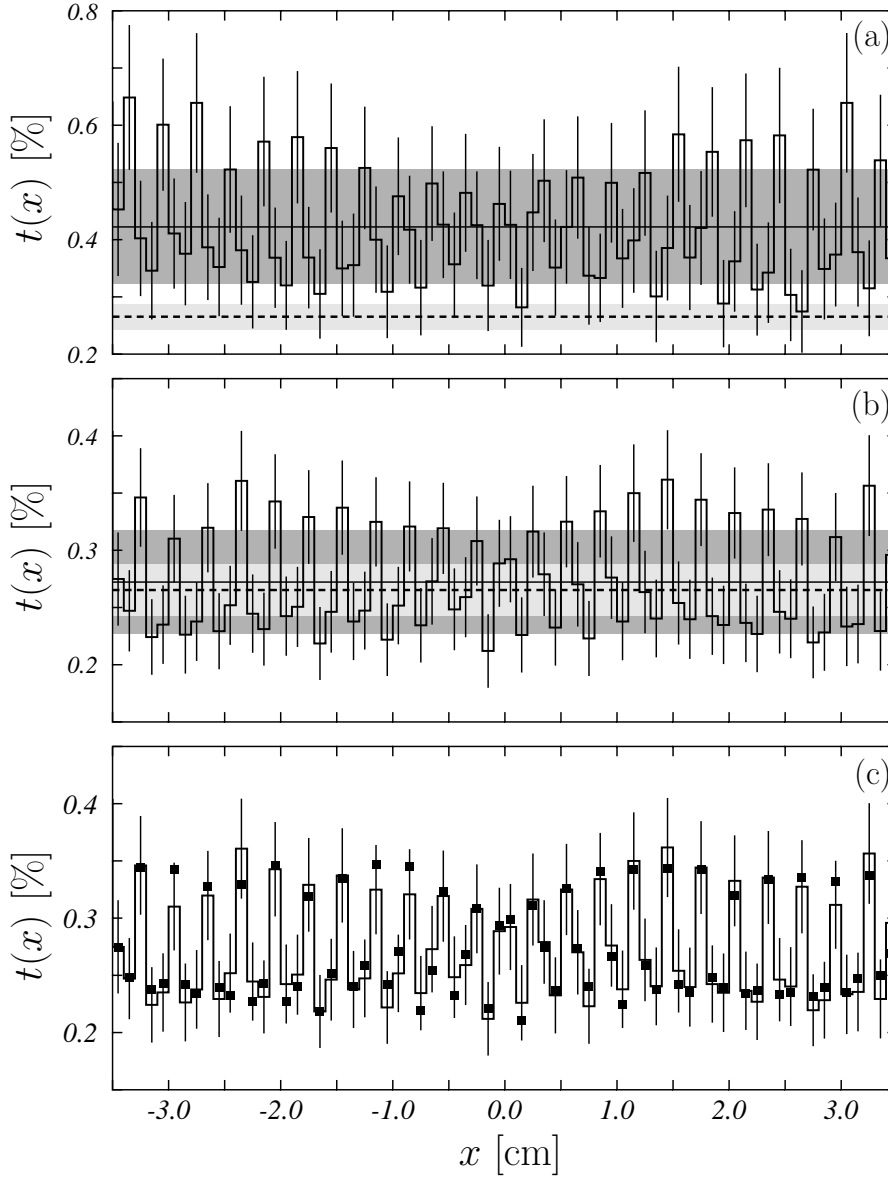


Figura 5.4: (a) Transmisión, dada por la ecuación (5.1), obtenida en las simulaciones desarrolladas con la separación de las láminas indicadas por el fabricante (0.05 mm). (b) Igual que en el panel (a) pero para la separación de las láminas ajustada a los resultados de la transmisión promedio experimental (0.0197 mm). Los histogramas muestran los resultados obtenidos con las simulaciones MC completas. Las incertidumbres están dadas con un factor de $k = 2$. La línea horizontal continua da el valor promedio obtenido mediante MC y la franja gris oscura representa la incertidumbre estadística de su valor. La línea horizontal discontinua y la franja gris claro representan el mismo resultado pero para los valores experimentales. En (c) se muestra la comparación entre la transmisión obtenida con la simulación MC completa (histograma) y la simulación MC simplificada (cuadrados negros). Las incertidumbres están dadas con un factor de $k = 2$.

Para ajustar la transmisión experimental se desarrollan dos nuevas simulaciones en las cuales se fija la separación entre las láminas a 0.01 mm y a 0.03 mm, respectivamente. Usando un ajuste lineal de los valores promedio obtenidos, se determina que la separación que reproduce la transmisión experimental es de 0.0197 mm. El panel (b) de la figura 5.4 muestra los valores obtenidos mediante MC para $t(x)$ con esta nueva separación. Ahora el acuerdo con el experimento es mucho mejor, estando los valores promedio correspondientes muy cercanos.

De cualquier forma se siguen encontrando diferencias entre los valores máximos de las transmisiones experimental y simulada. Probablemente estas diferencias se deban a que, como ya hemos dicho, no se ha tenido en cuenta la divergencia de las láminas. Sin embargo, no son significativas en lo que se refiere a la contribución a la dosis en el maniquí de agua.

El panel (c) de la figura 5.4 compara los resultados obtenidos para la transmisión con la simulación MC completa (histogramas) y la simulación simplificada con las aproximaciones detalladas anteriormente (cuadrados negros). La incertidumbre está representada con un factor de $k = 2$ y el acuerdo con la simulación completa es muy bueno. Vale la pena señalar que con esta simplificación se logra que la simulación se complete, aproximadamente, 50 veces más rápido.

Para confirmar la validez de las simplificaciones asumidas en las simulaciones, se calculan con MC los factores de campo (OF) para los campos 0.58×0.58 , 2.9×2.9 , 5.8×5.8 y 7×7 cm² y se determinan experimentalmente con una cámara PTW PinPoint 31016 3D (PTW, Freiburg, Alemania). Los OF se obtienen midiendo la dosis a la profundidad del máximo del PDD para estos campos y calculando sus razones con la dosis a la profundidad de la dosis máxima para el campo de 10×10 cm².

La figura 5.5 muestra la comparación entre los valores experimentales de los OF (círculos blancos) y simulados (cuadrados negros) para los campos cuadrados mencionados anteriormente. Excepto para el campo de 0.58×0.58 cm², el acuerdo con los resultados experimentales es muy bueno. Resultados similares han sido encontrados por otros autores para la cámara PinPoint (Sánchez-Doblado *et al.* 2007, Alfonso *et al.* 2008). Como se expone en estos trabajos, se cree que esta cámara no es la adecuada para medir campos tan pequeños como el de 0.58×0.58 cm². Esta subestimación de los factores medidos para campos muy pequeños (con lados menores de 1 cm) se puede deber al volumen relativamente grande de estas cámaras y al efecto que tiene la falta de equilibrio electrónico en la medida (Conway *et al.* 2006).

Por otro lado, se simulan los porcentajes de dosis en profundidad y los perfiles transversales para tres campos pequeños de 1.2×1.2 , 2.9×2.9 y 5.8×5.8 cm² en una maniquí de agua y se comparan los resultados de las simulaciones con medidas experimentales realizadas con la cámara PTW 31016 PinPoint 3D y el detector de estado sólido PTW Diode 60008 (PTW, Freiburg, Alemania). En este caso y de

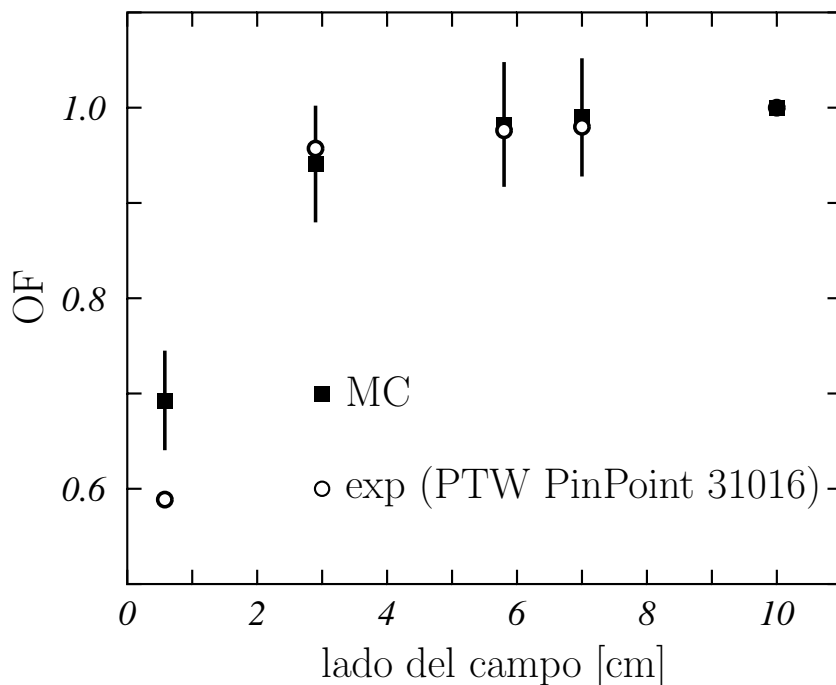


Figura 5.5: Factores de campo experimentales, obtenidos con una cámara PinPoint, comparados con los resultados MC, como una función del lado del campo cuadrado. Las incertidumbres de los cálculos están representadas con un factor de $k = 3$.

acuerdo a los requerimientos del programa de planificación ERGO++, las medidas se realizaron en una configuración isocéntrica con SSD igual a 95 cm.

En la figura 5.6 se comparan los resultados de estas simulaciones (círculos negros), con los valores experimentales obtenidos con la cámara PinPoint (curva discontinua) y con el diodo (curva continua). Los paneles (a)–(c) representan las curvas de PDD, los paneles (d)–(f) los perfiles transversales a la profundidad de $z = 1.5$ cm y los paneles (g)–(i) a la profundidad de $z = 5$ cm. Todos los valores están normalizados al máximo de dosis.

En cuanto a las curvas de PDD, las medidas realizadas con el diodo muestran muy buen acuerdo con los resultados MC, mientras que pueden apreciarse algunas diferencias para los datos experimentales obtenidos con la cámara PinPoint para grandes profundidades y para los campos más grandes. De forma similar, los resultados MC describen mejor los perfiles transversales obtenidos con el diodo. Para la cámara PinPoint aparecen diferencias principalmente en la región de penumbra y se incrementan con la profundidad en agua. En estas regiones encontramos diferencias superiores a un 50 % entre las medidas del diodo y de la cámara PinPoint. Scott *et al.* (2008) han reportado un ensanchamiento de la penumbra debido a los efectos de promediado de la cámara PinPoint para campos pequeños como los modelados con el DMLC.

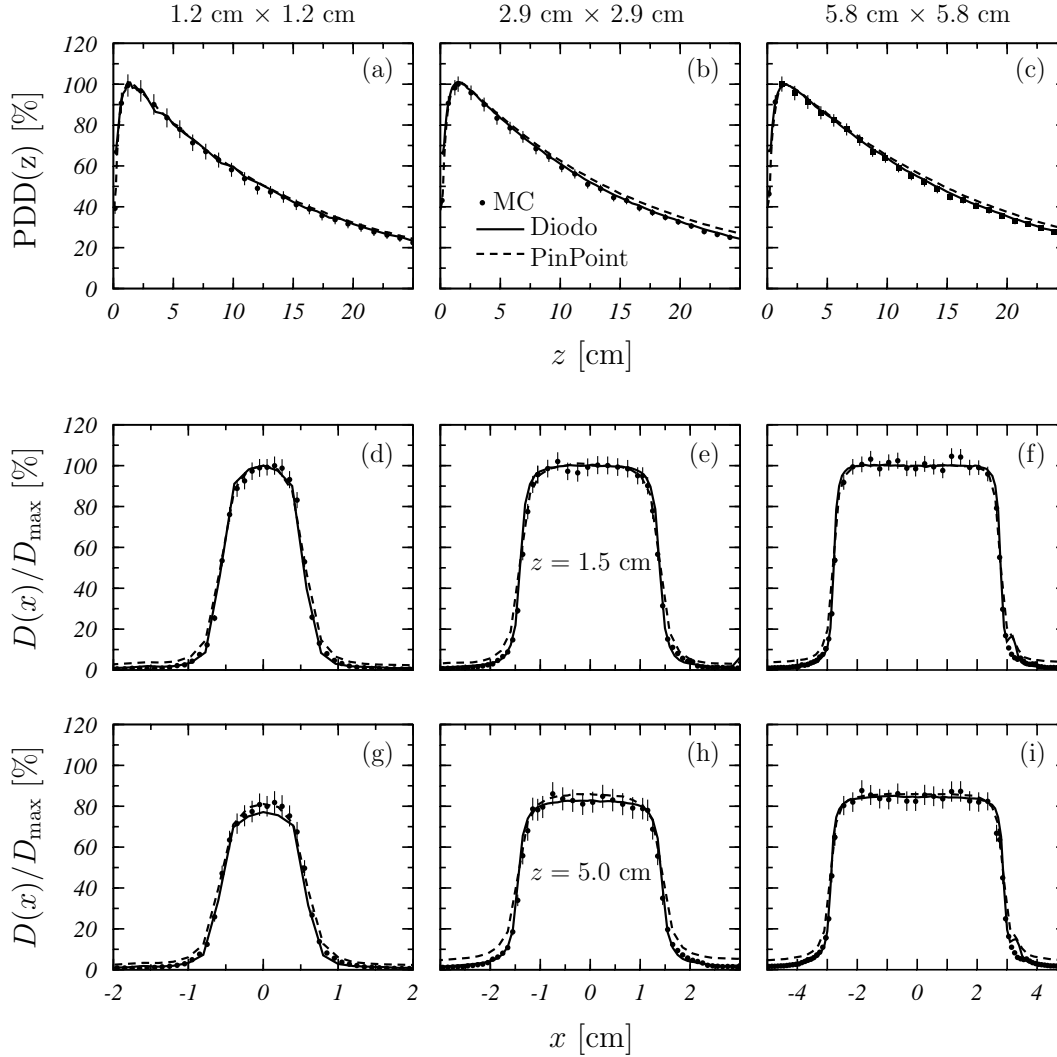


Figura 5.6: Curvas de PDD (paneles (a)–(c)) y perfiles transversales en $z = 1.5 \text{ cm}$ (paneles (d)–(f)) y $z = 5 \text{ cm}$ (paneles (g)–(i)), para campos de 1.2×1.2 , 2.9×2.9 y $5.8 \times 5.8 \text{ cm}^2$. La curva discontinua corresponde a las medidas realizadas con la cámara PTW PinPoint 31016 y la curva continua a las del detector de estado sólido PTW Diode 60008. Los círculos negros muestran los resultados obtenidos con las simulaciones MC. Las incertidumbres están dadas con un factor de $k = 3$.

También comparamos las medidas de PDD con tres sistemas experimentales para un campo de $7 \times 7 \text{ cm}^2$. Los resultados de la comparación con los valores MC se muestran en la figura 5.7. Como podemos ver en el panel (a), las medidas realizadas con el PTW Diode 60008 (curva de puntos) y con la cámara PTW Semiflex 31010 (PTW, Freiburg, Alemania) (curva continua) están en buen acuerdo entre ellas y con los resultados MC, mientras que la medida de PDD con la cámara PTW PinPoint 31016 (curva discontinua) muestra discrepancias que son significativamente mayores al aumentar la profundidad z . Scott *et al.* (2008) encontraron resultados similares.

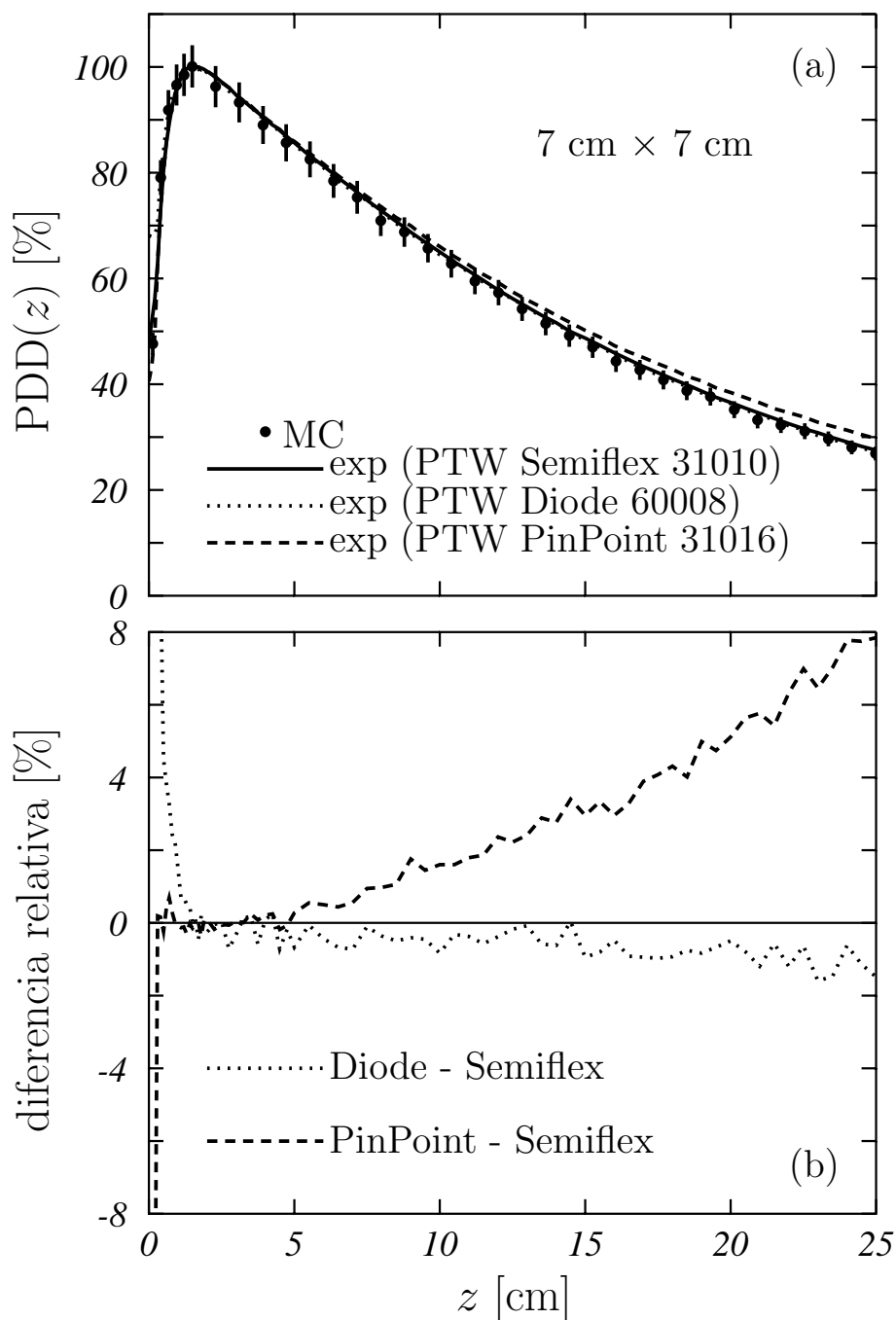


Figura 5.7: (a) Curvas de PDD para el campo de $7 \times 7 \text{ cm}^2$. La curva discontinua corresponde a las medidas con la cámara PTW PinPoint 31016, la curva de puntos al PTW Diode 60008 y la curva continua a la cámara PTW Semiflex 31010. Los círculos negros muestran los resultados MC con la incertidumbre dada con un factor de $k = 3$. En la escala de la figura, la curva de puntos y la sólida se solapan. En (b) se muestran las diferencias relativas entre las medidas experimentales.

En el panel (b) se muestran las diferencias relativas entre los resultados del diodo y la cámara PinPoint con la cámara Semiflex, con curvas de puntos y discontinua respectivamente. La cámara PinPoint subestima la dosis en la entrada del maniquí y la sobreestima en profundidad. Esto se debe a que esta cámara presenta problemas para la deposición de energía de fotones de baja energía (Agostinelli *et al.* 2008, Crop 2008), probablemente relacionado a la alta razón entre el volumen del electrodo central de Al y el volumen activo de la cámara. Por otro lado, el diodo y la cámara Semiflex dan resultados muy similares (con una diferencia relativa menor del 2%) excepto en la entrada del maniquí, donde el diodo sobreestima la dosis medida por la cámara Semiflex. Para blindarse frente a los fotones dispersados de baja energía, el PTW Diode 60008 está equipado con una pequeña capa de acero detrás del semiconductor. Debido al alto número atómico del acero, los electrones secundarios dispersados con ángulos grandes aportan, incrementando las dosis depositada en el hemisferio posterior del diodo e incrementando la respuesta del mismo (Griessbach *et al.* 2005). Las dificultades en las medidas de la dosis en estas regiones (en la superficie del maniquí) hacen que los cálculos con MC sean la mejor opción para estimar la dosis absorbida en agua.

5.2. Modelo de fuentes en SRS

Con el fin de validar el modelo de fuentes propuesto en los capítulos 3 y 4 para su utilización en SRS, se realiza una comparación de las distribuciones de dosis en un maniquí de agua obtenidas con dicho modelo y las determinadas en una simulación MC realizada con la geometría completa del linac. Ambas simulaciones se llevan a cabo con PENELOPE. En concreto se comparan el PDD y perfiles transversales a varias profundidades, en un maniquí de agua con una distancia fuente superficie de 100 cm y para un campo de radiación de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ definido en la superficie del agua. Los parámetros utilizados en estas simulaciones son los que se muestra la tabla 2.1.

En las simulaciones desarrolladas con el modelo de fuentes, los parámetros iniciales se generan de acuerdo a los procedimientos descritos en las secciones 3.3 y 4.3 para fotones y electrones, respectivamente. Por otra parte, el peso relativo de fotones y electrones se fija a partir de los resultados del PSF_{ph} a la entrada del maniquí (ver tabla 2.3).

En ambas simulaciones se utilizan celdas de acumulación de $0.20 \times 0.20 \times 0.35 \text{ cm}^3$. El tiempo de CPU es aproximadamente de 2 h para la simulación completa mientras que el cálculo usando el modelo de fuentes se demora unas 2.4 h, con un número de historias consideradas de 10^8 .

En la figura 5.8 se muestra la comparación entre los valores obtenidos con el modelo de fuentes y con la simulación MC con la configuración de sintonización.

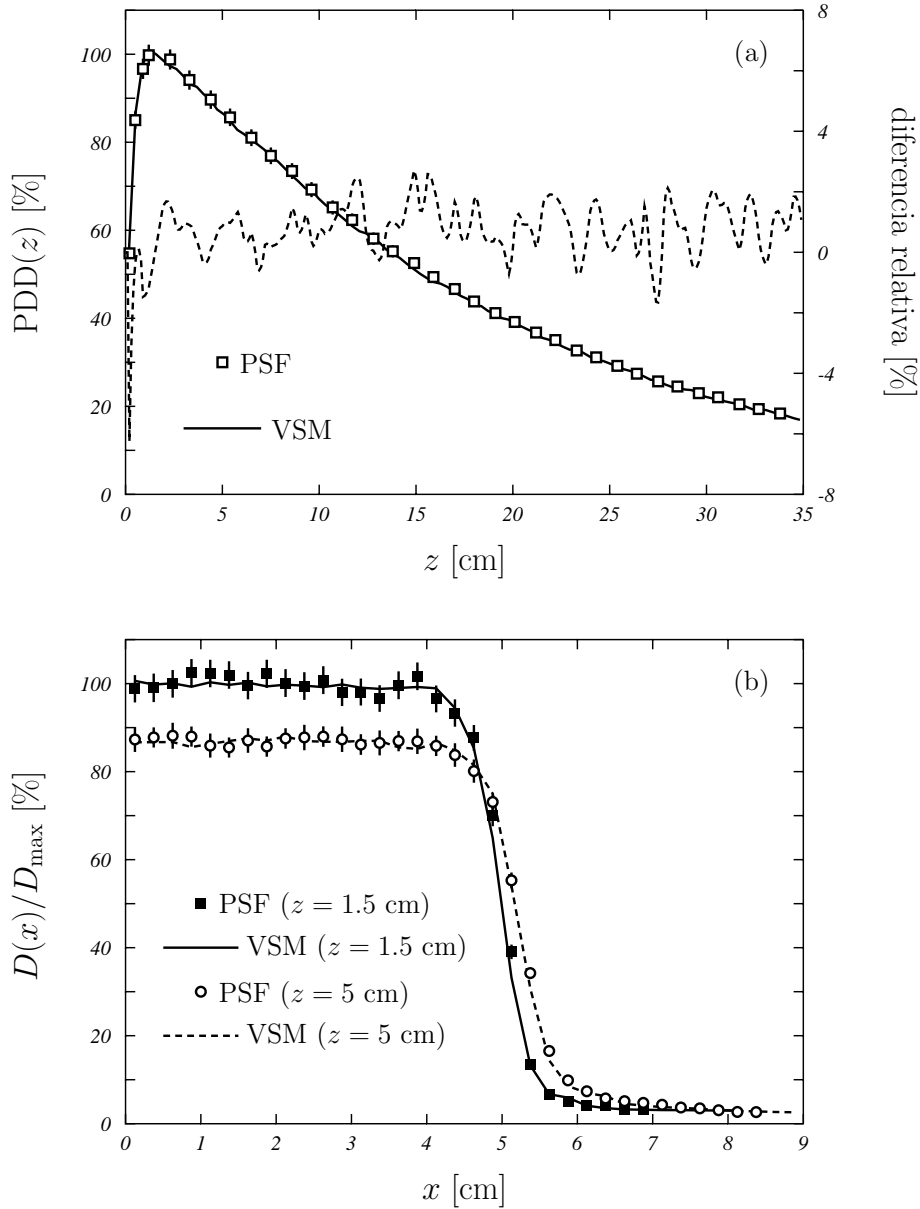


Figura 5.8: Comparación de los (a) PDD y (b) perfiles a las profundidades de ($z = 1.5$ cm) y a $z = 5$ cm simulados utilizando el PSF del haz sintonizado (símbolos) y el modelo de fuentes (VSM, representado con las curvas). En el panel (a) la curva discontinua representa las diferencias relativas entre ambos resultados y su escala es la del eje y derecho. Las incertidumbres están dadas con un factor de $k = 3$.

Como se puede ver en el panel (a), las curvas de PDD están en buen acuerdo siendo las diferencias relativas entre ambos resultados (línea discontinua) menores del 2%, excepto en la superficie. En el panel (b), se comparan los perfiles medidos a $z = 1.5$ cm, la profundidad de dosis máxima (línea continua) y a $z = 5$ cm (línea dis-

continua) con los obtenidos en la simulación completa. Aquí, también es de destacar que se alcanza una discrepancia máxima de ~ 1 mm en el perfil a la profundidad de dosis máxima. En cualquier caso, las diferencias obtenidas están dentro de los límites establecidos por la IAEA (2004).

En los tratamientos de SRS la configuración de los colimadores del linac se mantiene, como ya se ha comentado, fija. Con el fin de realizar un nuevo test del modelo de fuentes, se usa éste para generar el PSF_{ud} con una haz de radiación colimado a un

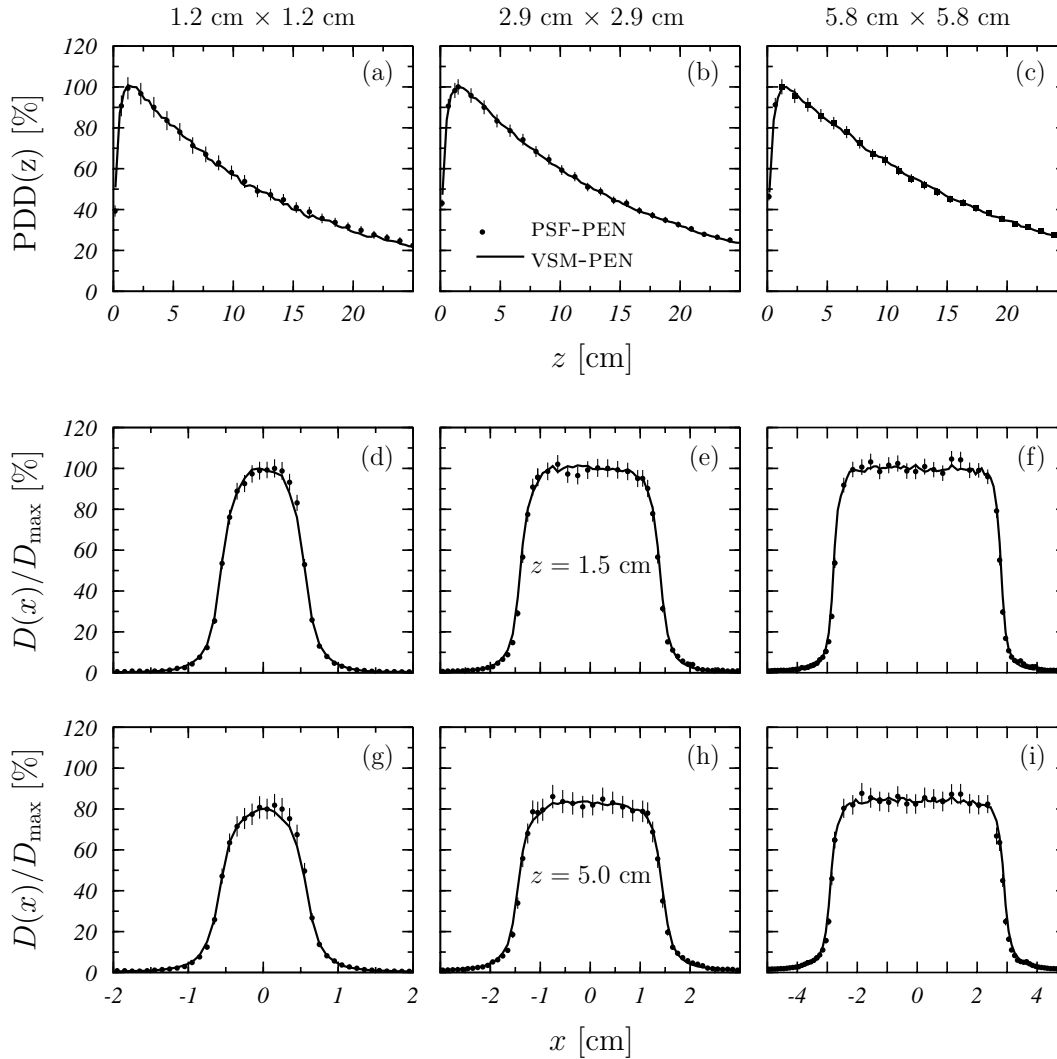


Figura 5.9: Curvas de PDD (paneles (a)–(c)) y perfiles transversales en $z = 1.5$ cm (paneles (d)–(f)) y $z = 5$ cm (paneles (g)–(i)), para campos de 1.2×1.2 , 2.9×2.9 y $5.8 \times 5.8 \text{ cm}^2$. Las curvas continuas representan el resultado de la simulación utilizando el modelo de fuentes. Los círculos negros muestran los resultados obtenidos con las simulaciones MC con el PSF_{ud} . Las incertidumbres están dadas con un factor de $k = 3$.

campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en la superficie del maniquí. A continuación, y partiendo del PSF_{ud} se simula el DMLC utilizando el modelo simplificado hasta obtener el PSF_{ld} , continuando la simulación (sin aproximaciones) hacia el maniquí.

En la figura 5.9 comparamos los resultados de las simulaciones completas con PENELOPE (círculos negros), con los valores obtenidos de la simulación utilizando el modelo de fuentes. Los paneles (a)–(c) representan los resultados de las curvas de PDD, del panel (d)–(f) los perfiles transversales a la profundidad de $z = 1.5 \text{ cm}$ y los paneles (g)–(i) a la profundidad de $z = 5 \text{ cm}$. Todos los valores están normalizados al máximo. Como se observa la utilización del modelo permite reproducir con una alta precisión tanto los PDD como los perfiles de dosis en el maniquí de agua, lo cual da la posibilidad de la utilización del modelo para el cálculo de distribuciones de dosis como una herramienta de verificación de planes de tratamientos en SRS.

Con el fin de completar el análisis de la viabilidad del modelo de fuentes, hemos realizado una simulación en la que los haces generados por el modelo son colimados “geométricamente” con la apertura del DMLC, sin simular los detalles de este. Estas simulaciones se realizan con DPM y tienen por objetivo establecer las posibles modificaciones que es necesario hacer en el modelo de fuentes para incorporar el efecto de colimación del DMLC.

En la figura 5.10, los resultados de esta simulación (líneas a trazos) se comparan con los correspondientes a la simulación completa con PENELOPE (círculos negros) obtenidas usando como fuente el PSF_{ud} . Como vemos estos resultados no están en buen acuerdo, siendo los perfiles generados con el modelo de fuentes más anchos que los del cálculo completo.

Sin embargo, estas discrepancias pueden minimizarse sin más que reajustar el tamaño de la fuente primaria de fotones. Así, cambiando el valor de δ_0 de 1.85 mm (ver tabla 3.1) a 0.62 mm se obtienen los resultados que se muestran con líneas continuas en la figura 5.10 y que como vemos están en muy buen acuerdo con los del cálculo completo con PENELOPE.

Al incluir el DMLC, cambian las condiciones de sintonización del modelo de fuentes, ya que se modifican los límites de integración en las ecuaciones (3.17) y (3.18). Esto requeriría establecer los parámetros del modelo utilizando información sobre los perfiles de fluencia en aire por debajo del DMLC. Los resultados mostrados aquí, indican que el efecto global puede tenerse en cuenta reduciendo el tamaño de la fuente primaria de fotones, lo que indica que el modelo establecido es muy consistente y suficientemente flexible para tener en cuenta modificaciones importantes en el sistema de colimación.

Para finalizar, en la tabla 5.1 se muestran los resultados de las estadísticas de rendimiento comparando las simulaciones hechas con DPM y PENELOPE. Los valores obtenidos con PENELOPE se muestran en cursiva y entre paréntesis. El valor de σ y de la eficiencia se reportan en el máximo. El tiempo de cálculo con DPM va de

los 18 min (campo de $1.2 \times 1.2 \text{ cm}^2$) a los 58 min (campo de $7.0 \times 7.0 \text{ cm}^2$). Estos resultados se obtienen en un solo procesador, con lo cual podemos ver que si se dispone de un clúster de cálculo en la clínica podríamos obtener valores de tiempo de cálculo razonables para planificación de tratamientos.

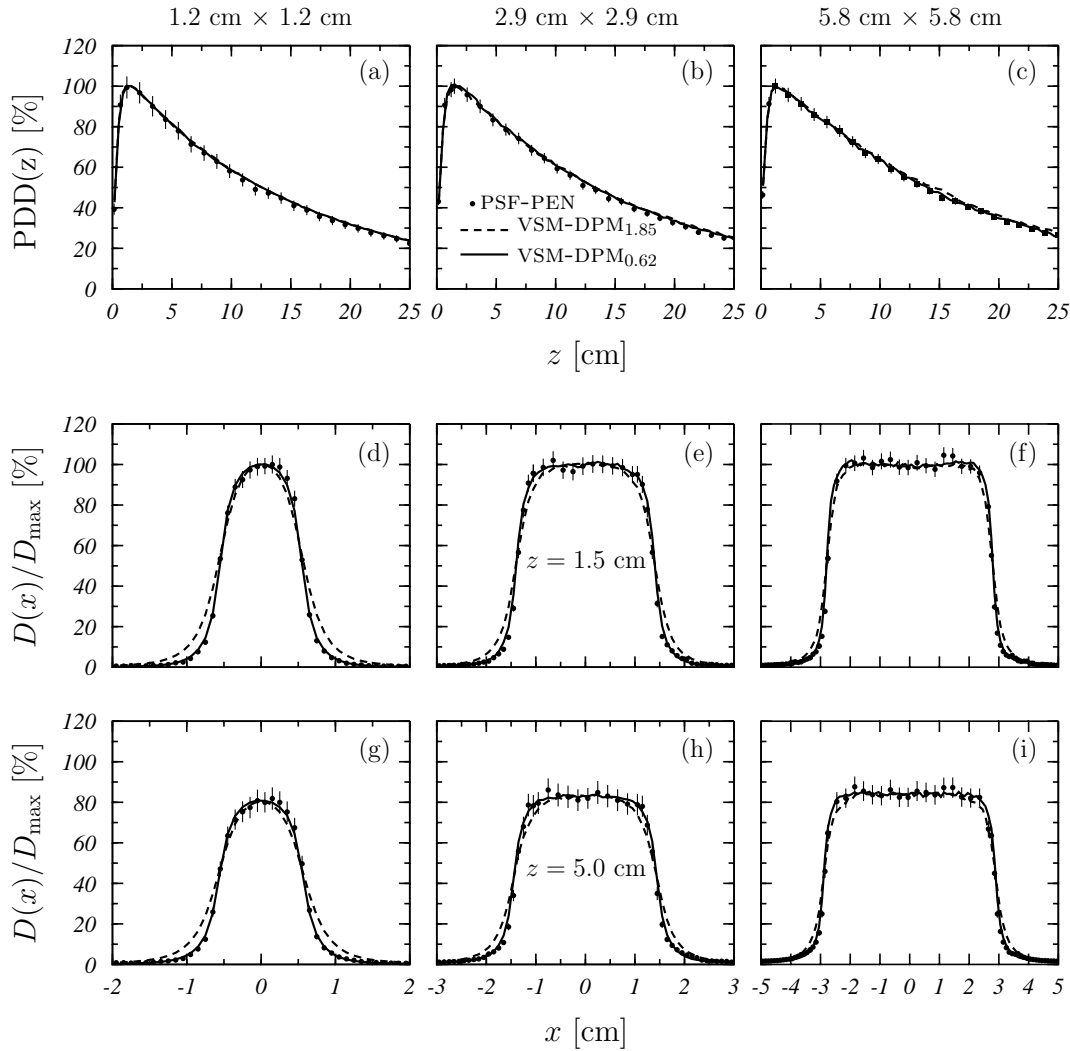


Figura 5.10: Curvas de PDD (paneles (a)–(c)) y perfiles transversales en $z = 1.5 \text{ cm}$ (paneles (d)–(f)) y $z = 5 \text{ cm}$ (paneles (g)–(i)), para campos de 1.2×1.2 , 2.9×2.9 y $5.8 \times 5.8 \text{ cm}^2$. Las líneas a trazos representan el resultado de la simulación MC con DPM utilizando el modelo de fuentes con $\delta_0 = 1.85 \text{ mm}$, mientras que la líneas continuas con $\delta_0 = 0.62 \text{ mm}$. Los círculos negros muestran los resultados obtenidos con las simulaciones MC con PENELOPE utilizando como fuente de entrada el PSF_{ud} . Las incertidumbres están dadas con un factor de $k = 3$.

Tabla 5.1: Estadísticas de rendimiento de las simulaciones en el DMLC con el modelo de fuentes. Los valores obtenidos con PENELOPE se muestran en cursiva y entre paréntesis.

T. campo (cm ²)	N. historias ($\times 10^8$)	Tiempo ($\times 10^3$ s)	σ_{\max} (%)	ϵ (s ⁻¹)
1.2×1.2	2.0 (<i>5.0</i>)	1.1 (<i>47</i>)	2.8 (<i>4.3</i>)	108 (<i>0.01</i>)
2.9×2.9	2.0 (<i>5.0</i>)	1.2 (<i>50</i>)	6.7 (<i>2.0</i>)	19 (<i>0.05</i>)
5.8×5.8	4.0 (<i>5.0</i>)	2.3 (<i>52</i>)	9.3 (<i>4.2</i>)	5 (<i>0.01</i>)
7.0×7.0	6.0 (<i>5.0</i>)	3.5 (<i>51</i>)	8.9 (<i>1.5</i>)	4 (<i>0.09</i>)

Capítulo 6

Conclusiones y perspectivas

En este trabajo hemos desarrollado un modelo de fuentes que describe el comportamiento espacial y energético de un cabezal de linac genérico y que puede ser reconstruido a partir de información dosimétrica medida en aire y agua para cada linac concreto.

Para la validación del modelo se han estudiado tres linacs diferentes (un Elekta Precise, un Varian Clinac 2300C/D y un Siemens Mevatron KDS), con dos calidades de haces en cada caso (6 y 15 MV para el Elekta Precise y 6 y 18 MV para los otros dos linacs). Cada uno de estos linacs se han simulado asumiendo sus geometrías detalladas, con el código de simulación Monte Carlo PENELOPE, para obtener los datos requeridos para la construcción del modelo.

El modelo consta de dos fuentes de fotones y dos de electrones. La fuente de fotones primaria está situada en $z = 0$ y se describe a través del producto de dos funciones de Pearson VII (ver ecuación (3.8)) y se modula con una función que tiene en cuenta la depresión en eje central de los perfiles de fluencia (ver ecuación (3.5)). La segunda fuente de fotones, es la fuente de dispersión, está situada debajo del filtro aplanador y se describe en términos del producto de dos funciones gaussianas (ver ecuación (3.10)). Usando las fluencias de fotones calculadas en aire es posible fijar los parámetros que definen las características espaciales de las dos fuentes de fotones. En esta aproximación se ha incluido una modificación con respecto a los trabajos previos, en la cual se tiene en cuenta tanto la posición superior como la posición inferior del sistema de colimación secundario.

El análisis de los espectros de energía de los fotones primarios que se mueven a lo largo del eje del haz, por debajo del filtro aplanador, indica que es posible describirlo, para todas las configuraciones de linacs, con una función que incluye tres parámetros libres (ver ecuación (3.21)). Además, la variación de la energía de los fotones primarios que se mueven en direcciones diferentes de las del eje del haz se

puede estimar a partir de una función de ablandamiento (ver ecuación (3.22)) caracterizada por un parámetro que sólo depende de la energía nominal del linac. Para la fuente de dispersión, el espectro de energía se describe aplicando una corrección Compton (ver ecuación (3.24)) al espectro de energía de la fuente primaria.

Los electrones contaminantes se describen a través de dos fuentes, una que tiene en cuenta el aporte de los electrones que proceden del cabezal y otra que corresponde a los electrones dispersados en aire. La fuente que representa los electrones procedentes del cabezal está situada por debajo del filtro aplanador, está descrita por una función gaussiana (ver ecuación (4.4)) y modulada con una función que toma en cuenta la forma de los perfiles de fluencia de los electrones (ver ecuación (3.5)). La fuente que representa el aporte de los electrones dispersados en aire, se sitúa por encima de los colimadores secundarios y también se describe en términos de una función gaussiana (ver ecuación (4.4)). Los parámetros que definen las características espaciales de las fuentes, se ajustan utilizando la fluencias de electrones calculadas en aire a la entrada del maniquí.

Los espectros de energía de las fuentes de electrones se construyen a partir de la información disponible sobre el haz de radiación a la entrada del maniquí y se caracterizan con una función que depende de tres parámetros libres (ver ecuación (4.8)). Estas distribuciones se pueden correlacionar con los espectros de energía de las fuentes de fotones primarios en el eje del haz.

El modelo de fuentes establecido permite describir razonablemente bien la distribución de dosis en un maniquí de agua obtenida en simulaciones completas de todas las configuraciones estudiadas, y supone una mejora significativa sobre las capacidades de otros modelos previos.

La capacidad del modelo de fuentes desarrollado para el Elekta Precise a 6 MV se ha probado en el caso de que el linac incorpore un colimador micro-multiláminas dinámico para tratamientos de SRS. Los perfiles de dosis obtenidos con el modelo reproducen los obtenidos en simulaciones completas.

Se analizó de forma experimental el colimador micro-multiláminas dinámico (fabricado por 3D-Line para radiocirugía estereotáxica) acoplado al linac Elekta Precise, usando una cámara de ionización PTW Semiflex 31010, una cámara PTW PinPoint 31016 y un detector de estado sólido PTW Diode 60008, y teóricamente, usando las simulaciones Monte Carlo basadas en los códigos de simulación PENELOPE y DPM.

Los resultados indican que es posible utilizar el modelo de fuentes para verificación de los planes de radiocirugía estereotáxica con Monte Carlo.

Las capacidades del modelo de fuentes que se propone en este trabajo abren posibilidades de interés práctico y en los cuales estamos trabajando actualmente.

Por un lado hemos iniciado el estudio de los procedimientos que nos permitan caracterizar el modelo de fuentes para su aplicación en linacs concretos. En concreto estamos diseñando el conjunto de medidas experimentales (en agua y en aire) necesarias para ello. Este aspecto se está desarrollando en colaboración con varios servicio de Radiofísica Hospitalaria.

Por otro lado, y en colaboración con el grupo de Sempau y Brualla, estamos trabajando para incorporar nuestro modelo de fuentes al sistema de planificación Monte Carlo PRIMO (Rodríguez *et al.* 2013) con el fin de añadir a ese sistema un procedimiento de planificación verificación rápido.

Por último, estamos desarrollando una herramienta de verificación y/o planificación basada en nuestro modelo de fuentes para las planificaciones en radiocirugía esterotáxica.

Apéndice A

Magnitudes dosimétricas en la descripción de un haz de fotones

A.1. Porcentaje de dosis en profundidad

Usualmente, la distribución de dosis en el eje central, en el interior del maniquí de agua, se normaliza a la dosis en el máximo y recibe el nombre de porcentaje de dosis en profundidad (PDD). Se define como:

$$\text{PDD} = 100 \times \frac{D_Q}{D_P} = 100 \times \frac{\dot{D}_Q}{\dot{D}_P} \quad (\text{A.1})$$

donde D_Q y \dot{D}_Q son la dosis y la tasa de dosis en el punto Q a la profundidad z y D_P y \dot{D}_P son la dosis y la tasa de dosis en el punto P a la profundidad del máximo de dosis z_{max} , ambas en el eje central del maniquí. En general, el PDD depende del tamaño de campo, de la distancia de la fuente a la superficie del maniquí (SSD) y de la energía del haz de fotones. La geometría para la determinación del PDD se muestra en la figura A.1.

A.2. Calidad del haz

Para fotones de alta energía producidos por los linacs, la calidad del haz se expresa en términos de la razón $\text{TPR}_{20,10}$. Esta es la relación entre la dosis absorbida a las profundidades de 20 y 10 cm en el maniquí de agua, medidas con una distancia de la fuente a la cámara de ionización (SCD) constante de 100 cm y un tamaño de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en el plano de la cámara. La geometría para la determinación experimental del $\text{TPR}_{20,10}$ se muestra en la figura A.2.

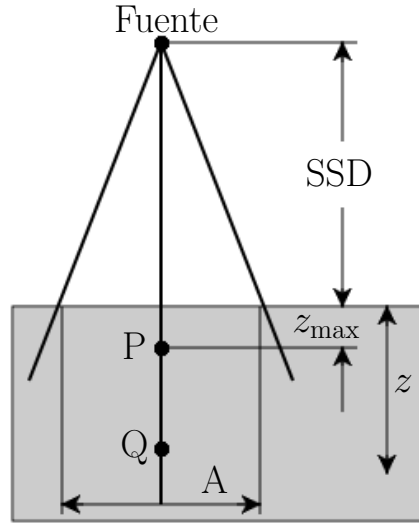


Figura A.1: Configuración experimental para la determinación del PDD. El tamaño del campo se define en la superficie del maniquí.

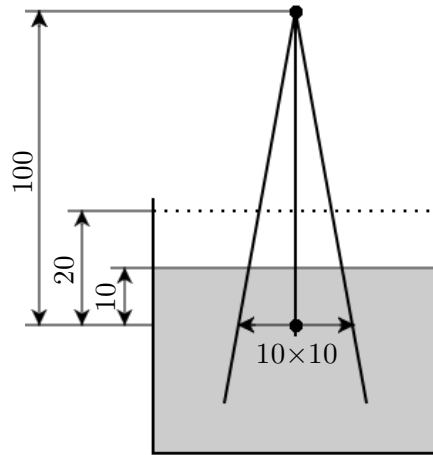


Figura A.2: Configuración experimental para la determinación de $\text{TPR}_{20,10}$. La unidad de medida está en cm.

El $\text{TPR}_{20,10}$ puede ser obtenido a partir de una sencilla relación establecida por Followill *et al.* (1998):

$$\text{TPR}_{20,10} = 1.2661 \text{PDD}_{20,10} - 0.0595, \quad (\text{A.2})$$

donde $\text{PDD}_{20,10}$ es la razón de los PDD a las profundidades de 20 y 10 cm para un tamaño de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ definido en la superficie del maniquí con una SSD de 100 cm. Esta ecuación empírica fue obtenida de una muestra de alrededor de 700 aceleradores. Otra forma alternativa de obtener el $\text{TPR}_{20,10}$ es a partir del valor del PDD a 10 cm de profundidad, PDD_{10} , medido para un tamaño de campo de 10×10

cm² a una SSD de 100 cm:

$$\text{TPR}_{20,10} = -0.7898 + 0.0329 \text{PDD}_{10} - 0.000166 (\text{PDD}_{10})^2, \quad (\text{A.3})$$

ajuste que debe ser usado sólo para estimar el $\text{TPR}_{20,10}$, pero no para la calibración del haz.

La característica más importante del indicador de calidad del haz $\text{TPR}_{20,10}$ es su independencia de la contaminación electrónica en el haz incidente. Es también una medida del coeficiente de atenuación efectiva que describe el decrecimiento exponencial aproximado de una curva de dosis fotónica en profundidad, más allá de la profundidad del máximo de dosis. Como el $\text{TPR}_{20,10}$ se obtiene como cociente de dosis, no requiere del uso de factor de corrección por desplazamiento cuando se usan cámaras cilíndricas. Además, el $\text{TPR}_{20,10}$ en la mayor parte de las geometrías clínicas no se ve afectado por los pequeños errores sistemáticos en el posicionamiento de la cámara en cada profundidad, debido a que serán los mismos en las dos posiciones involucradas.

Las condiciones de referencia para las mediciones desarrolladas en este trabajo incluyen un maniquí de agua y una cámara plano-paralela PTW 30004/30012. El punto de referencia de esa cámara se sitúa en la superficie interna de su ventana de entrada y el centro se posiciona a las profundidades de medida de 10 y 20 cm.

Aunque la definición de $\text{TPR}_{20,10}$ está basada estrictamente en términos de cocientes de dosis absorbidas, el uso de cocientes de ionización brinda una precisión aceptable debido a la pequeña variación con la profundidad de las razones de poderes de frenado agua-aire y a la constancia de los factores de perturbación más allá de la profundidad de máximo de dosis.

A.3. Perfiles de dosis

Las distribuciones de dosis a lo largo del eje central del haz, sólo dan una parte de la información requerida para una descripción exacta de la dosis en el interior del paciente. Distribuciones en dos y tres dimensiones son determinadas con los datos de dosis en el eje y fuera de éste. En su forma simple, los datos fuera del eje son reportados mediante perfiles de haces medidos perpendicularmente al eje central a una profundidad dada. Dos profundidades típicas de medición son z_{max} y a 5 cm.

Los perfiles de haces de rayos X en el rango de los MeV constan de tres regiones: central, penumbra y umbra (ver figura A.3). La región central del perfil se extiende desde el eje central del haz hasta 1 ó 1.5 cm del campo geométrico. El tamaño del campo geométrico se define usualmente, como la separación en el perfil de los puntos donde se alcanza el 50 % de la dosis (RW_{50} en la figura A.4 (b)). La región central del perfil del haz esta afectada en lo fundamental por la energía de los electrones que

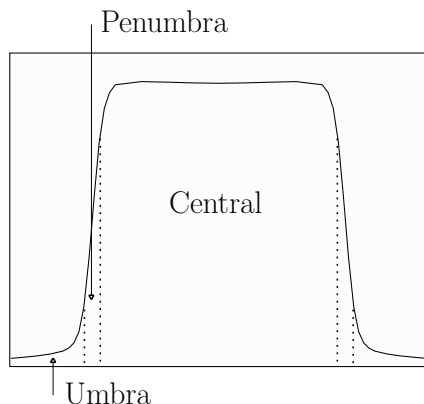


Figura A.3: Esquema de las regiones de un perfil de dosis en profundidad.

impactan el blanco, el número atómico del blanco y por el número atómico y la forma geométrica del filtro aplanador. La forma de la penumbra depende fuertemente de la amplitud del haz de fotones a la salida del blanco y la parte de la umbra de las características del haz de fotones a la salida del filtro aplanador.

A.4. Tolerancias en el cálculo de la dosis

La tolerancia define el intervalo de valores en el que debe encontrarse la dosis para que se acepte o se rechace el procedimiento de obtención. La selección de los valores de tolerancia depende de las incertidumbres de los datos de referencia y de la aplicación específica. En este trabajo se usan valores de tolerancia diferentes para la determinación de la dosis debida a las fuentes de fotones (capítulo 3), a las fuentes de electrones contaminantes (capítulo 4) y a la dosis para radiocirugía (capítulo 5). La elección de estos valores se realizó siguiendo las recomendaciones del TPR 430 (IAEA 2004).

Las diferencias relativas entre los resultados de las dosis medidas y calculadas se pueden expresar como un porcentaje de la dosis medida de forma local.

$$\delta = 100 \times \frac{D_{\text{calc}} - D_{\text{med}}}{D_{\text{med}}} \quad (\text{A.4})$$

donde D_{calc} es la dosis calculada en un punto particular del maniquí y D_{med} es la dosis medida en el mismo punto. En este caso se pueden hacer algunas evaluaciones estadísticas entre los valores calculados y medidos en diferentes puntos.

En el TRS 430 (IAEA 2004) se han definido un conjunto de criterios de aceptabilidad basados en las diferentes tolerancias para δ , partiendo del conocimiento que

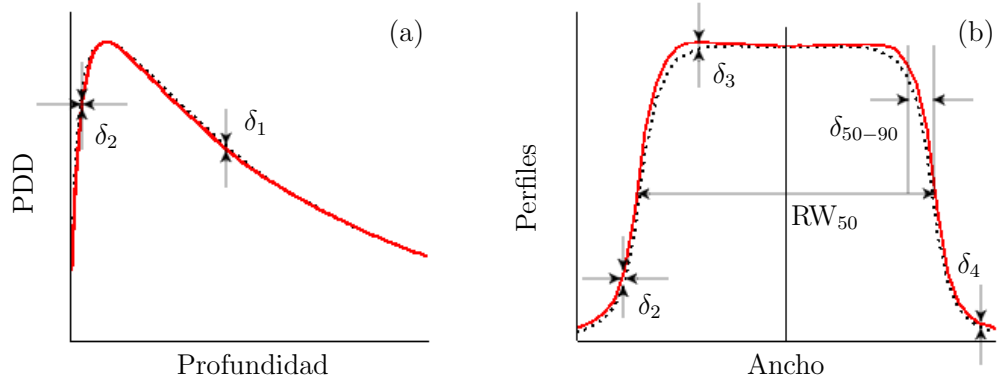


Figura A.4: Regiones con diferentes capacidades de precisión para el cálculo de dosis en haces de fotones. (a) Dosis en profundidad; (b) Dosis en la dirección perpendicular al eje del haz.

Tabla A.1: Ejemplos que ilustran la desviación (δ) para regiones diferentes.

	Localización	Tipo de región	Geometría simple	Geometría compleja
δ_1	Eje central del haz	Dosis alta, gradiente de dosis pequeño	2 %	3 %
δ_2	Región de acumulación en el eje central y penumbra de los perfiles	Dosis alta, gradiente de dosis grande	2 mm o 10 %	3 mm o 15 %
δ_3	Regiones fuera del eje central	Dosis alta, gradiente de dosis pequeño	3 %	3 %
δ_4	Fuera de los bordes del haz	Dosis baja, gradiente de dosis pequeño	30 %	40 %
RW_{50}^a	Ancho radiológico		2 mm o 1 %	2 mm o 1 %
δ_{50-90}	Franja del haz		2 mm	3 mm

^a Estos valores se expresan preferentemente en mm. Una variación de 1 mm corresponde a una variación de la dosis de un 5 %, se asume que es un valor realista en las regiones de dosis alta y gradiente de dosis grande.

Apéndice B

Publicaciones y comunicaciones

Los resultados de la investigación han dado lugar a varias publicaciones y comunicaciones presentadas en congresos y workshop. A continuación se hace referencia a las más relevantes.

Publicaciones

1. W. González, A. M. Lallena, R. Alfonso. Estudio Monte Carlo del acelerador clínico Elekta SL 5735 para radiocirugía estereotáxica. *Rev. Cub. de Física*. 26, 150–155 (2009)
2. W. González, A. M. Lallena, R. Alfonso. Monte Carlo simulation of the dynamic micro-multileaf collimator of a LINAC Elekta Precise using PENELOPE. *Phys. Med. Biol.* 56, 3417–31 (2011)
3. W. González, A. M. Lallena, Ix B. García, M. Anguiano. A general photon source for clinical linac heads in photon mode. Enviado a *Rad. Phys. Chem.* (2015)
4. W. González, A. M. Lallena, M. Anguiano. A source model for the electron contamination of clinical linac heads in photon mode. Enviado a *Phys. Med. Biol.* (2015)
5. P. Guerra, W. González, M. J. Ledesma-Carbayo, J. Cal-González, E. Herranz, J. M. Udias, A. M. Lallena, A. Santos. Monte Carlo based dose estimation in intraoperative radiotherapy. Abstract. Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference. Knoxville (E.E.U.U.) ISBN: 9781424491049. (2010)
6. W. González, A. M. Lallena. Caracterización de la fuente de fotones de aceleradores lineales de uso clínico. Abstract. II Congreso Conjunto SEFM-SEPR. Sevilla, España. *Revista de Física Médica*. 12, 365 (2011)

7. W. González, A. M. Lallena, R. Alfonso. Monte Carlo simulation of a micro-multileaf collimator. Abstract. V Congreso Latinoamericano de Ingeniería Biomédica. La Habana, Cuba. ISBN:978-3-642-21197-3. (2011)

Comunicaciones

1. P. Mayorga, A. M. Lallena, W. González, E. Castellano. Determinación Monte Carlo de factores de campo para segmentos típicos en IMRT de cabeza y cuello. V Congreso Latinoamericano de Física Médica. Cusco, Perú. (2010)
2. W. González, Ix B. García, A. M. Lallena, M. Anguiano. Modelo de fuentes para aceleradores lineales de uso clínico en modo fotones. XXXIII Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física. Santander, España. (2011)
3. W. González, A. M. Lallena, Ix B. García, M. Anguiano. Fluence and energy spectra for photon beams: A Monte Carlo study. Third European Workshop on Monte Carlo Treatment Planning. Sevilla, España. (2012)
4. W. González, A. M. Lallena. A virtual source model in stereotactic radiosurgery. VII Encuentros de Física Nuclear. La Rábida, España. (2012)
5. W. González, A. M. Lallena, M. Anguiano. Modelo de fuentes de contaminación de electrones para radioterapia de haces de fotones. III Congreso Conjunto SEFM-SEPR. Cáceres, España. (2013)
6. M. Gómez, W. González, A. M. Lallena, M. Anguiano. Caracterización de la fuente primaria de electrones en aceleradores lineales de uso clínico. III Congreso Conjunto SEFM-SEPR. Cáceres, España. (2013)
7. J. A. Leyva, M. Uchôa, E. Ferreira, G. Pinto, W. González. Radiotherapy planning using CEER and CADPlan in a prostate cancer patient. World Congress on Medical Physics & Biomedical Engineering. Toronto, Canada. (2015)
8. W. González, A. M. Lallena, M. Anguiano. A general source model for clinical linac heads in photon model.. World Congress on Medical Physics & Biomedical Engineering. Toronto, Canada. (2015)

Bibliografía

Agostinelli S *et al.* 2003 Geant4 - a simulation toolkit *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** 250-303

Agostinelli S, Garelli S, Piergentilli M y Foppiano F 2008 Response to high energy photons of PTW31014 PinPoint ion chamber with a central electrode *Med. Phys.* **35** 3293-301

Ahnesjö A y Andreo P 1989 Determination of effective bremsstrahlung spectra and electron contamination for photon dose calculations *Phys. Med. Biol.* **34** 1451-64

Ahnesjö A, Saxner M y Trepp A 1992 A pencil beam model for photon dose calculation *Med. Phys.* **19** 263-73

Alfonso R, Andreo P, Capote R, Saiful H M, Kilby W, Kjäll P, Mackie T R, Palmans H, Rosser K, Seuntjens J, Ullrich W y Vatnitsky S 2008 A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields *Med. Phys.* **35** 5179-86

Akaike H 1974 A new look at the statistical model identification *IEEE Transactions on Automatic Control* **19** (6) 716-23

Ali E S M y Rogers D W O 2012 Functional forms for photon spectra of clinical linacs *Phys. Med. Biol.* **55** 31-50

Andreo P y Brahme A 1984 Restricted energy loss straggling and multiple scattering of electrons in mixed Monte Carlo procedures *Radiat. Res.* **100** 16-29

Andreo P 1991 Monte Carlo techniques in medical radiation physics *Phys. Med. Biol.* **36** 1861-920

Arnfield M R, Hartmann C, Siebers J, Garmon P, Cox L y Mohan R 2000 The impact of electron transport on the accuracy of computed dose *Med. Phys.* **27** 1266-74

- Benedict S H, Yenice K M, Followill D, Galvin J M, Hinson W, Kavanagh B, Keall P, Lovelock M, Meeks S, Papiez L, Purdie T, Sadagopan R, Schell M C, Salter B, Schlesinger D J, Shiu A S, Solberg T, Song D Y, Stieber V, Timmerman R, Tomé W A, Verellen D, Wang L y Yin F F 2010 Stereotactic body radiation therapy: The report of AAPM Task Group 101 *Med. Phys.* **37** 4078-101
- Berger M J 1963 Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles, in *Methods in Computational Physics*, vol. 1 (*Academic Press, New York*) 135-215
- Berger M J y Seltzer S M 1972 Response functions for sodium iodide scintillation detectors *Nucl. Instrum. Meth.* **104** 317-32
- Betti O O y Derechinsky V E 1984 Hiperselectiva encephalic irradiation with linear accelerator. *Acta Neurochir. Suppl.* **33** 385-90
- Bielajew A F y Rogers D W O 1987 PRESTA: The parameter reduced electron-step transport algorithm for electron Monte Carlo transport *Nucl. Instrum. Methods B* **18** 165-81
- Bloch P y McDonough J 1998 Extraction of the photon spectra from measured beam parameters *Med. Phys.* **25** 752-7
- Bortfeld T, Schlegel W y Rhein B 1993 Decomposition of pencil beam kernels for fast dose calculations in three dimensional treatment planning *Med. Phys.* **20** 311-8
- Bourland J D y Chaney E L 1992 A finite-size pencil beam model for photon dose calculations in three dimensions *Med. Phys.* **19** 1401-12
- Boyer A L y Mok E C 1985 A photon dose distribution model employing convolution calculations *Med. Phys.* **12** 169-77
- Brualla L, Salvat F y Palanco-Zamora R 2009 Efficient Monte Carlo simulation of multileaf collimators using geometry-related variance-reduction techniques *Phys. Med. Biol* **54** 4131-49
- Chaney E L, Cullip T J y Gabriel T A 1994 A Monte Carlo study of accelerator head scatter *Med. Phys.* **21** 1383-90
- Chetty I, DeMarco J J y Solberg T D 2000 A virtual source model for Monte Carlo modeling of arbitrary intensity distributions *Med. Phys.* **27** 166-72
- Chetty I J, Curran B, Cygler J E, DeMarco J J, Ezzell G, Faddegon B A, Kawrakow I, Keall P J, Liu H, Ma C M C, Rogers D W O, Seuntjens J, Sheikh-Bagheri D y Siebers J V 2007 Report of the AAPM Task Group No. 105:

Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning *Med. Phys.* **34** 4818-53

Chin L S y Regine W F 2015 Principles and Practice of Stereotactic Radiosurgery *Springer, New York*

Cho W, Kielar K N, Mok E, Xing L, Park J-H, Jung W-G y Suh T-S 2011 Multisource modeling of flattening filter free (FFF) beam and the optimization of model parameters *Med. Phys.* **38** 1931-42

Chytyk K y McCurdy B M C 2009 Comprehensive fluence model for absolute portal dose image prediction *Med. Phys.* **36** 1389-98

Clarkson J R 1941 A note on depth doses in fields of irregular shape *Br. J. Radiol.* **14** 265-8

Conway J, Redondo-Fernández I, Buttar C, Walsh S, Manolopoulos S, Homer JM y Young S 2006 The performance of a monolithic silicon array for the measurement of small radiation beams in radiotherapy and radiosurgery. IPEM Biennial Radiotherapy Meeting (Norwich: IPEM)

Crop F 2008 Monte Carlo modelling of small field radiotherapy Ph. D. Thesis Ghent University (available at <http://www.ugent.be/ge/mbw/nl/onderzoek/stralingenrepair/phdfrederikcrop.pdf>)

Cunningham J R 1972 Scatter-air ratios *Phys. Med. Biol.* **17** 42-51

Das I J, Ding G X y Ahnesjö A 2008 Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry *Med. Phys.* **35** 206-15

Deng J, Jiang S B y Kapur A 2000 Photon beam characterization and modeling for Monte Carlo treatment planning *Phys. Med. Biol.* **45** 411-27

Ding G X 2002 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.* **47** 1025-46

Ferrari A, Sala P R, Fassó A y Ranft J 2005 FLUKA: a multi-particle transport code (Program version 2005) *CERN-2005-10, INFN/TC-05/11, SLAC-773* (CERN, Geneva)

Fippel M 1999 Fast Monte Carlo dose calculation for photon beams based on the VMC electron algorithm *Med. Phys.* **26** 1466-75

Fippel M, Haryanto F, Dohm O, Nüsslin F y Kriesen S 2003 A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation *Med. Phys.* **30** 301-11

- Fix M K, Stampanoni M, Manser P, Born E J, Mini R y Rüegsegger P 2001 A multiple source model for 6 MV photon beam dose calculations using Monte Carlo *Phys. Med. Biol.* **46** 1407-27
- Fix M K, Keall P J, Dawson K y Siebers J V 2004 Monte Carlo source model for photon beam radiotherapy: photon source characteristics *Med. Phys.* **31** 3106-21
- Fix M K, Keall P J y Siebers J V 2005 Photon-beam subsource sensitivity to the initial electron-beam parameters *Med. Phys.* **32** 1164-75
- Followill D S, Taylor R C, Tello V M y Hanson W F 1998 An empirical relationship for determining photon beam quality in TG-21 from a ratio of percent depth doses *Med. Phys.* **25** 1202-05
- Fraass B A 1995 The development of conformal radiation therapy *Med. Phys.* **22** 1911-21
- Georg D, Kragl G, af Wetterstedt S, McCavana P, McClean B y Knöös T 2010 Photon beam quality variations of a flattening filter free linear accelerator *Med. Phys.* **37** 49-53
- Gifford K A, Horton J L, Wareing T A, Failla G y Mourtada F 2006 Comparison of a finite-element multigroup discrete-ordinates code with Monte Carlo for radiotherapy calculations *Phys. Med. Biol.* **51** 2253-56
- González W 2008 Simulación Monte Carlo de haces de fotones estrechos. Tesina Diploma de estudios avanzados. Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Universidad de Granada
- González W, Lallena A M, Alfonso R y Díaz R M 2009 Estudio Monte Carlo del acelerador clínico elekta SL 5735 para radiocirugía estereotáxica *Rev. Cub. Fis.* **26** 150-55
- González W, Lallena A M y Alfonso R 2011 Monte Carlo simulation of the dynamic micro-multileaf collimator of a LINAC Elekta Precise using PENELOPE *Phys. Med. Biol.* **56** 3417-31
- Goudsmit S A y Saunderson J L 1940 Multiple scattering of electrons *Phys. Rev.* **57** 24-9
- Grevillot L, Frisson T, Maneval D, Zahra N, Badel J-N y Sarrut D 2011 Simulation of a 6 MV Elekta Precise Linac photon beam using GATE/GEANT4 *Phys. Med. Biol.* **56** 903-18
- Griessbach I, Lapp M, Bohsung J, Gademann G y Harder D 2005 Dosimetric characteristics of a new unshielded silicon diode and its application in clinical photon and electron beams *Med. Phys.* **32** 3750-4

- Heitler W 1954 The Quantum Theory of Radiation *Clarendon Press, Oxford*
- International Atomic Energy Agency 2004 Commissioning and quality assurance of computerized planning systems for radiation treatment of cancer IAEA Technical Report Series 430 (Vienna: IAEA)
- Jablonski A 1987 Effects of Auger electron elastic scattering in quantitative AES *Surf. Science* **188** 164-180
- Jaffray D A, Battista J J, Fenster A y Munro P 1993 X-ray sources of medical linear accelerators: Focal and extra-focal radiation *Med. Phys.* **20** 1417-27
- Jiang S B, Boyer A L y Ma C-M 2001 Modeling the extrafocal radiation and monitor chamber backscatter for photon beam dose calculation *Med. Phys.* **28** 55-66
- Kawrakow I 2000 Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport. I. EGSnrc, the new EGS4 version *Med. Phys.* **27** 485-98
- Keall P J, Siebers J V, Libby B y Mohan R 2003 Determining the incident electron fluence for Monte Carlo-based photon treatment planning using a standard measured data set *Med. Phys.* **30** 574-82
- Kondziolka D, Lunsford L D y Flickinger J C 2008 The application of stereotactic radiosurgery to disorders of the brain *Neurosurgery* **62** 707-20
- Korhonen L 2009 Methods for dose calculation and beam characterization in external photon beam radiotherapy Ph. D. Thesis Helsinki University of Technology (available at <http://lib.tkk.fi/Diss/2009/isbn9789522481740/isbn9789522481740.pdf>)
- Lee Kuo-Wei, Jian-Kuen W, Jeng Shiu-Chen, Liu Yen-Wan H y Cheng J Chia-Hsien 2009 Skin dose impact from vacuum immobilization device and carbon fiber couch in intensity modulated radiation therapy for prostate cancer *Med. Dosim.* **34** 228-32
- Leksell L 1949 A Stereotaxic Apparatus For Intracerebral Surgery *Acta Chir. Scand.* 229-33
- Lewis H W 1950 Multiple scattering in an infinite medium *Phys. Rev.* **78** 526-29
- Liu H H, Mackie T R y McCullough E C 1997 A dual source photon beam model used in convolution/superposition dose calculations for clinical megavoltage x-ray beams *Med. Phys.* **24** 1960-74

- López-Medina A, Teijeiro A, Salvador F, Medal D, Vázquez J, Salgado M y Carrión M C 2004 Comparison between TG-51 and TRS-398: electron contamination effect on photon beam-quality specification *Phys. Med. Biol.* **49** 17-32
- López-Medina A, Teijeiro A, García J, Esperón J, Terrón J A, Ruiz D P y Carrión M C 2005 Characterization of electron contamination in megavoltage photon beams *Med. Phys.* **32** 1281-92
- Low D, Harms W, Mutic S y Purdy J 1998 A technique for the quantitative evaluation of dose distributions *Med. Phys.* **25** 656-61
- Meredith W J y Neary G J 1944 The production of isodose curves and the calculation of energy absorption from standard depth dose data *Br. J. Radiol.* **17** 75-82
- Meredith W J 1984 40 years of development in radiotherapy *Phys. Med. Biol.* **29** 115-120
- Munro P, Rawlinson J A y Fenster A 1988 Therapy imaging: Source sizes of radiotherapy beams *Med. Phys.* **15** 517-24
- Naqvi S A, D'Souza W D, Earl M A, Ye S J Shih R y Li X A 2005 Using a photon phase-space source for convolution/superposition dose calculations in radiation therapy *Phys. Med. Biol.* **50** 4111-24
- Nelson W R, Hirayama H y Rogers D W O 1985 The EGS4 Code System *Report SLAC-265* (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA)
- Nilsson M y Knöös 1992 Application of the Fano theorem in inhomogeneous media using a convolution algorithm *Phys. Med. Biol.* **37** 69-83
- Ostapiak O Z, Zhu Y y Van Dyk J 1997 Refinements of the finite-size pencil beam model of three-dimensional photon dose calculation *Med. Phys.* **24** 743-50
- Paskalev K, Seuntjens J, Patrocinio H y Podgorsak E B 2003 Physical aspects of dynamic stereotactic radiosurgery with very small photon beams *Med. Phys.* **30** 111-8
- Press W H, Teukolsky S A, Vetterling W T y Flannery B P 1992 *Numerical Recipes in Fortran* 2nd edn (New York: Cambridge University Press)
- Quigg M y Barbaro N M 2008 Stereotactic radiosurgery for treatment of epilepsy *Arch. Neurol.* **65** 177-83
- Reimer L 1985 *Scanning Electron Microscopy* (Springer, Berlin)

- Rodríguez M, Sempau J y Brualla L 2013 PRIMO. A graphical environment for the Monte Carlo simulation of Varian and Elekta linacs *Strahlenther. Onkol.* **189** 881-6
- Rogers D W O, Faddegon B A, Ding G X, Ma C M, We J y Mackie T R 1995 BEAM: a Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units *Med. Phys.* **22** 503-425
- Salvat F, Fernández-Varea J M y Sempau J 2006 PENELOPE A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. *Paris:NEA*
- Salvat F, Fernández-Varea J M y Sempau J 2008 PENELOPE - A Code System for Monte Carlo simulation of electron and photon transport *Paris:NEA*
- Salvat F, Fernández-Varea J M y Sempau J 2011 PENELOPE - A Code System for Monte Carlo simulation of electron and photon transport *Paris:NEA*
- Sánchez-Doblado F, Hartmann G H, Pena J, Roselló J V, Rusiello G y González-Castaño D M 2007 A new method for output factor determination in MLC shaped narrow beams *Physica Medica: Eur. J. Med. Phys.* **23** 58-66
- Sauer O A y Wilbert J 2007 Measurement of output factors for small photon beams *Med. Phys.* **34** 1983-88
- Schach von Wittenau A E, Cox L J, Bergstrom Jr. P M, Chandler W P, Hartmann Siantar C L y Mohan R 1999 Correlated histogram representation of Monte Carlo derived medical accelerator photon-output phase space *Med. Phys.* **26** 1196-211
- Schell M C, Bova F J, Larson D A, Leavitt D D, Lutz W R, Podgorsak E B y Wu A 1995 TG42 Stereotactic Radiosurgery *Med. Phys. Report* 54.
- Schultz P J y Lynn K G 1988 Interaction of positron beams with surfaces, thin films, and interfaces *Rev. Mod. Phys.* **60** 701-70
- Scott A J D, Nahum A E y Fenwick J D 2008 Using a Monte Carlo model to predict dosimetric properties of small radiotherapy photon fields *Med. Phys.* **35** 4671-84
- Scott A J D, Nahum A E y Fenwick J D 2009 Monte Carlo modeling of small photon fields: Quantifying the impact of focal spot size on source occlusion and output factors, and exploring miniphantom design for small-field measurements *Med. Phys.* **36** 3132-44
- Seltzer S M y Berger M J 1985 Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res* **B12** 95-134

Sempau J, Wilderman S J y Bielajew A F 2000 DPM, a fast, accurate Monte Carlo code optimized for photon and electron radiotherapy treatment planning dose calculations *Phys. Med. Biol.* **45** 2263-91

Sempau J, Badal A y Brualla L 2011 A PENELOPE-based system for the automated Monte Carlo simulation of clinacs and voxelized geometries-application to far-from-axis fields *Med. Phys.* **38** 5887-95

Sham E, Seuntjens J, Devic S y Podgorsak E B 2008 Influence of focal spot on characteristics of very small diameter radiosurgical beams *Med. Phys.* **35** 3317-30

Sharpe M B, Jaffray D A, Battista J J y Munro P 1995 Extrafocal radiation: A unified approach to the prediction of beam penumbra and output factors for megavoltage x-ray beams *Med. Phys.* **22** 2065-74

Sheikh-Bagheri D y Rogers D W 2002a Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code *Med. Phys.* **29** 391-402

Sheikh-Bagheri D y Rogers D W 2002b Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters *Med. Phys.* **29** 379-90

Siebers J V, Keall P J, Kim J O y Mohan R 2002 A method for photon beam Monte Carlo multileaf collimator particle transport *Phys. Med. Biol.* **47** 3225-32

Sikora M, Dohm O y Alber M 2007 A virtual photon source model of an Elekta linear accelerator with integrated mini MLC for Monte Carlo based IMRT dose calculation *Phys. Med. Biol.* **52** 4449-63

Sikora M y Alber M 2009 A virtual source model of electron contamination of a therapeutic photon beam *Phys. Med. Biol.* **54** 7329-44

Starkschall G, Steadham R, Popple R, Ahmad S y Rosen I 2000 Beam commissioning methodology for a three-dimensional convolution/superposition photon dose algorithm *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **1** 8-27

Sterpin E, Salvat F, Cravens R, Ruchala K, Olivera G H y Vynckier S 2008 Monte Carlo simulation of helical tomotherapy with PENELOPE *Phys. Med. Biol.* **53** 2161-80

Storchi P y Woudstra E 1996 Calculation of the adsorbe dose distribution due irregularly shaped photon beams using pencil beam kernels derived from basic beam data. *Phys. Med. Biol.* **41** 637 - 56

- Taylor R C, Tello V M, Schroy C B, Vossler M y Hanson W F 1998 A generic off-axis energy correction for linac photon beam dosimetry *Med. Phys.* **25** 662-7
- Tertel J, Wulff J, Karle H y Zink K 2010 Verification of a commercial implementation of the Macro-Monte-Carlo electron dose calculation algorithm using the virtual accelerator approach *Z. Med. Phys.* **20** 51-60
- Thwaites D I y Tuohy J B 2006 Back to the future: the history and development of the clinical linear accelerator *Phys. Med. Biol.* **51** R343-62
- Treuer H, Hoevels M, Luyken K, Hunsche S, Kocher M, Müller R-P y Sturm V 2003 Geometrical and dosimetrical characterization of the photon source using a micro-multileaf collimator for stereotactic radiosurgery *Phys. Med. Biol.* **48** 2307-19
- Ulmer W, Pyyry J y Kaissl W 2005 A 3D photon superposition/convolution algorithm and its foundation on results of Monte Carlo calculations *Phys. Med. Biol.* **50** 1767-90
- Van de Walle J, Martens C, Raynaert N, Palmans H, Coghe M, De Neve W, DeWagter C y Thierens H 2003 Monte Carlo model of the Elekta SLiplus accelerator: validation of a new MLC component module in BEAM for a 6 MV beam *Phys. Med. Biol.* **48** 371-85
- Verhaegen F y Seuntjens J 2003 Monte Carlo modeling of external radiotherapy photon beams *Phys. Med. Biol.* **48** 107-64
- Vilches P M 2009 Efectos de la dispersión múltiple en la simulación realista de aceleradores lineales de uso clínico. Tesis Doctoral. Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Universidad de Granada
- Wang L L W y Leszczynski K 2007 Estimation of the focal spot size and shape for a medical linear accelerator by Monte Carlo simulation *Med. Phys.* **34** 485-8
- Wieslander E y Knöös T 2000 A virtual linear accelerator for verification of treatment planning systems *Phys. Med. Biol.* **45** 2887-96
- Wilson R R 1952 Monte Carlo of shower production *Phys. Rev.* **86** 261-9
- X-5 Monte Carlo Team 2003 MCNP - A general Monte Carlo N - particle transport code, version 5 *Report LA-UR-03-1987* (Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM).
- Yang Y, Xing L, Boyer A L, Song Y y Hu Y 2002 A three-source model for the calculation of head scatter factors *Med. Phys.* **29** 2024-33

Yang J, Li J S, Qin L, Xiong W y Ma C-M 2004 Modelling of electron contamination in clinical photon beams for Monte Carlo dose calculation *Phys. Med. Biol.* **49** 2657-73

Zhou B, Yu C X, Chen D Z y Hu X S 2010 GPU-accelerated Monte Carlo convolution/superposition implementation for dose calculation *Med. Phys.* **37** 5593-603

Zhu T C, Bjärngard B E y Shackford H 1995 X-ray source and the output factor *Med. Phys.* **22** 793-8