

EFFECTOS DE LA DISPERSIÓN MÚLTIPLE EN LA SIMULACIÓN REALISTA DE ACELERADORES LINEALES DE USO CLÍNICO

Manuel Vilches Pacheco

Tesis de doctorado

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Universidad de Granada

Granada - Abril 2009



Editor: Editorial de la Universidad de Granada
Autor: Manuel Vilches Pacheco
D.L.: GR 2290-2009
ISBN: 978-84-692-3089

Agradecimientos

- A los compañeros que han compartido mis disquisiciones y soportado mis "sesiones monográficas" con paciencia y cariño y que han contribuido con el sudor de sus CPUs y su propia meditación a la elaboración de este trabajo: *Salva, Rafa*, José Manuel, Antonio, Carlos y José Carlos.
- A todos los amigos de este departamento al que siempre vengo como si fuera mi propia casa.
- A mi *hermano* Damián, con el que ando este camino desde hace más de 20 años.
- A mi amigo y maestro, Antonio Lallena. Si este trabajo ha merecido la pena habrá sido, principalmente, por lo que hemos compartido y seguiremos compartiendo. Espero que él también haya aprendido algo.
- A toda mi familia. A mis hermanos, Pedro, Gloria, *Marimar* e *Inma*, porque soy lo que ellos me ayudaron a ser. A mis sobrinos. A mis hijos Julio, *Lollilla* y *Mirian*, a Celia, a Óscar, *Osquillar*, Cristina y *Lolitilla*, por llenar los días con su presencia y su alegría.
- Y, sobre todo,

a mi madre, Gloria,

a mi mujer, Lola, y

a mi hija, Celia,

por darme la fuerza para seguir.

Índice

Introducción	1
1 Producción y caracterización de los haces clínicos de electrones	7
1.1 El acelerador lineal	7
1.1.1 El cabezal del acelerador Siemens Mevatron KDS	10
1.1.2 Geometría de la unidad	16
1.2 La caracterización de los haces de electrones	16
1.2.1 Rendimiento, alcance y energía del haz.	17
1.2.2 El espectro del haz de electrones	19
1.2.3 La dispersión del haz	21
1.2.4 Medida de los haces de electrones	22
1.3 Simulación Monte Carlo de haces de electrones	26
1.3.1 Estadística e incertidumbres	29
1.3.2 El código GEANT.	29
1.3.3 El código PENELOPE	33
1.3.4 El código Geant4	35
1.3.5 El código EGSnrc	35
1.3.6 El código MCNPX	37
2 Dispersión en láminas delgadas sólidas	39
2.1 Dispersión elástica en láminas delgadas	40
2.2 Resultados experimentales	40
2.2.1 El experimento de Kultchinsky y Latishev	41
2.2.2 El experimento de Hanson y colaboradores.	42
2.3 Simulaciones Monte Carlo	43
2.4 Comparación con resultados experimentales	49
2.5 Dispersión en los elementos del acelerador	53
2.6 El experimento de Ross y colaboradores	57
2.7 Sumario	63

3	Dispersión en aire	65
3.1	Simulaciones en láminas de aire	66
3.1.1	Parámetros de simulación	67
3.2	Resultados	72
3.2.1	Distribuciones angulares	72
3.2.2	Distribuciones radiales	75
3.2.3	Distribuciones de dosis en el maniquí de agua	76
3.3	Sumario	79
4	Simulación del cabezal de la unidad Siemens Mevatron KDS	81
4.1	Sintonización de la energía	81
4.2	Determinación de los espectros de salida	88
4.3	Sumario	93
5	Características clínicas y dispersión múltiple	95
5.1	Medida de factores de salida sin aplicador	95
5.2	Medida de dispersión en aire	99
5.2.1	Experimento	102
5.2.2	Simulaciones	106
5.3	Sumario	112
6	Conclusiones y perspectivas	115
	Bibliografía	119

Introducción

El primer tratamiento de radioterapia con un acelerador lineal tuvo lugar en Londres el 19 de agosto de 1953 y se realizó empleando un acelerador de orientación fija capaz de generar un haz de fotones de frenado de 8 MV [Bew85].

En las dos décadas siguientes, el desarrollo tecnológico continuado permitió que a finales de la década de 1970 este tipo de equipamiento, ya específicamente adaptado a las necesidades clínicas, fuera considerado un estándar en la mayoría de países occidentales. Pero no sería sino a partir de 1990 cuando esta tecnología se implantó de forma generalizada en los servicios de radioterapia.

En la actualidad, los aceleradores clínicos permiten emplear el haz de radiación más adecuado para cada tratamiento, no solo seleccionando el tipo de radiación, fotones o electrones, sino también la energía del haz entre un conjunto discreto de valores predefinidos (dos o tres energía para fotones y hasta ocho energías de electrones). Estos aceleradores multienergéticos permiten la irradiación externa de un mayor número de patologías con unos niveles de calidad no accesibles a otras técnicas.

Los electrones, por ser partículas cargadas, interaccionan muy intensamente con los medios materiales. De forma aproximada, un electrón de algunos MeV de energía sufrirá cientos de miles de interacciones en cada milímetro de recorrido, en cada una de las cuales cederá una pequeña parte de su energía. Esto se traduce en una pérdida de energía casi continua, de manera que toda la energía inicial se cede al medio después de un recorrido finito. De esta forma, los haces de electrones tienen un alcance limitado en los medios materiales, el cual es, en primera aproximación, proporcional a su energía inicial.

Este alcance finito es lo que hace a estas partículas interesantes en radioterapia, pues permite irradiar regiones superficiales o poco profundas, preservando de la radiación los tejidos sanos que se encuentren a profundidades mayores. Tal es el caso, por ejemplo, de la irradiación de cadenas linfáticas cervicales (donde se preserva la médula espinal), paredes torácicas (donde el uso de electrones evitará la irradiación del pulmón sano), o neoplasias de tejido blando y piel. También en aplicaciones especiales, tales como la irradiación corporal total con electrones para pacientes de micosis fungoide, o la irradiación intraoperatoria en tumores gástricos o de otras localizaciones.

Hoy día se considera que en un 20% de los pacientes sometidos a radioterapia externa, los haces de electrones tienen un papel relevante, bien como terapia adyuvante (13% de casos), bien como técnica exclusiva (7% de casos) [Vit79, Sou86], y estos números crecen conforme mejoramos nuestro conocimiento de la forma en que estos haces depositan su energía en la compleja geometría de la anatomía humana.

El aspecto más problemático en la dosimetría clínica y física de los haces de electrones tiene su origen en la misma propiedad que permite construir aceleradores de un tamaño y un coste compatible con la práctica diaria de la radioterapia: su elevada relación carga-masa. Esta propiedad es la razón de que, en su interacción con el medio, los electrones sufran cambios severos y continuos en su dirección de desplazamiento. Este comportamiento tiene consecuencias clínicas inmediatas, pues la dispersión en el aire interpuesto entre la unidad de tratamiento y el paciente impide una definición precisa de los límites del haz, a menos que empleemos dispositivos de colimación en contacto con la superficie del paciente (lo que denominamos aplicadores). Pero tiene además implicaciones más profundas en la forma en que se distribuye la energía depositada por los electrones en los medios heterogéneos y esto es debido a la fuerte dependencia que esta dispersión presenta con la densidad y el número atómico del medio con que interacciona el haz.

Resulta por ello muy difícil encontrar métodos analíticos precisos para el cálculo a priori de las distribuciones de dosis en pacientes irradiados con haces de electrones, lo que significa una fuente de incertidumbre adicional para el establecimiento de estándares terapéuticos fiables.

Este mismo problema se hace extensivo también a la evaluación experimental de las distribuciones de dosis, pues la mayoría de dispositivos de medida empleados en la dosimetría introducen una heterogeneidad material que perturba la fluencia del haz de forma difícilmente controlable o predecible.

En los últimos veinte años se ha hecho un importante esfuerzo para resolver ambas cuestiones. Por un lado se han desarrollado algoritmos de cálculo más complejos, capaces de dar cuenta, al menos de forma aproximada, de la dispersión de los haces mediante la descomposición del haz extenso en elementos de extensión trasversal finita, que denominamos *pinceles* y cuya dispersión admite una aproximación analítica [Fer41, Eyg48, Hog81, Bra81, Jet96]. Estos métodos mejoran los cálculos dosimétricos de forma significativa y reducen la incertidumbre en situaciones anatómicas complejas, permitiendo el uso de haces de electrones en sobreimpresiones de regiones críticas [Lax87], pero están lejos de los estándares de precisión exigidos en radioterapia si pretendemos emplear los haces de electrones como terapia exclusiva [Bra84].

En dosimetría física y especialmente en la definición de estándares dosimétricos, el desarrollo no ha sido menos importante. Desde la aparición de las primeras recomendaciones profesionales [Nac80, Nac81, Sef84, Sef87, Iae87, Kha91] hasta la reciente publicación del protocolo internacional de la I.A.E.A. [Iae01], un importante esfuerzo se ha realizado en la determinación de las variables implicadas en la determinación de la dosis absorbida a partir de medidas realizadas con todo tipo de dispositivos, especialmente cámaras de ionización, que son aún hoy los dispositivos de referencia. Pero no sólo se ha avanzado en el aspecto teórico. Se han diseñado y fabricado dispositivos de medida específicos para la dosimetría de haces de electrones cuya forma y composición minimizan los efectos que sobre la lectura del instrumento tienen la dispersión heterogénea y la degradación espectral. Entre estos dispositivos destaca la cámara plano-paralela que desde su primera descripción, dada por la *Nordic Association of Clinical Physics* [Nac81], hasta los modelos más recientes [Iae01], no ha dejado de ser el instrumento por excelencia para la dosimetría de electrones en la práctica clínica.

Pero entre todos los esfuerzos y desarrollos realizados en estos veinte años, el más notable, y el que mayor repercusión ha tenido en la práctica, ha sido el empleo de la simulación Monte Carlo en el estudio del transporte de electrones. Esta técnica numérica fue introducida en el ámbito de la Física Médica en la década de los 60, pero no fue hasta la década de los 90, con el desarrollo de la capacidad de cómputo y de nuevos códigos de simulación más versátiles, cuando se inició su actual auge. Una revisión del trabajo realizado en este área hasta la década de los 90 puede encontrarse en [And91]. Hoy día existe un acuerdo general en que sólo la computación mediante métodos Monte Carlo es capaz de resolver, con la precisión requerida, las distribuciones de dosis alcanzadas en situaciones terapéuticas complejas y esto es especialmente cierto en el caso de haces de electrones, para los que los modelos analíticos tienen una funcionalidad muy limitada. La necesidad de desarrollar sistemas de planificación basados en simulación Monte Carlo se hace aún más evidente cuando tratamos el problema de la optimización inversa asociado al tratamiento con haces de intensidad modulada, para los cuales la planificación tradicional o *directa* resulta impensable, dado el enorme número de variables involucradas. Por contra, la simulación Monte Carlo junto con sencillos algoritmos de *aceptación-rechazo* permitiría obtener de forma suficientemente rápida los perfiles de fluencia de los campos de tratamiento que satisfagan las condiciones de contorno deseadas.

Pero lo cierto es que a pesar del incremento en la potencia de cálculo de los últimos cinco años, impensable hace apenas una década, y que desde hace veinte años se viene augurando la inminente llegada de esta técnica de cálculo a la clínica, hoy día seguimos sin disponer en el mercado de un sistema de planificación que se base en la simulación microscópica del transporte de radiación, encontrando, a lo sumo, lo que se conoce como sistemas *macro-Monte Carlo*, en los cuales el transporte se realiza a partir de presimulaciones sobre *celdas* macroscópicas, pues lo cierto es que los tiempos requeridos para la aplicación de técnicas Monte Carlo microscópicas son aún incompatibles con la práctica diaria de la radioterapia.

Otra aplicación muy importante de la simulación Monte Carlo en Física Médica ha sido la simulación detallada de las unidades de tratamiento para la caracterización de los haces clínicos [Uda88, Uda92], para su uso en dosimetría clínica y en el estudio de la respuesta de los dispositivos de medida a los haces reales. Incluso muchos de los algoritmos analíticos empleados hoy en la dosimetría clínica están basados en *kernels* de dosis obtenidos en condiciones realistas. En [Ma99, Rog06] podemos encontrar una revisión extensa de estas aplicaciones.

Desde los primeros pasos dados en esta dirección se puso en evidencia el importante efecto que los elementos constructivos del cabezal del acelerador tenían en el comportamiento del haz y gran parte del esfuerzo se ha concentrado en el desarrollo de herramientas para la construcción de geometrías complejas y en la mejora de los modelos de transporte implementados en los códigos, en la búsqueda de la simulación fiable de la interacción con los elementos de dimensiones reducidas existentes en los aceleradores de uso clínico. Pero dada la complejidad de las geometrías implicadas resulta imposible pretender incluir el cabezal en la planificación de cada tratamiento individual, dado que esto supondría un incremento inaceptable en los tiempos de cómputo. La solución propuesta pasa por la realización de presimulaciones de un determinado número de configuraciones del cabezal que servirían para obtener el espacio de fases en un plano determinado (anterior al paciente). Este espacio de fases se emplearía directamente como fuente de radiación

en la simulación del tratamiento. Ésta podría incluir lo que conocemos como *cut-out*, es decir, los bloques conformadores realizados en plomo u otro material de alta densidad y que colocados en contacto con la piel del paciente permiten la conformación final del haz y evitan el indeseable aumento de penumbra introducido por la dispersión en el aire. En esta estrategia el número de configuraciones, accesorios y tamaños de campo es crítico, dado que el espacio de fases generado contendrá un volumen considerable de información.

Una estimación aproximada del tamaño de cada uno de estos espacios de fases puede realizarse teniendo en cuenta que cada entrada del mismo será, al menos, una sextupla de números reales de doble precisión formada por las posiciones x,y en el plano de referencia, tres cosenos directores y la energía de la partícula, además de otras cantidades como el tipo de partícula, multiplicidad, etc. Para un campo cuadrado de lado 15 cm incidiendo en un medio inhomogéneo y empleando celdas elementales de 0.1 cm^3 la evaluación de dosis en el volumen irradiado con precisiones inferiores al 1% requiere del orden de 10^8 partículas. Aún aplicando algoritmos de compresión muy eficaces, cada uno de los ficheros almacenados ocupará del orden de 10 Gb de memoria, lo que limita el número de configuraciones disponibles.

Este problema ha llevado a algunos de estos grupos a dirigir parte de sus esfuerzos hacia el diseño de modelos de fuente simplificados que permitan su inclusión, como términos fuente, en la simulación del tratamiento [Ma97, Ma99, Jia00].

Pero todas estas alternativas pasan por la simulación detallada de las unidades generadoras, la cual implica la consideración de la compleja geometría del cabezal, en la que se incluye una importante variedad de materiales y formas, así como un conocimiento tan preciso como sea posible de las características iniciales del haz de radiación, tal como emerge de la guía aceleradora y el sistema de deflexión. Pero no bastará con ese conocimiento para alcanzar resultados fiables en nuestras simulaciones. Los códigos deberán ser capaces de manejar correctamente la interacción del haz en la variedad de formas y materiales simulados. En el caso de haces de electrones es especialmente crítica la presencia de láminas muy delgadas tales como las hojas dispersoras o los electrodos de las cámaras monitoras, así como la interacción, no despreciable, con el aire interpuesto entre la fuente y el medio irradiado, destacando especialmente la simulación de la dispersión múltiple que en esos elementos tendrá lugar.

El objetivo de esta tesis es evaluar la capacidad de los códigos de simulación más utilizados en el rango de energías de la radioterapia, con especial atención a los códigos GEANT y PENELOPE, para simular la dispersión en los elementos y materiales interpuestos en el trayecto del haz y analizar la influencia que estas diferencias pueden tener en algunos observables dosimétricos en situaciones clínicas realistas.

La organización de esta tesis es como sigue. En el Capítulo 1 se describe el acelerador utilizado en nuestra investigación, un Siemens Mevatron KDS, los procedimientos de medida de los haces de electrones y las características de los códigos Monte Carlo utilizados. En el Capítulo 2 se estudia la dispersión de haces de electrones en láminas delgadas de medios materiales densos, prestando atención a las distribuciones angulares resultantes. En el Capítulo 3 se analiza la dispersión de electrones en espesores de aire de las dimensiones típicas en un acelerador de electrones de uso clínico. El Capítulo 4 se dedica a la sintonización y simulación del cabezal del acelerador. En el Capítulo 5 se

comparan los resultados de la simulación con las medidas obtenidas en dos situaciones experimentales en las que la dispersión múltiple en los elementos del acelerador y en el aire juega un papel relevante. Por último se establecen las conclusiones del trabajo y se apuntan las perspectivas del mismo.

Capítulo 1

Producción y caracterización de los haces clínicos de electrones

En este capítulo describimos las herramientas utilizadas en este trabajo de investigación.

En la primera sección se describe el diseño general de un acelerador lineal de uso clínico, haciendo especial hincapié en el modelo estudiado, el Siemens Mevatron KDS, y en los detalles constructivos de su cabezal, los cuales determinarán nuestra geometría de simulación.

En la segunda sección se exponen la metodología convencionalmente aceptada para la caracterización experimental de los haces clínicos de electrones y los instrumentos y métodos empleados en nuestra investigación para la obtención de los datos experimentales empleados para validar nuestras simulaciones.

En la tercera sección se revisan aquellos aspectos de la simulación Monte Carlo que son relevantes para la simulación del uso clínico de haces de electrones y se describen los principales códigos empleados en nuestro trabajo: GEANT, Geant4, EGSnrc, MCNPX, PENELOPE.

1.1 El acelerador lineal

En la actualidad, de los distintos dispositivos capaces de producir haces de electrones de la energía deseada en el uso terapéutico, el más extendido es el acelerador lineal de electrones.

Aunque existen muchas variantes de este instrumento, describiremos aquí el que podemos considerar estándar actual y que se resume en las características que se enumeran a continuación y que se ilustran en las figuras 1.1 y 1.2.

- Guía de aceleración de onda estacionaria.

En los actuales aceleradores lineales de uso clínico, la aceleración de los electrones tiene lugar en una guía de aceleración de sección cilíndrica formada por el acoplamiento en serie de cavidades resonantes metálicas. Estas cavidades cilíndricas tienen una

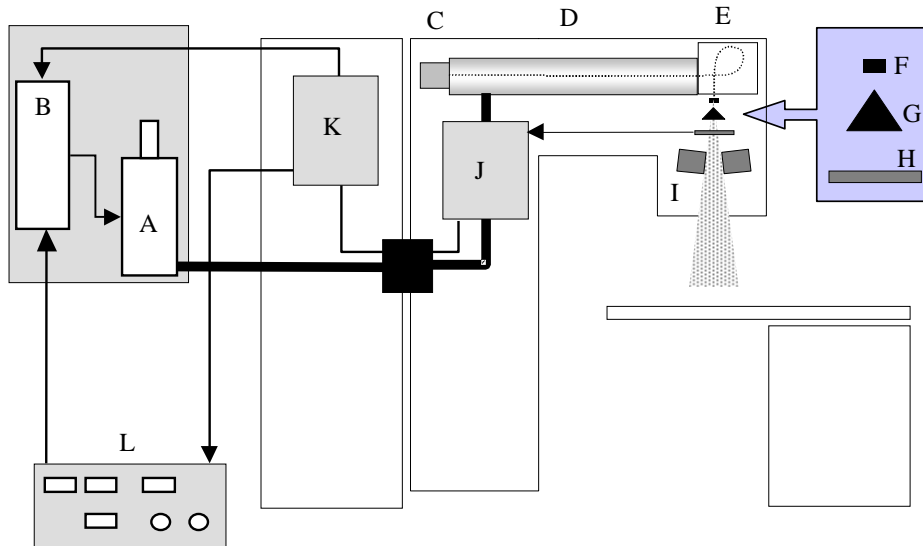


Figura 1.1: Esquema general de un acelerador lineal de uso clínico. Se ilustra la fuente de microondas (A), el sistema generador de pulsos (B), la fuente de electrones (C), la guía aceleradora (D), el sistema deflector magnético (E), la lámina dispersora primaria (F), el dispersor secundario o equalizador (G), el sistema monitor de dosis (H), las mordazas de colimación (I), los sistemas de control automático de frecuencia (J), los sistemas eléctricos y de seguridad (K) y la consola de control (L).

perforación axial a través de las cuales progresa el pulso de electrones acelerado. En el interior de la guía de aceleración se realiza un alto vacío para evitar las pérdidas energéticas y la dispersión del pulso de electrones. El campo eléctrico oscilante que transferirá energía a los electrones se genera en estas cavidades mediante la inyección de microondas de alta potencia. Los tubos de aceleración actuales son de tipo onda estacionaria. En estos tubos, la microonda genera un patrón de oscilación de nodos estacionarios. Las cavidades correspondientes a estos nodos no participan en la aceleración y pueden por tanto ser desplazadas del eje de la guía y acopladas a las cavidades activas mediante perforaciones laterales (acoplamiento magnético), lo que permite reducir la longitud de la guía.

- Suministro de potencia por microonda.

La microonda de alta potencia es producida en un klystron o en un magnetrón y es transportada a través de una guía de ondas hueca (la cual puede estar sellada y al vacío o bien contener un gas dieléctrico a presión ligeramente mayor que la atmosférica) e inyectada en el vacío de la guía a través de una ventana transmisora.

- Haz pulsado.

Dado que la energía total disponible para la producción y aceleración del haz se obtiene de la red eléctrica convencional, la alta potencia requerida se genera almacenando potencia eléctrica en un generador y descargándola de forma abrupta a todos los dispositivos implicados. La acumulación tiene lugar durante algunos milisegundos y la descarga se produce en tiempos de unos pocos microsegundos. El

haz de radiación generado no es por tanto continuo, sino pulsado. El conjunto de dispositivos que permite esa descarga abrupta se denomina generador de pulsos.

- Fuente termoiónica de electrones.

Los electrones son producidos por efecto termoiónico y son focalizados y preacelerados hasta energías próximas a 150 kV. La carga inyectada se controla mediante una rejilla de control polarizada. El conjunto de fuente, rejilla, focalizador y preacelerador es solidario a la guía y su interior se encuentra también en alto vacío.

- Sistema de deflexión magnético acromático.

La orientación de la guía de aceleración es horizontal o muy próxima a la horizontal, lo que exige la deflexión del haz a fin de orientarlo hacia la camilla de tratamiento en la que se encuentra el paciente. Esta deflexión se realiza haciendo pasar el pulso de electrones por una cavidad de alto vacío, solidaria a la guía, en cuyo interior existe un campo magnético transversal generado por electroimanes. Estos electroimanes son diseñados de forma que los electrones son deflectados y guiados hasta la ventana de salida, independientemente de su energía y su dirección inicial de desplazamiento. Este diseño, que denominamos acromático, permite obtener un máximo rendimiento de la guía y alcanzar altas tasas de dosis en los tejidos irradiados. La anchura espectral y la divergencia angular del haz emergente son limitadas mediante un dispositivo de colimación de trayectorias inmerso en el seno del campo magnético deflector. Estos sistemas acromáticos, además de un mayor rendimiento, generan haces más estables ante pequeñas variaciones de energía en el interior de la guía de aceleración.

- Ventana de salida refrigerada.

El pulso de electrones emerge del conjunto guía-deflector a través de una ventana de salida construida mediante dos finas láminas metálicas a través de las cuales se hace circular un fluido refrigerante.

- Extensión por hoja dispersora.

El haz pulsado de electrones que emerge a través de la ventana es altamente direccional, con aperturas del orden de miliradianes, y no es por tanto útil para la irradiación de volúmenes anatómicos. Aunque se han utilizado en la práctica sistemas de barrido electromagnético, en la actualidad prácticamente todos los aceleradores lineales de uso clínico emplean la difusión en láminas metálicas como método para ampliar la sección del haz. Estas láminas se sitúan muy cerca de la ventana de salida, para minimizar la dependencia de la fluencia con el inverso del cuadrado de la distancia de tratamiento. Las láminas empleadas se fabrican en materiales de elevado número atómico, para maximizar la razón entre el poder dispersor y la pérdida de energía en la lámina y reducir el espesor necesario para extender el haz hasta el tamaño requerido para la aplicación terapéutica.

- Hojas homogeneizadoras

El haz dispersado tiene un perfil de fluencia aproximadamente gaussiano y su intensidad es mucho mayor en la región axial que en la región periférica. Para evitar

que esta falta de uniformidad afecte a la calidad del tratamiento, el perfil de fluencia se aplanando haciendo pasar el haz por un elemento metálico adicional, el filtro ecualizador, cuyo grosor es mayor en la región central que en la periferia.

- Colimadores primarios (*mandíbulas* o *mordazas*)

El haz de electrones expandido y ecualizado es colimado en las dos direcciones transversales a la dirección de desplazamiento por dos pares de colimadores móviles que se desplazan de forma que en todas las posiciones sus caras internas se encuentran alineadas con la fuente nominal situada en la ventana de salida de la guía de aceleración.

- Aplicadores

Para adaptar el tamaño y la forma del haz a la región que se desea irradiar, se emplean colimadores específicamente diseñados para su uso con haces de electrones y a los que denominamos aplicadores. La principal característica de estos aplicadores es que están compuestos de dos o más elementos delimitadores del haz, el último de los cuales se encuentra prácticamente en contacto con la superficie del paciente. Esto es necesario dado que la fuerte dispersión que los electrones sufren en los aproximadamente 50 cm de aire interpuesto entre las mordazas descritas anteriormente y el paciente provoca que sus límites se desdibujen, subirradiando la región de interés y sobreirradiando zonas anexas que interesaría salvaguardar.

1.1.1 El cabezal del acelerador Siemens Mevatron KDS

Detallamos ahora los aspectos constructivos del cabezal de la unidad Siemens Mevatron KDS. La figura 1.2 muestra la sección simplificada del mismo en modo electrones.

Tenemos en primer lugar la ventana de salida del conjunto guía-deflector. Esta ventana está formada por dos láminas de titanio entre las que circula un flujo de agua de refrigeración. Esta ventana sella el vacío de la guía y permite la salida del haz de electrones. Sus dimensiones se detallan en la figura 1.3¹. En nuestras simulaciones, el elemento de soporte que rodea a esta ventana no será incluido pues se encuentra muy alejado del haz, cuya sección tiene un radio inferior a los 2 mm. A continuación se sitúa la hoja dispersora primaria cuyo diseño general, incluyendo el soporte, se muestra en la figura 1.4. Los espesores y materiales de la lámina dispersora varían en función de la energía nominal seleccionada, pues el poder de dispersión de un material decrece con la energía de los electrones. Esto hace necesario emplear láminas más gruesas para las altas energías. Dado que además el poder dispersor es proporcional a Z^2 , será recomendable emplear en altas energías elementos dispersores fabricados con materiales de alto número atómico para reducir la pérdida de energía en la lámina, ya que esta pérdida es proporcional al espesor másico, y en gran medida independiente del número atómico. Las características de las láminas dispersoras del Siemens Mevatron KDS se dan en la tabla 1.1.

¹En todas las representaciones de los componentes el plano superior señala hacia la ventana de salida del deflector. Las distancias en el eje Z están referidas al plano superior de este conjunto, en el cual se encuentra el origen de coordenadas empleado en la descripción de nuestra geometría.

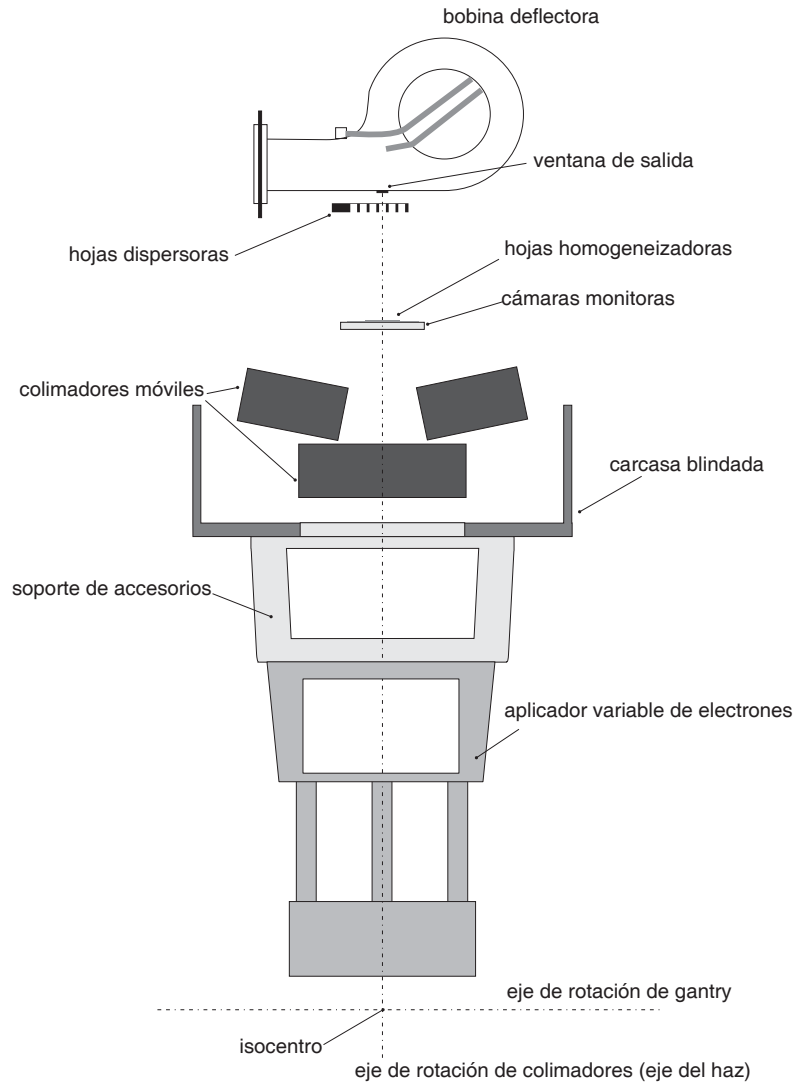


Figura 1.2: Sección constructiva detallada de la unidad Siemens Mevatron KDS .

Energía nominal	6 MeV	8 MeV	10 MeV	12 MeV	15 MeV	18 MeV
Material	acero	acero	oro	oro	oro	oro
Espesor [cm]	0.0025	0.0076	0.0051	0.0102	0.0203	0.0203
Esp. másico [g cm^{-2}]	0.0197	0.0598	0.0985	0.197	0.392	0.392

Tabla 1.1: Materiales, espesores y espesores másicos de las láminas dispersoras primarias utilizadas en el acelerador Siemens Mevatron KDS considerado en nuestra investigación. Los datos han sido suministrados por el fabricante.

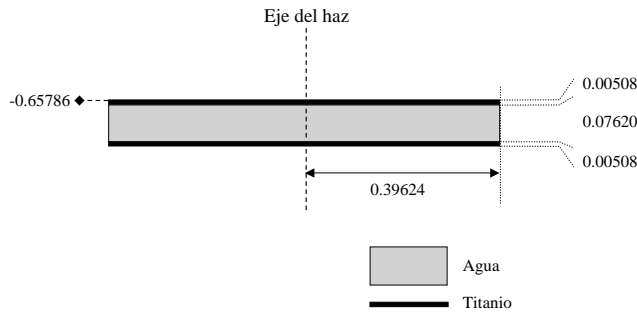


Figura 1.3: Sección constructiva detallada de la ventana de salida. La línea terminada con rombo indica el plano de referencia y su coordenada z . Todas las dimensiones están en cm.

El siguiente elemento es la hoja dispersora secundaria o filtro homogeneizador, constituido por tres láminas circulares de aluminio superpuestas, con radios crecientes, montadas sobre una hoja de kapton® (DuPont™). Esta hoja será incluida en nuestras simulaciones como parte del sistema monitor de dosis que describiremos más adelante. Todo el conjunto se soporta sobre una estructura tubular de aluminio, de 2 mm de espesor, suficientemente alejada del haz, de forma que tampoco será incluida en nuestras simulaciones. La figura 1.5 muestra el detalle constructivo de este elemento y su soporte. La dimensión z ha sido exagerada para poder mostrar los detalles.

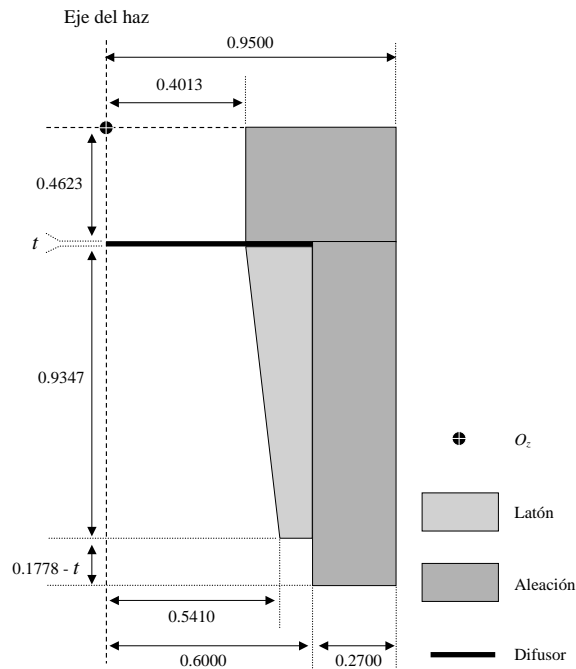


Figura 1.4: Sección constructiva de la hoja dispersora primaria. La figura incluye el elemento metálico de soporte, el cual no se considera en nuestras simulaciones de la unidad. El espesor de la lámina dispersora, t , se muestra en la tabla 1.1. El círculo negro con la cruz blanca indica el origen de la coordenada z . Todas las dimensiones están en cm.

A continuación encontramos el conjunto de cámaras de ionización para la monito-

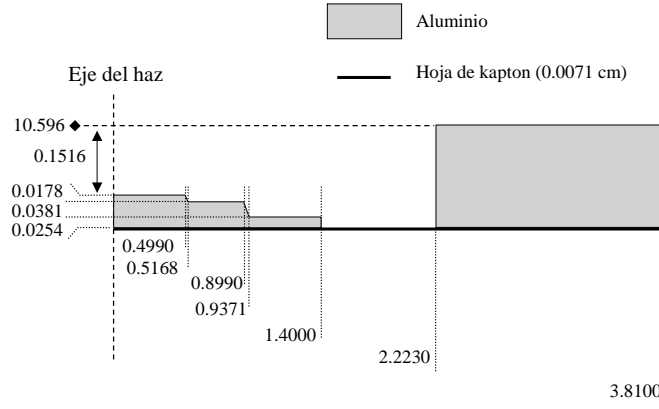


Figura 1.5: Sección constructiva de la hoja dispersora secundaria. La escala vertical ha sido magnificada para destacar la forma de la lámina. La línea terminada con rombo indica el plano de referencia y su coordenada z . Todas las coordenadas están en cm.

rización del haz. La cámara de ionización de sección múltiple empleada como sistema monitor del haz en este acelerador tiene un diseño complejo. Está formada por una sucesión de discos de oro y kapton que delimitan dos volúmenes sensibles independientes. El volumen sensible superior está a su vez dividido en la dirección radial, de tal forma que el volumen central, cilíndrico, constituye el sistema monitor primario de la tasa de dosis y el volumen periférico se divide en cuatro sectores idénticos mediante los cuales se monitoriza la uniformidad del haz y su simetría en las dos direcciones transversales principales. Todo el conjunto se soporta sobre un volumen tubular de acero. Nosotros simplificaremos la estructura del volumen sensible agrupando todas las láminas delimitadoras en dos láminas de oro y kapton con espesor igual a la suma de los espesores correspondientes. Se realizaron algunas simulaciones detalladas, incluyendo esta estructura, de las que concluimos que el haz no interacciona con ella, por lo que no se ha incluido en las simulaciones que se muestran en este trabajo.

El siguiente elemento es el par de colimadores móviles. Aunque en la irradiación de electrones estos elementos mantienen, para cada aplicador, una posición fija independiente del tamaño de haz deseado, nosotros incluiremos en su definición los parámetros de desplazamiento, ya que el reproducir el efecto de su posición en la tasa de dosis en el medio irradiado será uno de los objetivos de nuestras simulaciones.

Ambos colimadores tienen idéntica geometría, si bien los desplazamientos que definen son distintos debido a su distinta distancia a la fuente de electrones. La figura 1.6 resume la caracterización geométrica de ambos elementos. La geometría de estos colimadores viene determinada por el siguiente conjunto de ecuaciones:

$$\begin{aligned}
 x_c &= T' + \frac{a}{\cos \theta} + \left(\frac{L}{2} - a \right) \cos \theta = \\
 &= T \frac{z_p}{d_{\text{FI}}} + \frac{a \sqrt{d_{\text{FI}}^2 + T^2}}{d_{\text{FI}}} + \left(\frac{L}{2} - a \right) \frac{d_{\text{FI}}}{\sqrt{d_{\text{FI}}^2 + T^2}}, \quad (1.1)
 \end{aligned}$$

$$z_c = z_p - \left(\frac{L}{2} - a \right) \sin \theta = z_p - \left(\frac{L}{2} - a \right) \frac{T}{\sqrt{d_{\text{FI}}^2 + T^2}}, \quad (1.2)$$

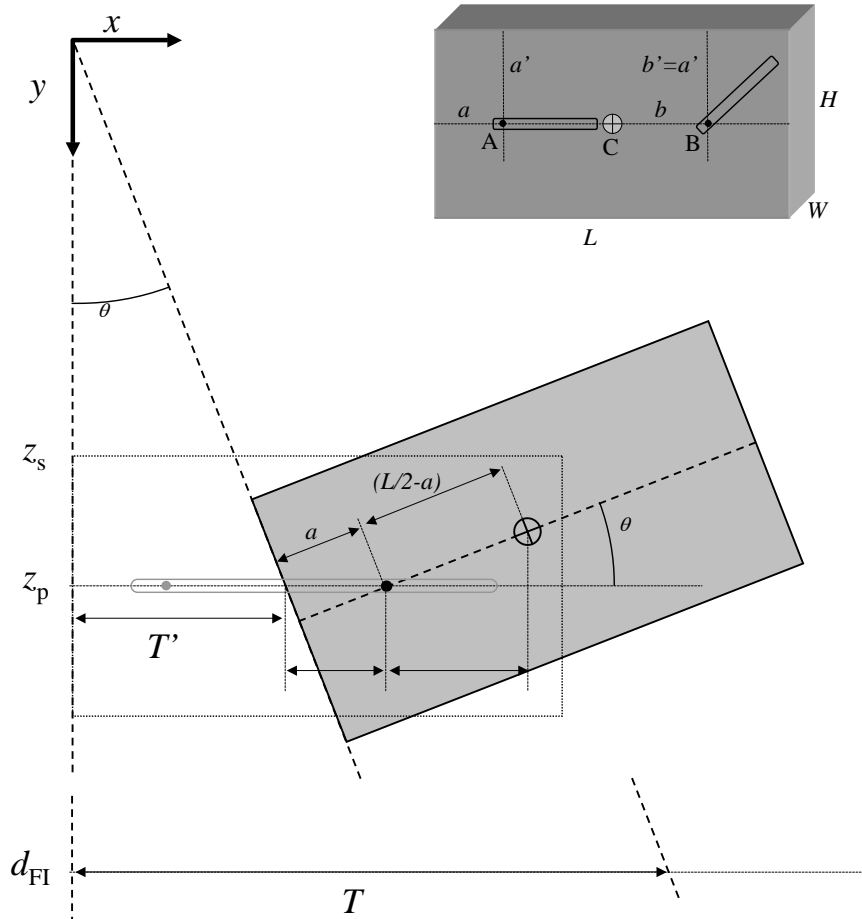


Figura 1.6: Esquema geométrico de los colimadores primarios.

donde x_c y z_c son las coordenadas del centro del colimador, T es el semilado del campo a la distancia del isocentro, d_{FI} es la distancia de la fuente al isocentro, T' es el semilado del campo proyectado en el plano de la guía horizontal del colimador, a es la distancia del pivote horizontal a la cara interna del colimador y L es la longitud total del colimador. Los dos pares de colimadores, correspondientes a los ejes x e y , son idénticos y la única diferencia entre ambos es la posición del plano de la guía horizontal, z_p , y la dirección de su movimiento. Evidentemente, $x_c = 0$ para el colimador y e $y_c = 0$ para el colimador x . Estas expresiones se implementan en la geometría del código para la selección automática del tamaño de campo deseado. Las dimensiones características del conjunto colimador se muestran en la tabla 1.2.

El último elemento es el aplicador de electrones, cuya sección se muestra la figura 1.7, en el cual distinguimos las siguientes partes:

- Una primera lámina colimadora de aluminio, A, denominada *scraper*, de 0.63 cm de espesor, con una apertura cuadrada de lado 15.2 cm y cuya base se sitúa a 56.6 cm de la fuente nominal.

	Colimador x	Colimador y
z_s	22.53	30.33
H	7.4906	7.4906
W	11	11
L	11	11
a	0.635	0.635
a', b'	3.7453	3.7453
b	8.255	8.255

Tabla 1.2: Características de los colimadores primarios.

- Una segunda lámina de aluminio, B, de 2.4 cm de espesor, con apertura cuadrada divergente con una anchura superior de 18.1 cm y una anchura inferior de 18.7 cm en ambas direcciones y cuya base se sitúa a 71.0 cm de la fuente.
- Inmediatamente a continuación se disponen, C, dos pares de láminas móviles de aluminio (un par x y un par y) de 1.25 cm de espesor y cuya posición depende del tamaño de campo seleccionado. La base del par x se sitúa a 73.8 cm de la fuente nominal y la del par y a 72.5 cm de la misma. Cada lámina del par x se posiciona 2.05 cm hacia el eje respecto a la lámina x (D). Cada lámina del par y se posiciona 2.1 cm hacia el eje respecto a la lámina y (D).
- Por último, dos pares de elementos móviles que constituyen el colimador final del aplicador, D. Estos elementos son láminas de aluminio de 1.25 cm de espesor y su posición se determina a partir del tamaño de campo seleccionado, proyectándolo al plano z de la lámina. La base del par x se sitúa a 93.2 cm de la fuente nominal y la del par y a 91.9 cm de la misma.

El aplicador dispone de una estructura tubular de soporte, que no será incluida en las simulaciones por estar situada lejos del haz de radiación.

La tabla 1.3 resume los materiales y espesores, lineales y máscos, de cada uno de los elementos interpuestos en el haz. Los valores pueden compararse con los de las tablas 2.1 y 2.2 para comprender cómo los efectos que en el Capítulo 2 se describen pueden afectar a la simulación de estos elementos.

elemento	material	espesor [cm]	espesor máscico [g cm ⁻²]
ventana	titanio	0.00580	0.02633
flujo	agua	0.07620	0.07620
dispersor		ver tabla 1.1	
filtro	aluminio	0.08130	0.21950
electrodo	oro	0.00009	0.00174
soporte electrodo	kapton	0.01000	0.01420

Tabla 1.3: Características de los elementos del acelerador

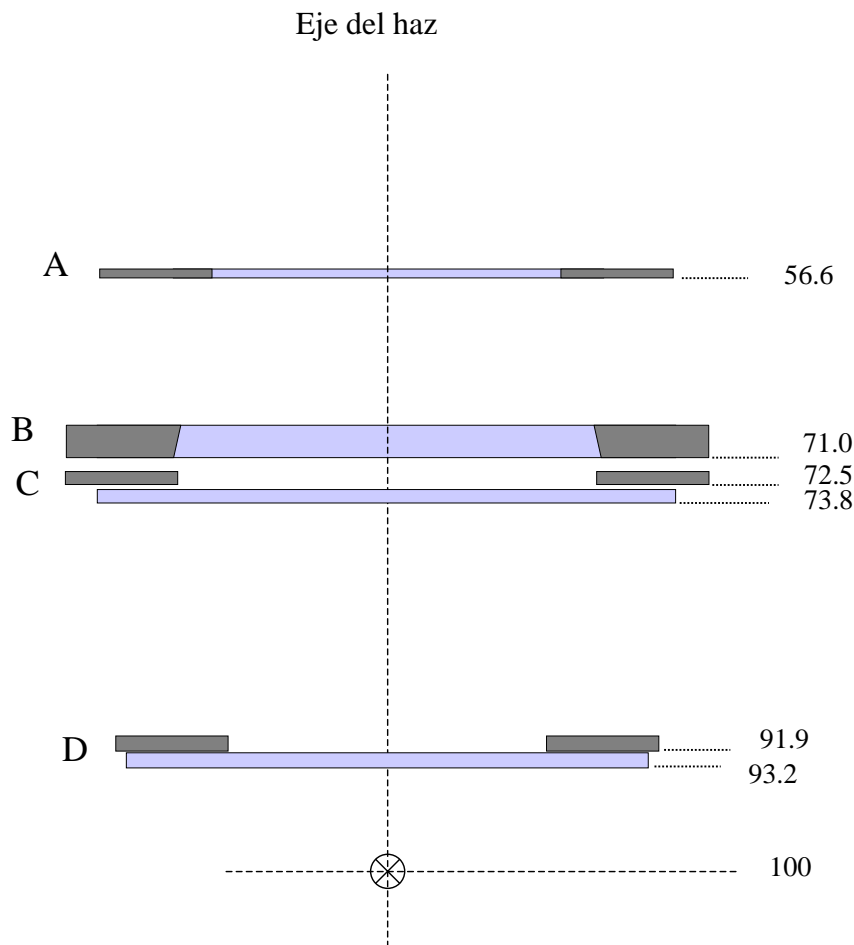


Figura 1.7: Caracterización geométrica del aplicador variable de electrones. Para este aplicador, el tamaño de campo seleccionado en los colimadores móviles permanece fijado, independientemente del tamaño de campo seleccionado en el aplicador, el cual puede variar entre 6 y 25 cm de lado.

1.1.2 Geometría de la unidad

Los aceleradores de uso clínico disponen de una gran movilidad, necesaria para poder realizar la irradiación desde cualquier dirección y salvaguardar los tejidos sanos. El haz de radiación puede girar 360° en un plano perpendicular al suelo, o rotar en torno a su eje. El eje de rotación del brazo y del colimador interseccionan en un centro común, que denominamos isocentro. La figura 1.8 muestra este montaje isocéntrico y los ejes espaciales principales.

1.2 La caracterización de los haces de electrones

En esta sección describimos la metodología y la instrumentación empleadas para la caracterización experimental de los haces clínicos de electrones.

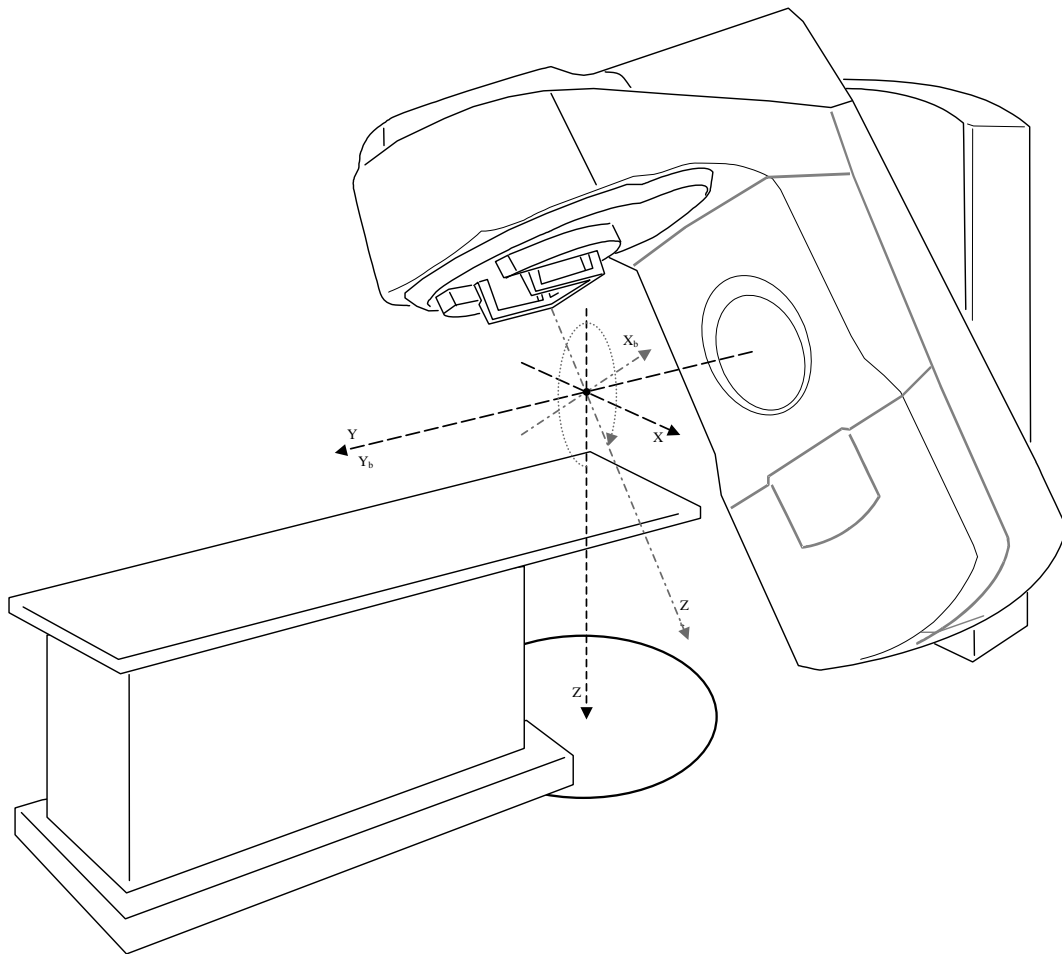


Figura 1.8: Caracterización geométrica de una unidad de radioterapia externa.

Cuando pretendemos caracterizar un haz de uso clínico, estamos principalmente interesados en conocer la forma en que el mismo deposita su energía en el cuerpo del paciente. Pero, dado que la medida directa de esa distribución, en todos los casos clínicos, resulta imposible, deberemos caracterizar el haz en unas condiciones de medida normalizadas que nos permitan, a partir de un conjunto limitado de datos experimentales y aplicando métodos de extrapolación, conocer la distribución de dosis en cada tratamiento concreto. Por tanto, la caracterización clínica dependerá en gran medida del modelo que vaya a emplearse para calcular las distribuciones de dosis en situaciones clínicas.

En la práctica, esta dependencia del modelo de cálculo no es tan grave, y casi todos emplean, al menos en buena parte, un mismo conjunto básico de datos.

1.2.1 Rendimiento, alcance y energía del haz.

Los electrones ceden su energía mediante un número muy elevado de interacciones cada una de las cuales conlleva una pérdida de energía pequeña, y podemos definir una pérdida media de energía por unidad de recorrido, que denominamos poder lineal de frenado del medio material, m , s_m . Esta magnitud aumenta al disminuir la energía del electrón

por debajo de 1 MeV, por lo que la pérdida de energía es relativamente mayor cuando el electrón penetra lo suficiente en el medio. Cuando la profundidad alcanzada por los electrones es suficiente, la energía alcanza valores tan bajos como para permitir la termalización y la absorción del electrón en el medio. De esta forma el flujo de partículas comienza a decrecer bruscamente y también la dosis.

La limitación de recorridos medidos sobre las trayectorias sinuosas de los electrones en el medio se traduce en una limitación de su profundización en el medio. Existe, por supuesto, cierta variabilidad en la longitud de esos alcances, producida, no tanto por las fluctuaciones estadísticas en la pérdida de energía sufrida por cada electrón particular, las cuales serán pequeñas dado el número tan elevado de interacciones que habrán tenido lugar, sino por la gran variación en la proyección rectilínea de las trayectorias seguidas.

La figura 1.9 muestra una curva de rendimiento de dosis en el eje, obtenida en el acelerador Siemens Mevatron KDS y en ella se observan las principales características de la misma.

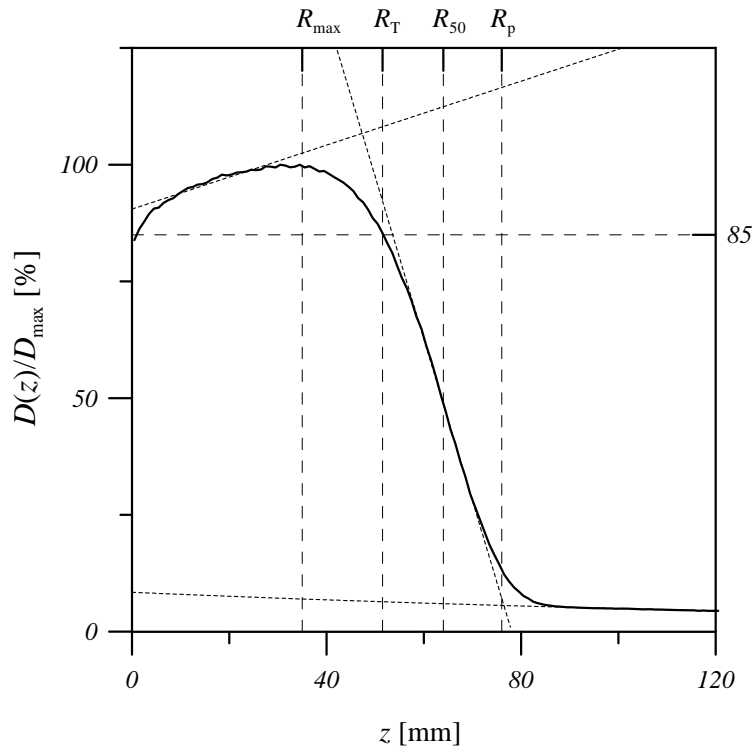


Figura 1.9: Representación esquemática de una curva de rendimiento típica. Se destacan las variables características de alcance.

Sobre esta curva podemos definir dos variables especialmente interesantes: la profundidad de hemiabsorción, R_{50} , profundidad a la cual la dosis toma valor mitad de la dosis en el máximo, y el alcance práctico extrapolado, R_p , definido convencionalmente como la profundidad a la cual intersecan la tangente a la curva en el punto R_{50} y la extrapolación de la cola de fotones de frenado. También la profundidad del máximo de dosis, R_{\max} , la cual, como veremos a lo largo de este trabajo, guarda escasa correlación con el espectro de radiación para los haces realistas, tiene un interés práctico, así como el alcance

terapéutico, R_T , relacionado con el nivel de dosis que consideramos clínicamente útil y que se encuentra entre el 80 y 85% de la dosis máxima².

La descripción de esta curva de rendimiento se complica con la presencia de componentes dispersadas en elementos del acelerador (lo que puede interpretarse como la existencia de un fuente compleja de radiación). Los elementos del acelerador más próximos al medio de interacción tendrán un efecto más notable, principalmente en la región inicial, pues serán fuente de electrones dispersados de baja energía, pero puede alcanzar incluso a la definición del máximo de dosis. También la divergencia del haz tiene consecuencias en la forma de la curva de rendimiento, debido al efecto de la reducción de fluencia con el cuadrado de la distancia, pero será ésta una corrección menor, especialmente para bajas energías, debido a la escasa profundidad alcanzada por los electrones, y podrá ser corregida introduciendo un factor multiplicativo que elimine la dependencia inversa del cuadrado de la distancia, F_{LIC} , tomando como punto de referencia, por ejemplo, la profundidad del máximo de dosis:

$$F_{LIC} = \left(\frac{z + d_{FS}}{z_{max} + d_{FS}} \right)^2, \quad (1.3)$$

donde d_{FS} es la distancia de la fuente a la superficie del maniquí. Esta expresión reduce la dosis de la zona menos profunda e incrementa la de las zonas más profundas, compensando en buena aproximación el efecto de pérdida de fluencia por alejamiento.

1.2.2 El espectro del haz de electrones

Los alcances definidos en el apartado anterior están relacionados, principalmente, con el espectro de energía del haz de electrones a la entrada en el medio.

Este haz sufre, en su recorrido hasta el medio de interés, interacciones con el aire ambiental y con los distintos elementos que conforman el cabezal del acelerador, interacciones que tienen un doble efecto. En primer lugar, la energía media de las partículas se reduce y, en segundo lugar, debido al carácter estocástico de las interacciones, la anchura espectral aumenta.

Algunas de estas interacciones lo son con objetos que se encuentran centrados y que por tanto afectan a prácticamente todos los electrones del haz. Otras tienen lugar en objetos periféricos, destinados a la conformación del campo de radiación. Los primeros tendrán un efecto global sobre el espectro y determinan la reducción de la energía máxima y de la energía más probable. En cambio los segundos, tienen una influencia mayor en la zona de baja energía del espectro, dado que en ellos interaccionan aquellos electrones que han sido desviados en mayor grado de la dirección original. La consecuencia práctica de este hecho es que los valores máximo y más probable del espectro son prácticamente independientes de la colimación aplicada, y son, por tanto, invariantes característicos de la energía nominal empleada. La energía media, en cambio, es un parámetro más crítico y presenta una dependencia no despreciable con la conformación del haz.

Cuando pretendemos medir la dosis absorbida en un medio mediante la inserción de un volumen detector sensible, la dosis absorbida en ese volumen sensible se relaciona con

²Esta elección varía en cada centro, y para un mismo centro puede variar para cada tratamiento.

la dosis en el medio de interés a través del cociente de poderes de frenado. Estrictamente hablando esta expresión debe plantearse en forma integral, dado que en general el espectro del haz de electrones no es monoenergético y el cociente de poderes de frenado es función de la energía del electrón. Si aceptamos que la dependencia del poder de frenado con la energía es aproximadamente lineal (lo cual es cierto para energías no demasiado bajas), entonces podemos asumir que el valor de esa integral coincide con el poder de frenado para la energía media del espectro. De forma que es este parámetro, la energía media en profundidad, $\bar{E}(z)$, el que contiene una información significativa para la dosimetría del haz. Cómo obtenerlo ha sido un tema tratado intensamente en todas las recomendaciones publicadas. Hasta la reciente aparición del nuevo protocolo de la *Organización Internacional de Energía Atómica* y la *American Association of Physics in Medicine* [Iae01, Alm99] dos métodos han sido los más comunes: el empleo de valores tabulados obtenidos por simulación Monte Carlo de haces ideales y el empleo de relaciones entre R_{50} y la energía media en superficie \bar{E}_0 para la obtención de ésta y la deducción de la $\bar{E}(z)$ empleando la relación lineal de Harder [Icr84a].

$$\bar{E}(z) = \bar{E}_0 \left(1 + \frac{z}{R_p} \right). \quad (1.4)$$

Estas recomendaciones internacionales obsoletas no tenían en cuenta la dependencia de la energía media con los detalles de la conformación del haz [Din95b, Din96] y empleaban relaciones alcance-energía obtenidas con haces ideales [Bra79] para la determinación del poder de frenado en profundidad.

Las nuevas recomendaciones sí observan esta dependencia. Evidentemente esto implica construir tablas de poderes de frenado específicas del acelerador empleado. Afortunadamente, la influencia de las componentes espectrales de baja energía es sólo relevante a pequeñas profundidades, si bien puede no ser despreciable a profundidades próximas a la de máxima dosis. Se observa en cambio que esta influencia es despreciable para profundidades mayores, de forma que para todos los aceleradores y energías existe una profundidad, en general mayor que la del máximo de dosis, dada por la expresión

$$z_{\text{ref}} = 0.6 \times R_{50} - 0.1, \quad (1.5)$$

para la cual el poder de frenado se encuentra bien correlacionado con el propio alcance medio, independientemente del acelerador empleado [Din95b, Din96, Bur96]. De esta forma, los factores k_q de calibración para haces de electrones pueden ser dados como función exclusiva de R_{50} siempre y cuando la medida se realice a la profundidad de referencia dada por la expresión (1.5). La correlación es aún mayor para profundidades algo mayores, pero éstas se encuentran ya en la zona de caída, lo que supone un inconveniente práctico para la medida, debido a la influencia de la incertidumbre en el posicionado del detector [Bur96].

Este cambio, que implica una reducción de incertidumbre del orden del 1% en la medida de dosis en las condiciones de referencia, es sin duda uno de los grandes éxitos de la simulación Monte Carlo de haces realistas.

El parámetro de alcance empleado en estas recomendaciones es siempre el determinado a partir de curvas de dosis. Pero cuando empleamos como detector una cámara de

ionización, la curva obtenida es una curva de ionización. Para obtener la curva de dosis correspondiente necesitamos aplicar la expresión de Bragg-Gray a cada profundidad de la curva, lo que implica el conocimiento de la razón de los poderes de frenado entre del medio circundante y del aire de la cámara, $s_{w,air}(z)$, generando un argumento circular. La solución pasa por el empleo de una relación genérica para la conversión de $R_{50,I}$, profundidad a la cual la ionización en el dispositivo de medida se reduce a la mitad del valor máximo, en R_{50} , como la dada en [Din95a]:

$$R_{50} = \begin{cases} 1.029 \times R_{50,I} - 0.06, & R_{50,I} \leq 10 \text{ cm}, \\ 1.059 \times R_{50,I} - 0.37, & R_{50,I} > 10 \text{ cm}, \end{cases} \quad (1.6)$$

donde los alcances se expresan en g cm^{-2}

1.2.3 La dispersión del haz

El gran número de interacciones que los electrones sufren con los constituyentes del medio sobre el cual inciden, provoca que, a diferencia de los fotones, los electrones no necesariamente abandonen el haz tras una colisión violenta, pues en general sufren un proceso de colisión múltiple que dispersa el haz en su conjunto, sin permitir discernir entre una componente primaria y una componente dispersa.

La dispersión de las trayectorias se caracteriza mediante la distribución angular del haz. En general, el tratamiento analítico de la dispersión de electrones exige distinguir entre tres tipos de dispersión, dependiendo del número medio de eventos dispersantes sufridos por las partículas del haz [Icr84a]: evento único, plural (entre 2 y ~ 20 interacciones) y múltiple.

La dispersión por evento único se analiza a la luz de la sección eficaz diferencial. Generalmente, la forma adoptada para la misma es, a pequeño ángulo, la aproximación de Rutherford para el potencial coulombiano.

La dispersión múltiple, en la cual un número suficientemente elevado de eventos ocurre ($n \geq 20$), permite la aplicación de procedimientos estadísticos capaces de dar una solución simplificada. En sus formas más simples, esta situación da lugar a una distribución angular cuya expresión analítica puede ser caracterizada mediante un único parámetro, el ángulo cuadrático medio. Al crecer el número de eventos, esta distribución general se aproxima a una forma gaussiana. La teoría gaussiana simple, conocida como modelo Fermi-Eyges [Fer41], establece que tras un número suficiente de eventos, la distribución angular del haz sigue una distribución gaussiana caracterizada por el ángulo cuadrático medio, el cual a su vez aumenta de forma lineal con el espesor de medio atravesado. Esta linealidad permite definir una constante, característica del medio dispersor, denominada *poder de dispersión*, T , mediante la relación

$$T = \frac{d\overline{\theta^2}}{dl}, \quad (1.7)$$

donde $\overline{\theta^2}$ es el ángulo cuadrático medio de dispersión, y l la longitud recorrida en el medio. Los valores reportados por ICRU [Icr84a] para esta magnitud emplean la expresión

completa de Bethe, corregida con un término $(Z+1)/Z$ para dar cuenta de la contribución de Møller, no incluida en el original.

En la práctica clínica, el modelo gaussiano ha sido el generalmente incorporado en el cálculo computacional de las distribuciones de dosis en el paciente. A pesar de ello, la experiencia acumulada en la simulación Monte Carlo de haces ha llevado a la conclusión de que un modelo más sofisticado para la dispersión angular del haz resulta necesario cuando se pretenden evaluar ciertos aspectos particulares, especialmente aquéllos que implican una contribución significativa de la retrodispersión, la cual no puede, en ningún caso, ser estudiada mediante el modelo gaussiano, o la presencia de medios muy heterogéneos, tales como cavidades aéreas [Lax87].

Uno de los efectos más destacados de la dispersión del haz es el crecimiento inicial de la dosis en profundidad observado en la figura 1.9. La fluencia planar de los electrones primarios es siempre decreciente, pero la dosis no se encuentra relacionada con la fluencia planar sino con la fluencia y debe ser corregida por la oblicuidad de las trayectorias. En primera aproximación, el crecimiento inicial de la fluencia y de la dosis puede estimarse como el cociente de las fluencias a la profundidad z , Φ_z , y en la superficie, Φ_0 , que puede aproximarse por:

$$\frac{\Phi_z}{\Phi_0} = \frac{(\overline{\cos \theta})_0}{(\overline{\cos \theta})_z} \simeq 1 + \frac{\overline{\theta^2}(z)}{2} + \dots \simeq 1 + z T_0/2 + \dots \quad (1.8)$$

donde θ es el ángulo polar de dispersión y T_0 es el valor del poder de dispersión para la energía del haz en superficie.

Dado que el poder de dispersión decrece con la energía, esta pendiente inicial debe ser más pronunciada para los haces de baja energía, tal como se observa en la práctica.

La dispersión elástica es responsable principal de la distribución espacial del haz de electrones y su importancia en la dosimetría de la radiación ha provocado la reciente aparición de un volumen monográfico de la Comisión Internacional de Unidades Radiológica [Icr07] donde puede encontrarse una revisión muy completa de los fundamentos teóricos y los modelos físicos y estadísticos para el cálculo de la distribución angular en haces dispersados.

1.2.4 Medida de los haces de electrones

En esta sección se describen los procedimientos de medida empleados en la descripción experimental de los haces de electrones.

Medida de rendimientos

La medida de distribuciones de dosis en profundidad en haces de electrones es delicada debido a la perturbación que la cámara de ionización introduce, la cual es en general dependiente de la profundidad. Para reducir esta perturbación se dispone hoy de cámaras de ionización específicamente diseñadas para la medida de estas distribuciones de dosis en profundidad. Se trata de las cámaras plano-paralelas cuyo volumen sensible tiene

forma cilíndrica con su eje de simetría alineado con el haz. En ese eje, la dimensión del volumen sensible es muy pequeña para reducir la perturbación por el aire presente. Para conseguir un volumen sensible suficiente las dimensiones transversales han de ser aumentadas respecto a las que presentan las cámaras cilíndricas convencionales.

La figura 1.10 muestra la sección esquemática de una de estas cámaras plano-paralelas. Se trata de la Scanditronix NACP02, denominada así por responder al diseño propuesto por la *Nordic Association of Clinical Physics* [Mat81, Nac80, Nac81] (el número indica que se trata del modelo sumergible). Este dispositivo ha sido empleado por nosotros en la medida de distribuciones de dosis en profundidad.

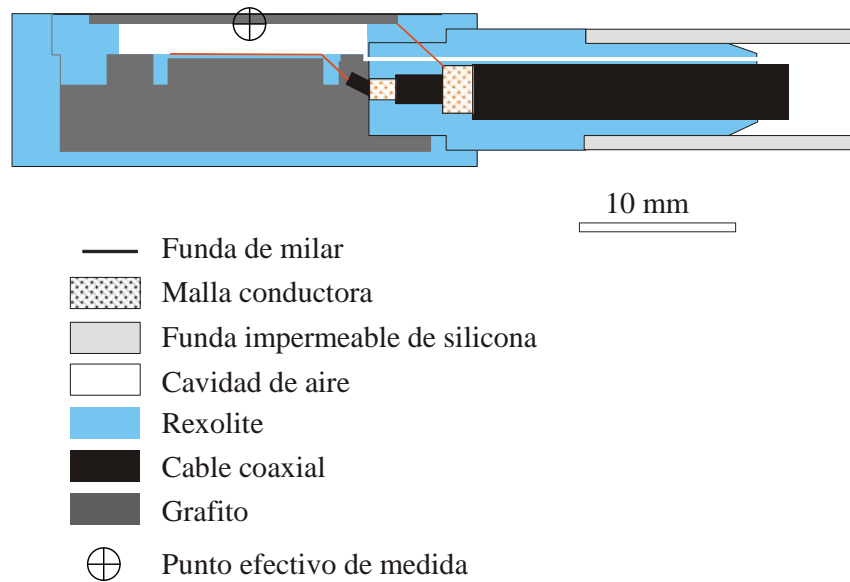


Figura 1.10: Esquema constructivo de la cámara planoparalela NACP02 sumergible de Scanditronix empleada para la medida de distribuciones de dosis en profundidad.

Esta misma cámara se utiliza también para las medidas de dosis absorbida a profundidades fijas, dado que su mayor volumen mejora la sensibilidad y, por tanto, la estadística y su especial diseño minimiza las diferencias de los factores de perturbación cuando variamos el tamaño de campo o las condiciones de colimación del haz.

Hemos realizado también medidas de distribuciones de dosis empleando un diodo de silicio específicamente diseñado para su uso en haces de electrones, el Scanditronix EFDTM. Este diodo presenta dos características interesantes para la medida de electrones. La primera, que al tratarse de silicio, el cociente de poderes de frenado $s_{Si,w}(z)$ presenta una dependencia con la energía menor que la que presentan los detectores basados en cámara de aire y, por tanto, la variación de energía con la profundidad, típica de los haces de electrones, no tiene un efecto dramático en este cociente y puede ser ignorada al no superar el 4% la diferencia entre sus valores máximo y mínimo en todas las energías del haz. Por otro lado, su diseño minimiza otras perturbaciones, tales como el efecto de polaridad o la dependencia con la tasa y la energía. La figura 1.11 muestra un corte esquemático y una visión radiográfica de este dispositivo. El reducido tamaño del volumen sensible dota a este dispositivo de una magnífica resolución en todas las direcciones espaciales.

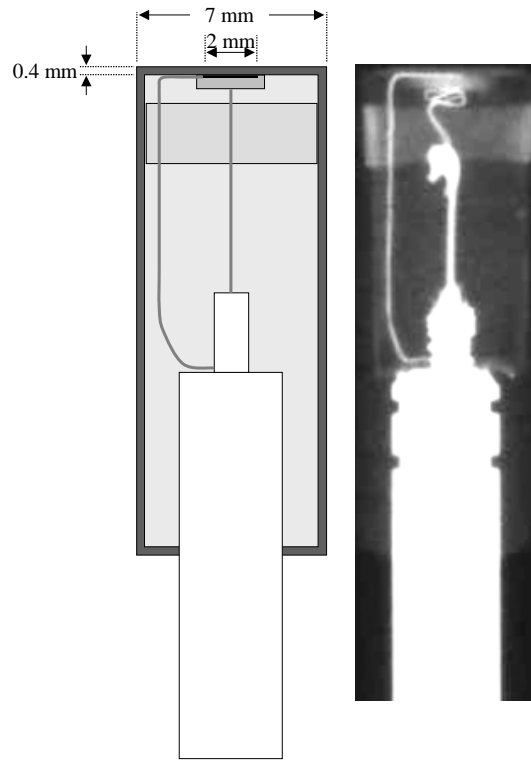


Figura 1.11: Sección esquemática e imagen radiográfica del diodo EFDTM de Scanditronix utilizado por nosotros en la realización de medidas de distribuciones de dosis en profundidad.

En la medida de distribuciones de dosis en profundidad es crítico realizar un correcto enrasado del dispositivo detector con la superficie del maniquí de agua en el que el dispositivo se sumerge. Esto significa informar al sistema informático que controla los desplazamientos del dispositivo de en qué momento el punto efectivo de medida del detector se encuentra justamente en la superficie del agua. Dado que la posición del punto efectivo no es visible externamente, la mejor manera de hacer esto es colocar justamente en la superficie algún punto del detector cuya posición relativa al punto efectivo de medida nos sea conocida, como por ejemplo la cara anterior de la cámara plano-paralela o el diodo, o el eje de simetría en el caso de cámaras cilíndricas, como la que se describirá más adelante. El enrasado de este punto visible se realiza por un método visual basado en la imagen especular del dispositivo en la superficie del agua, tal como se muestra en las figuras 1.12 y 1.13. Una vez realizado este enrasado visual, podemos introducir en el programa de control el valor del desplazamiento necesario para posicionar en la superficie del agua el punto efectivo de medida. En el caso de la cámara plano-paralela este punto efectivo se sitúa en la cara interior del electrodo de entrada, 1 mm por debajo de la cara anterior del detector (ver figura 1.10). En el diodo este punto efectivo se sitúa a 0.4 mm por debajo de la cara anterior (ver figura 1.11). En cualquier caso, existen procedimientos experimentales para determinar ese punto efectivo de medida a partir de la forma de las distribuciones de dosis en profundidad medidas, pero estos tienen incertidumbres del orden de las introducidas cuando adoptamos directamente el valor suministrado por el fabricante.

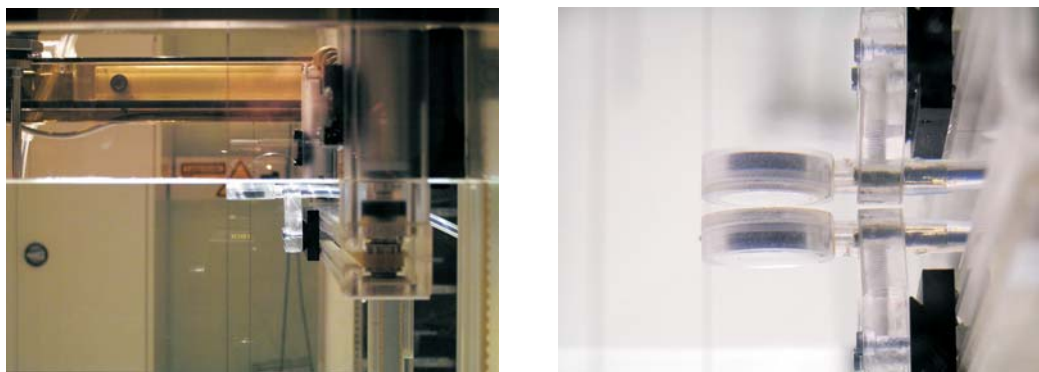


Figura 1.12: Enrasado de la cámara NACP por el método de imagen especular.

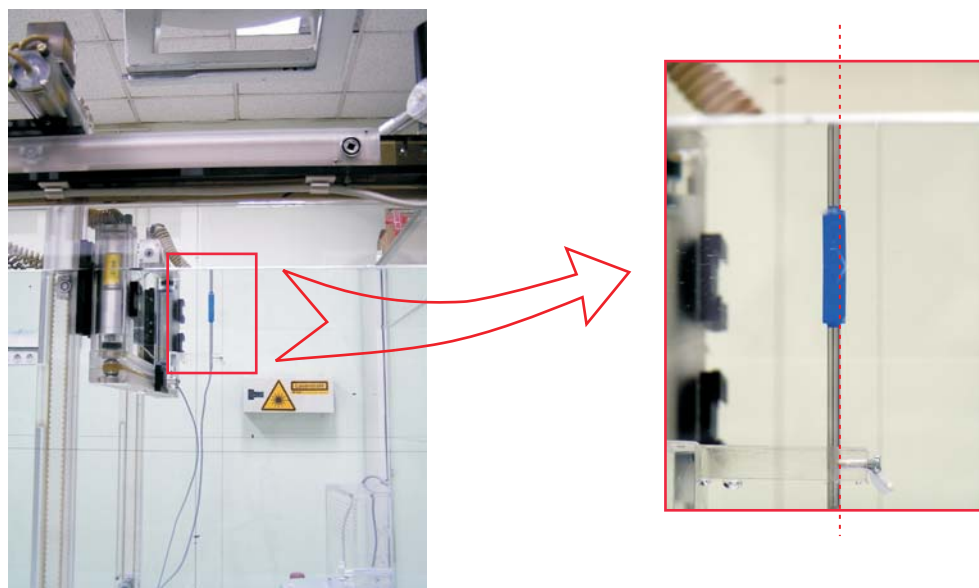


Figura 1.13: Enrasado del diodo por el método de imagen especular.

Medida de distribuciones transversales

La cámara plano-paralela, por sus dimensiones trasversales, no es útil en la medida de perfiles. Para estas medidas deben utilizarse dispositivos de menor sección para mejorar la resolución espacial. En la dosimetría de campos convencionales, de dimensiones superiores a 5 cm, el dispositivo más común es la cámara de ionización cilíndrica de pequeño volumen. Nosotros hemos empleado la cámara WellhöfferTM IC-10, de 0.12 cm³. Su radio de 3 mm es suficientemente pequeño para resolver espacialmente los gradientes de dosis asociados a los campos que nosotros mediremos en esta investigación. La figura 1.14 compara la cámara plano-paralela descrita anteriormente con esta cámara cilíndrica. En la comparación resulta obvia la diferencia de sección transversal entre ambos dispositivos.

En la medida de distribuciones transversales no será necesario realizar conversiones de ionización a dosis, pues se acepta convencionalmente la aproximación, para campos extensos, de invariabilidad espectral en el plano de medida.

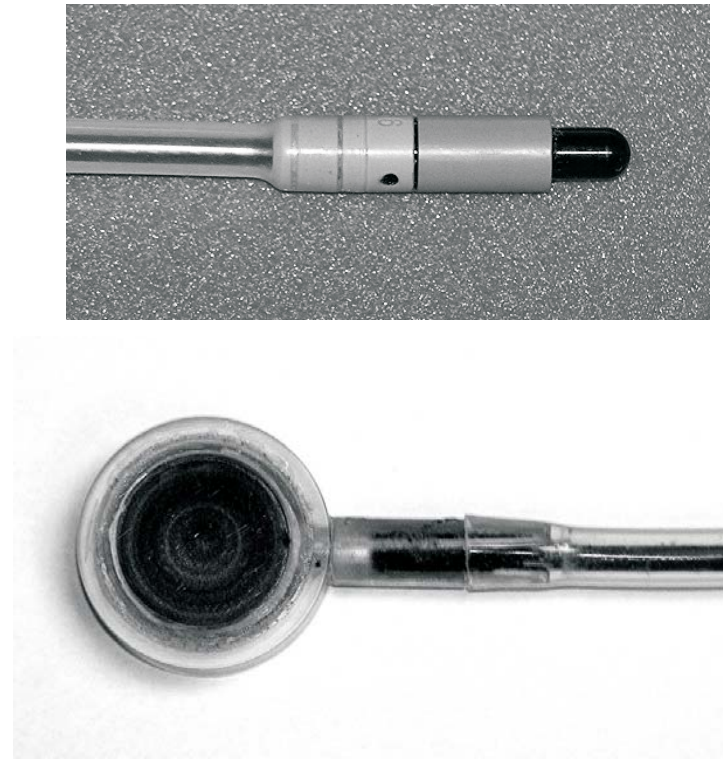


Figura 1.14: Fotografías de las dos cámaras de ionización empleadas en las medidas realizadas para este trabajo. Arriba, la cámara cilíndrica IC10 de WellhöferTM, de 0.13 cm^3 de volumen, empleada para la medida de perfiles y factores de salida. Abajo, la cámara NACP de la figura 1.10 en vista frontal.

1.3 Simulación Monte Carlo de haces de electrones

En esta última sección describimos los aspectos del método Monte Carlo aplicado al transporte de partículas cargadas en los medios materiales que serán relevantes para nuestra investigación.

En las tres últimas décadas, el número de referencias relacionadas con Monte Carlo aparecidas en las revistas especializadas en Física Médica ha crecido exponencialmente, duplicándose cada cinco años, hasta el año 2000, cuando se ha estabilizado en torno a las 140 referencias anuales [Rog06]. De todas ellas debemos destacar tres revisiones interesantes: la realizada por Andreo [And91] en la que se repasan todas las aplicaciones posibles de esta técnica en el campo de la Física Médica, la realizada por Ma y Jiang [Ma99] sobre modelización de haces de electrones procedentes de aceleradores de uso médico y la más reciente de Rogers [Rog06]. También muchos de los manuales descriptivos de los códigos actuales contienen buenas introducciones a la técnica, destacando la incluida en [Sal03, Sal06]. Pero no podemos dejar de citar el trabajo seminal de Berger [Ber63] en el que se introduce el método de historia condensada para la simulación de partículas cargadas que ha sido una de las claves en el éxito cosechado por la técnica Monte Carlo en los últimos decenios.

Cuando un electrón penetra en un medio material sufre un gran número de interacciones, del orden de algunos millones por cada MeV de energía inicial. Ni con la potencia

de cálculo disponible hoy día resulta aceptable simular, una a una, todas estas interacciones, pues los tiempos de cálculo necesarios son excesivos y la mejora de los resultados despreciable en la mayoría de situaciones de interés. Pero esta simulación completa, que denominamos detallada o analógica, es posible, y existen códigos que la incluyen como opción de trabajo. Esta investigación incluye algunas simulaciones de este tipo, utilizadas como referencia en situaciones críticas donde los detalles de la simulación pueden ser relevantes.

En toda simulación Monte Carlo, detallada o condensada, la trayectoria seguida por el electrón se descompone en pasos, al final de cada uno de los cuales el electrón sufre una interacción. El tipo de interacción, y su resultado cinemático, se decide por sorteo aleatorio sobre un conjunto de secciones eficaces diferenciales predefinido.

En el rango de energías de interés en radioterapia, los electrones y positrones sufren cuatro tipos de interacción principales:

- Colisiones elásticas con el campo electrostático atómico en las que el electrón cede una cantidad de energía despreciable.
- Colisiones inelásticas con los electrones corticales en las que el electrón cederá una parte significativa de su energía, que se transfiere al electrón cortical el cual será eyectado o promovido a niveles energéticos superiores.
- Frenado radiativo como resultado de aceleraciones bruscas del electrón en el campo electrostático atómico.
- Aniquilación electrón-positrón con el resultado de la generación de dos fotones.

Estos dos últimos tipos de interacción y la posible emisión de radiación característica como resultado de las desexcitaciones atómicas, hacen necesario incluir, en el transporte del haz de electrones, el transporte de esos fotones, los cuales a su vez pueden producir, por ionización del medio o por procesos de creación de pares, nuevas partículas cargadas, en lo que se denomina generalmente la cascada electrón-fotón. Debemos por tanto incluir en esta revisión de fundamentos los mecanismos de interacción de los fotones, que en ese mismo rango de energías son:

- Dispersión elástica o Rayleigh.
- Absorción fotoeléctrica, en la que el fotón desaparece cediendo toda su energía a un electrón cortical.
- Dispersión Compton, en la que el fotón cede parte de su energía a un electrón cortical.
- Producción de pares electrón-positrón.

La mayoría de las interacciones que el electrón sufre en el medio implican pequeños cambios de dirección y pérdidas de energía y pueden ser consideradas dispersiones elásticas. En la mayoría de códigos de simulación, las numerosas interacciones de este tipo que el electrón sufre a lo largo de un paso son simuladas a través de su efecto conjunto, representado por un cambio neto en la dirección de desplazamiento, que es cuantificado empleando alguno de los modelos estadísticos analíticos existentes, entre los cuales el más común es el propuesto por Molière [Mol47, Mol48].

La figura 1.15 muestra un esquema de esta forma de proceder. Obviamente, el resultado de todas las interacciones elásticas ocurridas en el paso no es sólo un cambio en la dirección de desplazamiento, sino un desplazamiento transversal acumulado. Los modelos estadísticos permiten determinar la distribución de estas desviaciones laterales, pero no todos los códigos la incluyen en su implementación de la teoría de Molière. En la mayoría de situaciones, estos desplazamientos laterales no son importantes, dado que cada paso implica un recorrido muy pequeño y por tanto un pequeño desplazamiento lateral. Debe tenerse en cuenta que esta deficiencia se verá paliada cuando se acumule un número suficiente de pasos de simulación ya que los cambios de dirección resultantes de cada paso irán generando el desplazamiento lateral.

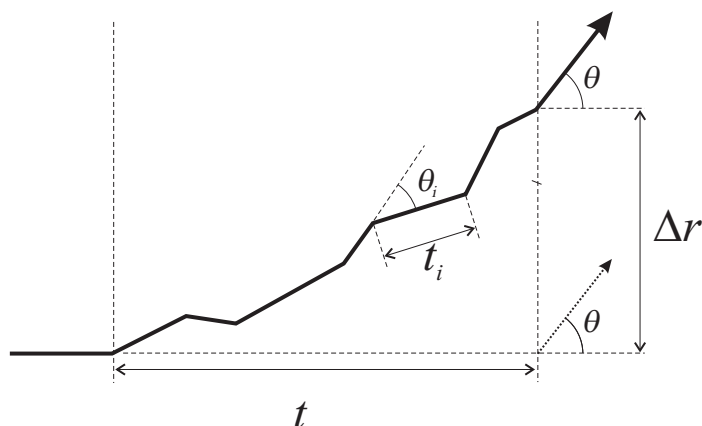


Figura 1.15: Representación esquemática de la agrupación de interacciones reales en cada paso.

También, aunque cada una de las interacciones haya sido considerada como elástica, las pérdidas de energía asociadas a todas las interacciones agrupadas en un paso sumarán una pérdida de energía que debe ser considerada. Para cuantificar esa pérdida energética se recurre de nuevo a modelos estadísticos que se basan en la definición de un poder lineal de frenado, el cual, multiplicado por la longitud recorrida nos dará el valor de la pérdida de energía. Dado que ese poder de frenado varía con la energía del electrón, será habitual realizar la aproximación de energía constante a lo largo del paso. Otra aproximación que será necesario realizar consiste en estimar la longitud realmente recorrida en el paso, ya que ésta no coincide con la proyección rectilínea. Se recurre de nuevo a modelos estadísticos que permiten estimar el valor medio de la longitud real a partir de la longitud proyectada. Por último, es posible incluir en la simulación del paso una evaluación de las fluctuaciones estadísticas en este valor de energía perdida, empleando de nuevo modelos estadísticos como el de Landau-Vavilov [Icr84a].

1.3.1 Estadística e incertidumbres

De nuestras simulaciones obtendremos en general dos tipos de resultados: histogramas que cuantifican el número de partículas que poseen determinadas características cinemáticas, generalmente dirección de desplazamiento, o atraviesan una determinada región del espacio, e histogramas que cuantifican la cantidad de energía absorbida en una malla de vóxeles de geometría dada. Ambas magnitudes, el número de partículas o la energía depositada, estarán afectadas de una incertidumbre estadística que será mayor cuanto menor sea el número de historias simuladas o la cantidad acumulada en el intervalo considerado.

Para el caso del número de partículas, la estimación del valor medio en estos histogramas viene dada por la expresión:

$$\bar{Q}_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N q_{ik}, \quad (1.9)$$

donde N es el número de historias simuladas y q_{ik} es el número de electrones en el k -ésimo intervalo para la i -ésima historia. La incertidumbre estadística de este estimador puede calcularse como:

$$\sigma_{Q_k} = \sqrt{\bar{Q}_k(1 - \bar{Q}_k)/N}, \quad (1.10)$$

Para la distribución de dosis en profundidad $D(z)$, la incertidumbre en cada celda de acumulación se estima como:

$$\sigma_{E_k} = \sqrt{\frac{1}{N} \left[\frac{1}{N} \sum_i^N e_{ik}^2 - \bar{E}_k^2 \right]}, \quad (1.11)$$

donde e_{ik} es la energía depositada en la k -ésima celda por todas las partículas generadas en la i -ésima historia simulada y

$$\bar{E}_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e_{ik}, \quad (1.12)$$

es la energía media por historia depositada en la k -ésima celda. En todas las figuras que mostraremos, la incertidumbre representada corresponde a 3σ , y en muchos casos es menor que el tamaño del símbolo empleado para representar los resultados, por lo que no es visible.

1.3.2 El código GEANT.

GEANT [Gea93] es un sistema para la descripción y simulación de detectores diseñado en el CERN para su uso en física de altas energías. En esta tesis hemos empleado la versión 3.21, la última desarrollada. GEANT es capaz de simular el transporte de una amplia familia de partículas elementales e iones de energías entre 10 keV y 10 TeV, en materiales elementales y compuestos. En la simulación de la cascada electromagnética implementa todos los mecanismos de interacción enumerados en la sección anterior.

La sección eficaz total para dispersión Rayleigh se calcula con una expresión polinómica semiempírica obtenida, para cada elemento, por interpolación de 27 datos experimentales.

La precisión estimada es del 10%. La sección eficaz diferencial se calcula con la expresión analítica dada en [Nel85]. Para materiales compuestos se utiliza una suma ponderada en peso de los cuadrados del factor de forma atómico.

La sección eficaz total para creación de pares se calcula mediante un ajuste por mínimos cuadrados de los valores tabulados por Hubell et al. [Hub80]. Esta expresión da desviaciones menores del 5%, con desviaciones medias del 2.2%, en el rango de números atómicos entre 1 y 100 y para energías del fotón entre 1.5 MeV y 100 GeV. La sección eficaz diferencial en energía se calcula empleando una aproximación a la expresión de Bethe-Heitler con apantallamiento y correcciones coulombianas. La expresión resultante es simétrica respecto al reparto energético. La distribución angular se calcula empleando una distribución biexponencial y asumiendo simetría cilíndrica. Los materiales compuestos se tratan como elementos empleando el número atómico efectivo para evaluar las secciones diferenciales. El cálculo incluye la formación de tripletes, pero sin generación de partícula.

La sección eficaz total Compton se aproxima mediante una regresión sobre 511 datos tabulados en el rango $1 \leq Z \leq 100$ y $10 \text{ keV} \leq E \leq 100 \text{ GeV}$, con un error relativo menor del 6% para $E > 20 \text{ keV}$ y del orden del 10% para energías menores. Usando la sección eficaz diferencial de Klein-Nishina se muestrea la fracción de energía para el fotón disperso y con ésta se calcula el valor del ángulo de dispersión. Se asume simetría cilíndrica. No se tiene en consideración la energía de ligadura del electrón. Esta aproximación está justificada por el escaso número de electrones producido a bajas energías.

La sección eficaz total para el efecto fotoeléctrico se calcula de forma diferente para elementos con $Z < 100$ y para aquellos con $Z > 100$. En el primer caso se usa la parametrización SANDIA [Big87]. En esta se divide el rango energético en intervalos, y para cada intervalo se realiza una regresión empleando una combinación lineal de potencias recíprocas de la energía, hasta orden 4. El resultado queda expresado como coeficiente de atenuación másico. Para los materiales compuestos se realiza un promedio ponderado por fracción de masa, para cada intervalo energético. Para $Z > 100$ se emplea una parametrización más exacta de la sección eficaz con 21 parámetros y definida en cuatro dominios delimitados por las energías de ligadura de las capas L_I y L_{II} . El error de esta aproximación se estima en un 25% en la proximidad de los picos de absorción y del 10% en el resto del dominio. Para el muestreo se determina primero con qué elemento de la mezcla interacciona el fotón empleando las secciones eficaces individuales y se determina la capa de interacción empleando las probabilidades relativas de transición parametrizadas para las capas K, L_I , L_{II} y L_{III} . La distribución angular del electrón emergente se obtiene mediante expresiones aproximadas calculadas por Sauter y Gavrila [Gea93] a partir del análisis de ondas parciales. Se tiene en cuenta la ocurrencia de transiciones radiativas o emisión de electrones Auger o Coster-Kronig en la desexcitación posterior del átomo blanco. También se considera la posibilidad de fluorescencia para transiciones con probabilidad no despreciable (superior al 1%).

El modelo por defecto para la simulación de la dispersión múltiple de electrones es una modificación de la teoría de Molière [Mol47, Mol48, Bet53]. También es posible seleccionar un modelo gaussiano, el propuesto por Rossi y Greisen [Ros41]. Esta aproximación gaussiana funciona bastante bien, produciendo diferencias respecto al tratamiento de Molière menores del 2% en la mayoría de situaciones, pero requiere al menos de la agrupación de

40000 interacciones, lo que limita el tamaño mínimo del paso y, por tanto, el detalle de simulación.

Nosotros hemos empleado en todas nuestras simulaciones el modelo basado en la teoría de Molière. A pesar de ser una teoría más detallada, sigue siendo una teoría de ángulo pequeño, lo que limitará la longitud máxima del paso, y es también una teoría de dispersión múltiple, lo que limita la longitud mínima del paso para garantizar al menos 20 dispersiones. Para un número menor de dispersiones, GEANT realiza una simulación detallada de un número apropiado de dispersiones únicas. El número de dispersiones se decide a partir de una distribución de Poisson con promedio igual a $1.167 \Omega_0$, siendo Ω_0 el número de interacciones muestreado inicialmente. La sección eficaz empleada en este caso es la de Rutherford clásica corregida por apantallamiento.

Aunque la aproximación de Molière da, como veremos, resultados muy buenos, debemos apuntar una limitación importante del código GEANT. En el modelo no se implementa el desplazamiento lateral de la partícula ocurrido en las sucesivas deflexiones agrupadas en la dispersión múltiple. El desplazamiento simplemente se genera por proyección del ángulo de dispersión, lo cual puede producir importantes errores para longitudes del paso grandes. Sí se aplica en cambio una corrección a la longitud realmente recorrida por el electrón deducida según el modelo de Fermi-Eyges, que requiere imponer un límite superior a la longitud del paso.

GEANT distingue los eventos ionizantes en dos tipos, según generen o no un electrón secundario, esto es, un electrón que porta suficiente energía como para interactuar a una distancia suficiente del lugar donde fue creado. Dependiendo de la aplicación concreta deberemos decidir el valor de energía, DCUTE, por encima del cual el electrón ionizado será simulado de forma independiente.

Para la pérdida energética, el valor medio de la energía perdida en interacciones débiles vendrá dado por la integral de la sección eficaz diferencial hasta el valor DCUTE. La sección eficaz empleada por GEANT es la expresión dada por Bethe y Bloch [Gea93] con la corrección de densidad y la asimetría entre positrones y electrones debida a la indistinguibilidad. Esta sección eficaz sólo depende del medio a través de la densidad electrónica del material y en menor grado a través del número atómico por la inclusión del potencial medio de ionización, el cual es aproximado en GEANT por la expresión $16 \cdot 10^{-9} \times Z^{0.9}$. Para materiales compuestos la densidad electrónica se pondera por número de átomos. El potencial medio de ionización para estos materiales se calcula empleando una expresión exponencial de una suma ponderada de los logaritmos de los potenciales medios.

La sección eficaz total para la producción de electrones secundarios se obtiene por integración, desde DCUTE hasta T_{\max} de las secciones eficaces diferenciales de Møller y Bhabha [Gea93] para electrones y positrones respectivamente, lo que significa de hecho la consideración de electrón libre. El muestreo de la sección eficaz diferencial en energía suministra el valor de energía transferida. A partir de éste, y mediante consideraciones cinemáticas, podemos obtener los ángulos de emergencia de ambas partículas. Se asume simetría cilíndrica.

Las fluctuaciones en la pérdida energética, que pueden ser muy importantes en el caso de partículas cargadas ligeras, se evalúan mediante las teorías de Landau y Vavilov [Gea93] en las condiciones de aplicabilidad (longitud del paso). En el caso en que la

longitud del paso implique un número muy reducido de interacciones, estos modelos no son aplicables y GEANT emplea un modelo desarrollado por Urbán [Gea93]. Es importante tener cuidado de utilizar las combinaciones adecuadas de los modelos de ionización y fluctuación energética, pues de lo contrario podría evaluarse por duplicado la fluctuación de la pérdida energética.

En GEANT existe un conjunto extenso de variables discretas dedicadas a controlar el transporte de las partículas emitidas o generadas. De esta forma podremos decidir qué mecanismos están activos y cuáles no, así como el método empleado para muestrear dichos mecanismos, cuando se encuentren disponibles varios de ellos. Estas variables son las siguientes:

ANNI activa el mecanismo de aniquilación electrón-positrón (0=inactivo, 1=activo con secundaria, 2=activo sin secundaria);

AUTO activa la elección automática de parámetros de transporte;

BREM activa el mecanismo de pérdida por frenado radiativo (0=inactivo, 1=activo con secundaria, 2=activo sin secundaria);

COMP activa el mecanismo de dispersión Compton (0=inactivo, 1=activo con secundaria, 2=activo sin secundaria);

DRAY activa el mecanismo de generación de electrones secundarios (0=inactivo, 1=activo con secundaria, 2=activo sin secundaria);

LOSS activa el mecanismo de pérdida continua de energía para electrones (0=sin pérdida, 1=pérdida con generación de rayos delta y fluctuaciones Landau para pérdidas menores que DCUTE, 2=pérdida sin rayos delta y fluctuaciones Landau-Vavilov, 3=1, 4=pérdida sin fluctuaciones);

PAIR activa el mecanismo de producción de pares (0=inactivo, 1=activo con secundarias, 2=activo sin secundarias)

PHOT activa el mecanismo de absorción fotoeléctrica ((0=inactivo, 1=activo con secundarias, 2=activo sin secundarias), y

STRA activa el modelo PAI (photon-absorption ionisation) para el cálculo de la fluctuación en la pérdida energética para pequeños recorridos (0=inactivo, 1= activo).

Existe también un conjunto de variables reales a través de las cuales se seleccionan las energías de corte para la activación de cada mecanismo, o las energías por debajo de las cuales los distintos tipos de partículas son absorbidas. En nuestro caso, las únicas relevantes son:

CUTGAM energía de absorción local del fotón;

CUTELE energía de absorción local del electrón;

BCUTE umbral de energía para la producción de radiación de frenado por electrones;

DCUTE umbral de energía para la producción de rayos δ por electrones, y

TOFMAX tiempo máximo de vuelo.

Un tercer grupo de variables, que admite una definición distinta para cada medio considerado, incluye variables de control sobre el grado de variación permitido en cada vértice para determinadas magnitudes cinemáticas.

TMAXFD desviación angular máxima debida al campo magnético (en grados);

STEMAX distancia máxima del paso (en cm);

DEEMAX máxima fracción de energía perdida en un paso;

STMIN valor mínimo (en cm) para el paso máximo impuesto por los mecanismos de interacción, campo magnético o pérdida de energía, y

EPSIL precisión en el cruce de fronteras entre medios.

1.3.3 El código PENELOPE

PENELOPE [Sal03, Sal06] es un código Monte Carlo de propósito general capaz de simular la cascada electromagnética en el rango desde unos pocos cientos de eV hasta 1 GeV en cualquier medio material. PENELOPE destaca frente a otros códigos por su descripción del transporte a través de interfaces materiales y el transporte de partículas de baja energía.

El modo de simulación en el caso de partículas cargadas, electrones y positrones, responde a un esquema mixto en el que las interacciones son clasificadas en blandas y duras. El transporte es controlado por cuatro parámetros. Para cada material, los parámetros C_1 y C_2 controlan las interacciones elásticas: C_1 define la deflexión angular promedio, $1 - \langle \cos \theta \rangle$ debida a las colisiones elásticas a lo largo de un recorrido libre medio entre dos interacciones duras y C_2 representa el máximo valor permitido para el valor medio de la fracción de energía perdida en cada paso. Para ambos parámetros, los valores recomendado y máximo son 0.05 y 0.2, respectivamente.

También para cada material podemos definir otros dos parámetros, W_{cc} y W_{cr} , que corresponden a los valores de energía que delimitan la separación entre interacciones blandas y duras. Las colisiones de electrones con pérdidas menores que W_{cc} y las interacciones de frenado radiativo con pérdidas de energía menores que W_{cr} son consideradas blandas y tratadas de forma condensada agrupándolas en un paso cuya longitud máxima puede controlarse mediante el parámetro s_{max} .

En esta tesis hemos utilizado dos versiones del código: 2003 y 2005. Ambas versiones implementan los mismos mecanismos de interacción para fotones, electrones y positrones, y sólo existen diferencias en los modelos particulares empleados.

En lo que respecta a la dispersión angular múltiple, la diferencia entre ambas versiones radica en las secciones eficaces empleadas. PENELOPE (v. 2003) utiliza la distribución angular de Wentzel [Sal03] en todo el rango de energías, mientras que la más reciente utiliza,

para energías menores de 100 MeV, un modelo más exacto basado en secciones eficaces diferenciales calculadas con el método de ondas parciales relativista, generadas usando el código ELSEPA [Sal05]. Ésta es de hecho la única diferencia en la física implementada entre ambos códigos para el caso de electrones.

La colisión inelástica emplea en ambas versiones la sección eficaz diferencial de Born, obtenida a partir del modelo *generalized oscillator strength* de Sternheimer-Liljequist [Sal03] con corrección de densidad. Esta sección eficaz se normaliza para reproducir el poder de frenado tabulado. Se ignora la ionización de capas profundas y la relajación por emisión de fotones y electrones Auger. La sección eficaz total para la ionización en capa interna se calcula aparte mediante un modelo óptico de cuanto virtual, para las capas K y L (y M en la versión 2005), ignorando las correlaciones con la emisión de electrones Auger. Se asume aditividad para el caso de moléculas.

La emisión de radiación de frenado se calcula a partir de las secciones eficaces tabuladas por Seltzer y Berger [Sel86] normalizadas también para reproducir los poderes de frenado radiativo tabulados. La distribución angular se calcula a partir de las funciones de ondas parciales de Kissel, Quarles y Pratt [Kis83]. Se asume aditividad para el caso de moléculas.

Para la aniquilación de positrones se emplea la sección eficaz diferencial de Heitler [Hei54], calculada en primera aproximación de Born, la cual es válida sólo para electrones de alta energía y pérdidas radiativas pequeñas.

Para la dispersión elástica Rayleigh, se emplea la sección eficaz diferencial de Born con una aproximación analítica (exactitud mejor del 0.5%) a los factores de forma atómicos no relativistas tabulados por Hubbell y colaboradores [Hub75]. No se tiene en cuenta la dispersión anómala, pero en ese rango de energía el dominio del efecto fotoeléctrico permite que esta aproximación sea aceptable.

La dispersión Compton se muestrea con la sección eficaz diferencial calculada con la aproximación de impulso relativista. Esta aproximación considera la capa ocupada por el electrón, al cual se asocia una distribución de momento dada por la función de onda del estado ocupado. La sección eficaz diferencial se calcula aplicando una transformación de Lorentz relativista a la sección diferencial de Klein-Nishina, considerando la velocidad media obtenida de la distribución de momento. Estas correcciones son sólo importantes para energías menores de unos pocos MeV. También en este caso se asume simetría azimutal para el fotón dispersado y el fotoelectrón.

La absorción fotoeléctrica se calcula por interpolación a partir de un subconjunto de los valores tabulados por el Lawrence Livermore National Laboratory [Cul97] para átomos libres (ignorando efectos de estructura fina, moleculares o de red), distinguiendo la sección eficaz parcial de capa K y L (y también M en la versión 2005), con una exactitud mejor del 10% para energías superiores a 1 keV, de entre 10 y 20 % entre 1 y 0.5 keV, y del 100 a 200% para energías entre 0.5 y 0.1 keV. Para moléculas se considera una sección eficaz suma de las secciones atómicas, distinguiendo por sorteo el átomo que resulta ionizado. Para el caso de ionización de capas externas (es decir, otras que las K, L y M) se ignora la energía de ligadura y la generación de rayos X característicos. La emisión de fotoelectrones se asume con simetría azimutal en torno a la dirección del fotón inicial (ausencia de polarización). La distribución polar se obtiene muestreando la sección eficaz diferencial de Sauter [Sau31], válida para la capa K del átomo hidrogenoide

y altas energías del fotón incidente. Esta aproximación se considera válida dado que la inmediata interacción del fotoelectrón con el medio disipa las pequeñas diferencias entre las distribuciones polares obtenidas para las distintas capas.

Por último, la sección eficaz total para la producción de pares se calcula con el programa XCOM de Berger y Hubbell [Ber87], y la energía de las partículas cargadas con la sección eficaz diferencial de Heitler [Hei54] con apantallamiento exponencial y corrección de Coulomb para mejorar el resultado para el caso de energías próximas al umbral de producción. No se considera la asimetría electrón-positrón ocasionada por el efecto del campo eléctrico nuclear.

1.3.4 El código Geant4

Geant4 [Ago03] es un código escrito en C++ que permite la simulación del transporte de radiación en medios materiales para una gran variedad de partículas, materiales y energías. En la simulación de la cascada electromagnética, Geant4 permite elegir entre tres implementaciones distintas: el paquete estándar, el paquete de baja energía y el paquete PENELOPE.

El modelo de dispersión elástica múltiple es el desarrollado por Urbán [Urb02] basado en la teoría de Lewis [Sco63]. La pérdida de energía es calculada para el recorrido real obtenido a partir de la longitud del paso. El desplazamiento lateral asociado al paso es calculado a partir de las distribuciones suministradas por el modelo.

Partículas secundarias son generadas cuando sus energías superan los umbrales elegidos por el usuario. Estos umbrales son definidos en términos de distancias para cada elemento de la geometría y convertidos en energía por el propio código. Para el paquete de baja energía estos umbrales no pueden ser menores de 250 eV. Las partículas son seguidas hasta la energía mínima establecida.

La variable `dRoverRange` determina la máxima fracción del alcance del electrón que puede recorrerse en cada paso. El parámetro `finalRange` selecciona el alcance residual para el cual el electrón es absorbido localmente. La variable `fr` permite controlar el tamaño del paso cuando los electrones penetran en un nuevo volumen. La variable `fg` asigna el mínimo número de interacciones en un medio. La variable `sk` mejora el algoritmo de cruce de interfaces.

El efecto fotoeléctrico se implementa de la misma forma que en GEANT, pero la capa de interacción se selecciona atendiendo a la proximidad en energía. Además, los fotones de relajación o la emisión de electrones Auger son sólo considerados como depósitos locales de energía. También el efecto Compton y la creación de pares se implementan de forma idéntica a la utilizada en GEANT.

1.3.5 El código EGSnrc

EGSnrc [Kaw03] es un código de propósito general diseñado para la simulación de electrones, positrones y fotones de energías entre unos pocos keV y cientos de GeV, en geometrías arbitrarias.

La simulación del transporte de electrones sigue un esquema de historia mixta. Las interacciones radiativas que producen fotones de energía superior a k_c y las colisiones inelásticas que poenen en movimiento electrones secundarios con energía mayor de T_c son simuladas de forma detallada. El resto son agrupadas junto a las interacciones elásticas.

La simulación del frenado radiativo puede realizarse utilizando dos modelos distintos. La elección se controla con el parámetro `ibr_nist`. Si el parámetro toma valor 0, se adopta el modelo de EGS4, con un modelo Coulomb relativista para energías por encima de 50 MeV, y la sección de Bethe-Heitler en primera aproximación de Born, para energías menores. Si el parámetro toma valor unidad, se utilizan las secciones eficaces del NIST, con el mismo modelo para altas energías, un análisis de ondas parciales para energías por debajo de 2 MeV, y una interpolación *spline* entre 2 y 50 MeV.

Las colisiones inelásticas se simulan ignorando el efecto de la ligadura atómica, empleando las secciones eficaces diferenciales en energía de la partícula dispersada Møller y Bhabha [Kaw03] para interacciones electrón-electrón y positrón-electrón, respectivamente. Los ángulos de salida se determinan imponiendo condiciones cinemáticas. El ángulo azimutal se sorteas asumiendo simetría cilíndrica.

La aniquilación electrón-positrón se realiza de forma idéntica a la implementada en EGS4, en el cuál sólo se tiene en cuenta la desintegración en dos fotones. Los procesos de uno y tres fotones en el campo nuclear son ignorados.

La pérdida continua de energía por colisión se implementa también como en EGS4. Para agrupar las pérdidas energéticas inferiores al umbral considerado para un tratamiento detallado, se emplean las fórmulas de Berger y Seltzer [Ber83] con la corrección por densidad de Sternheimer and Peierls [Ste71] (con la opción de emplear valores tabulados o aproximaciones analíticas) y valores tabulados de los potenciales de ionización atómicos (utilizando un promedio logarítmico para el caso de moléculas).

La dispersión múltiple de las partículas cargadas es descrita por una aproximación desarrollada por Kawrakov y Bielajew [Kaw98], la cual evita la mayoría de los problemas de la teoría de Molière. En este modelo, cada paso es simulado usando un modelo de dispersión única para pasos de corta longitud y un modelo de dispersión múltiple para pasos de mayor longitud. Es posible elegir entre dispersión Rutherford o una sección eficaz corregida por efectos relativistas. El algoritmo de transporte es conocido como PRESTA-II.

La simulación es controlada por los siguientes parámetros:

`SMAXIR` longitud máxima del paso en cada región (en cm);

`ESTEPR` máxima fracción de energía perdida por el electrón en el paso, para cada región;

`ESTEPE` límite global a la pérdida de energía (en eV), y

`XIMAX` valor máximo del primer momento de Goudsmit y Saunderson en cada paso.

En EGSnrc la creación de pares se simula con la sección eficaz diferencial relativista, en primera aproximación de Born, con corrección de Coulomb, utilizada también en EGS4. La aproximación no es adecuada para energías próximas al umbral. El algoritmo de muestreo ha sido modificado para mejorar, hasta en un orden de magnitud, su baja eficiencia en bajas energías, por debajo de unos pocos MeV. Se ha mejorado también el muestreo angular, el cual puede realizarse según tres modelos distintos: el usado por EGS4, que asigna un ángulo fijo e idéntico a ambas partículas creadas; una aproximación simple que expresa la distribución angular en función de la velocidad del electrón o el positrón (opción por defecto), o la aproximación tridimensional completa, la cual es inadecuada para bajas energías y no admite un muestreo eficiente para altas energías. La elección es controlada por la variable IPRDST.

Para el efecto Compton, EGSnrc emplea la sección eficaz diferencial de Klein-Nishina, pero se incluye el efecto de la ligadura atómica y ensanchamiento Doppler (que pueden desactivarse mediante la variable IBCMP), de acuerdo a la aproximación de impulso relativista y ondas planas. Los perfiles Compton son tomados de los parámetros tabulados por Biggs [Big75], y los números de ocupación y las energías de ligadura de los datos de Lederer y Shirley, como en PENELOPE. Se incluyen efectos de relajación, tales como la creación de fotones característicos, y electrones Auger y Coster-Kronig.

La absorción fotoeléctrica puede simularse por dos métodos diferentes, que se seleccionan con el parámetro IEDGFL. El método simple (IEDGFL=0) consiste en la emisión de un fotoelectrón al que no se le sustrae la energía de ligadura y evita la necesidad de sortear la capa de emisión, atendiendo tan sólo a la sección eficaz total. En el modo detallado de simulación, (IEDGFL \neq 0), se decide en primer lugar el átomo de interacción (en moléculas o mezclas) y la capa de interacción, K, L (distinguiendo subniveles) o M (promedio). El muestreo de la dirección de emisión admite también un tratamiento simplificado, en el que el electrón sigue la dirección del fotón incidente, lo que se selecciona dando al parámetro IPHTER el valor 0. En caso contrario, el ángulo de emisión se muestrea a partir de la distribución de Sauter [Sau31], tal y como en PENELOPE.

Para la dispersión elástica de fotones, se emplea la sección eficaz total de Storm e Israel [Sto70], con los factores de forma de Hubbel y Øverbø [Hub79], que se calcula para moléculas mediante la aproximación de átomos independientes. Por defecto, el código no simula la dispersión elástica, pero puede activarse, lo cual es necesario a bajas energías, dando al parámetro IRAYLR un valor no nulo. Si se activa, el manual del código recomienda utilizar la simulación detallada de la dispersión Compton, o de lo contrario la dispersión total será sobrevalorada.

1.3.6 El código MCNPX

MCNPX [McN02] es un código de propósito general que permite simular el transporte de una gran variedad de partículas: fotones, entre 1 keV y 100 GeV; electrones, entre 1 keV y 1 GeV, y neutrones y otros leptones, mesones, bariones e incluso fotones luminosos (hasta 29 tipos de partículas), en materiales arbitrarios.

El modelo de dispersión múltiple es el de la teoría de Goudsmit y Saunderson [Gou40a, Gou40b]. Para energías menores de 0.256 MeV, las secciones eficaces son obtenidas empleando la tabulación numérica de Riley y colaboradores [Ril75]. Para energías mayores,

las secciones eficaces son calculadas como una combinación de las secciones eficaces de Mott y Rutherford, incluyendo efectos de apantallamiento del potencial.

El transporte es controlado por **EMCPF**, el cual es el límite superior de energía para realizar simulación detallada de fotones y **EMAX**, el cual determina el límite superior de la energía de electrones y las energías de corte.

Capítulo 2

Dispersión en láminas delgadas sólidas

En este capítulo estudiamos el comportamiento de los distintos códigos en la simulación de láminas delgadas, donde los modelos microscópicos de dispersión múltiple pueden tener un efecto macroscópico importante. En la primera sección justificamos la necesidad de realizar este estudio y la metodología utilizada para comparar los datos experimentales y los resultados de las simulaciones y los obtenidos en éstas para los distintos códigos entre sí. En la segunda sección describimos los resultados experimentales de dispersión en láminas delgadas disponibles, los obtenidos por Hanson y colaboradores [Han51] y los de Kultchisky y Latishev [Kul41]. En la tercera sección describimos la geometría de simulación utilizada y la forma en que los datos obtenidos han sido registrados en histogramas de distribución angular, así como los detalles de simulación para cada código particular. Se discute también la influencia que los parámetros de simulación tienen en los resultados obtenidos con GEANT y la variación observada entre distintas versiones de los códigos Geant4 y PENELOPE, así como las diferencias observadas, para éste último, entre los modos de simulación detallado y condensado. En la cuarta sección se comparan los resultados experimentales con los resultados de las simulaciones realizadas para reproducir ambos experimentos. Esta comparación es la única que nos permitirá realizar una valoración *absoluta* de la capacidad de los distintos códigos para reproducir la dispersión angular y establecer así un *código de referencia* para otras simulaciones realizadas en geometrías para las cuales no dispongamos de datos experimentales. En la quinta sección estudiamos la dispersión en los elementos interpuestos en el haz de electrones generado en la unidad Siemens Mevatron KDS y que han sido descritos en el capítulo anterior. No disponemos de resultados experimentales de la dispersión en estos elementos, por lo que las diferencias observadas deberán ser analizadas a la luz de los resultados obtenidos en la sección anterior. En la última sección discutimos los resultados obtenidos en las simulaciones de un experimento reciente llevado a cabo por Ross y colaboradores [Ros08a].

Parte del contenido de este capítulo ha sido publicado en [Vil07a], [Vil07b] y [Vil08a].

2.1 Dispersión elástica en láminas delgadas

Como se vió en el capítulo 1, el cabezal de un acelerador lineal de uso clínico tiene un importante número de elementos interpuestos en el haz: hojas difusoras, filtro aplanador, etc., de espesores máxicos muy reducidos y en los cuales el haz, inicialmente muy monodireccional, se dispersa y extiende.

Estos elementos dispersores son en general medios densos con espesores lineales muy reducidos, por lo que su correcta simulación solo exigirá la reproducción fidedigna de las distribuciones angulares y las pérdidas energéticas, dado que los desplazamientos laterales en el seno del material, producidos por la dispersión angular, serán despreciables.

La correcta simulación de la dispersión producida por estos elementos es crítica para alcanzar resultados correctos en la simulación detallada del haz, dado que la distribución radial del haz y su dispersión angular tendrán un efecto importante en la forma de las distribuciones de dosis resultantes, y no sólo en la distribución transversal de la dosis, lo cual resulta obvio, sino también en la distribución longitudinal o en profundidad e, incluso, en la forma en que los valores de dosis cambian al seleccionar distintos tamaños de campo en el sistema de colimación [Icr84a]. Estos elementos tendrán como principal efecto un aumento en la extensión espacial del haz, inicialmente monodireccional, y la consecuente reducción de fluencia. Esta extensión provocará la interacción del haz con elementos del cabezal que se encuentran en la región periférica del haz, tales como colimadores y *scrappers*. Como resultado de esta interacción el haz se verá contaminado por electrones secundarios y modificará en general la forma en que la dosis es depositada en el medio irradiado.

La importancia de la dispersión elástica ha sido destacada también por Andreo y colaboradores [And93], Allen Li y Rogers [All95] y Urbán [Urb02].

Como resultado de la dispersión elástica en una lámina delgada, los electrones de un haz inicialmente monodireccional cambian su dirección de desplazamiento, produciendo una distribución angular que, en general, tiene una forma aproximadamente gaussiana. Ignorando la parte de la distribución correspondiente a ángulos grandes, donde la aproximación gaussiana no es válida, la región inicial de la distribución puede aproximarse bien mediante la función

$$F(\theta) = F(0) \exp \left[-\frac{\theta^2}{\theta_{1/e}^2} \right], \quad (2.1)$$

caracterizada por dos parámetros: el valor de la función en el origen, $F(0)$, y el valor del ángulo para el cual la distribución se reduce en un factor e respecto a ese valor, $\theta_{1/e}$. Estos parámetros nos permitirán realizar la comparación cuantitativa de las distribuciones angulares obtenidas en nuestras simulaciones, entre sí y con los resultados experimentales.

2.2 Resultados experimentales

Los datos experimentales sobre dispersión múltiple de electrones son escasos. A pesar de ello deben ser considerados una referencia ineludible cuando pretendemos analizar la capacidad de los códigos de simulación.

Dos son los experimentos sobre dispersión elástica múltiple de haces de electrones: el realizado por Kultchinsky y Latishev [Kul41], publicado en 1941, y el de Hanson et al. [Han51], publicado en 1951. En ambos casos, el objetivo del experimento fue confirmar la validez de los modelos analíticos de dispersión elástica.

2.2.1 El experimento de Kultchinsky y Latishev

Kultchinsky y Latishev [Kul41] estudiaron la dispersión en láminas de aluminio, hierro, cobre, molibdeno, plata, estaño, tántalo, oro y plomo de haces de electrones con energía 2250 ± 23 keV, procedentes de una fuente de ^{214}Bi y seleccionados por espectrometría con campo magnético.

Los espesores de las láminas, que figuran en la tabla 2.1, fueron elegidos para generar, en todos los casos, una distribución angular con un valor $\theta_{1/e} \approx 10^\circ$, lo que aseguraba la validez de las teorías de dispersión múltiple formuladas hasta ese momento. Para todas las láminas la distribución angular fue medida en el intervalo entre 0 y 40° .

Los resultados experimentales se concretan en el valor $\theta_{1/e}$, y los autores estiman un error experimental de entre 3 y 4%. Las distribuciones experimentales mostradas por los autores en su artículo son relativas y no pueden ser comparadas de forma absoluta con el resultado de nuestras simulaciones. Puede realizarse esta comparación normalizando las distribuciones al valor central $F(0)$, pero esto no sería sino una comparación visual del valor del ángulo $\theta_{1/e}$.

Dado que los autores no describen su procedimiento de análisis para la obtención del ángulo $\theta_{1/e}$, nosotros hemos realizado nuestro propio análisis de las distribuciones angulares experimentales, digitalizadas de las figuras originales. El procedimiento de análisis consiste en una regresión de los datos a la expresión (2.1) empleando el método de Levenberg-Marquadt. La regresión se realiza para ángulos $\theta \leq \theta_{\text{sup}}$, donde θ_{sup} es el menor valor del ángulo θ para el cual se satisface que

$$F(\theta) \leq \frac{F(0)}{e}, \quad (2.2)$$

Utilizamos el símbolo $\theta_{1/e}^{\text{Kul}}$ para los valores proporcionados por los autores y $\theta_{1/e}^{\text{exp}}$ para los obtenidos de nuestro propio análisis de las distribuciones experimentales. Este mismo procedimiento de análisis será el aplicado a las distribuciones resultantes de nuestras simulaciones, lo que garantiza que las diferencias entre los valores experimentales y los resultantes de las simulaciones no son debidas al procedimiento de análisis.

La tabla 2.1 muestra, para cada uno de los materiales estudiados, el valor $\theta_{1/e}^{\text{Kul}}$ obtenido por los autores y el calculado con nuestro propio análisis, $\theta_{1/e}^{\text{exp}}$. Las diferencias entre ambos valores no son despreciables y se encuentran entre -0.21° (para el Cu) y 0.34° (para el Pb). Estas diferencias están justo en el límite de la incertidumbre estimada por Kultchinsky y Latishev para sus resultados.

material	esp.másico [mg cm ⁻²]	$\theta_{1/e}^{\text{Kul}}$ [°]	$\theta_{1/e}^{\text{exp}}$ [°]
Al	26.6	9.50	9.49
Fe	15.4	9.60	9.33
Cu	17.15	10.40	10.61
Mo	12.4	10.25	9.97
Ag	11.55	10.20	10.21
Ta	8.9	9.85	9.91
Au	8.9	9.90	10.07
Pb	7.9	9.70	9.36

Tabla 2.1: Materiales y espesores de las láminas estudiadas en el experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41] y valores $\theta_{1/e}^{\text{Kul}}$ y $\theta_{1/e}^{\text{exp}}$. El valor para la lámina de oro ha sido extraído de tabla II de la referencia [Kul41]. El valor dado por los autores en la tabla I de su artículo es significativamente menor, y debe tratarse de una errata. Por otra parte, el estaño no se ha incluido pues el espesor másico indicado por los autores en las tablas I y II de su artículo, 17.40 mg cm⁻², es incompatible con el valor $\theta_{1/e}^{\text{Kul}}$ proporcionado por ellos. Todas las simulaciones realizadas, con todos los códigos empleados en nuestro trabajo, dan diferencias superiores al 20% respecto a los valores $\theta_{1/e}^{\text{Kul}}$ y $\theta_{1/e}^{\text{exp}}$, para esta lámina.

2.2.2 El experimento de Hanson y colaboradores.

Hanson y colaboradores [Han51] midieron la dispersión angular de un haz de electrones de 15.7 ± 0.9 MeV, procedente de un betatrón, al incidir en láminas de oro y berilio de dos espesores distintos. Para las láminas de berilio los autores midieron la distribución angular hasta 6°. Para las láminas de oro, en cambio, la medida se extendió hasta 30° con el objeto de estudiar la dispersión de gran ángulo. El trabajo sólo incluye las distribuciones detalladas para las dos láminas de oro. Estas distribuciones están expresadas en valores absolutos de la fracción dispersada, lo que permite la comparación directa con las distribuciones resultantes de la simulación Monte Carlo.

Los autores no incluyen en su trabajo una descripción del método empleado para la determinación del valor $\theta_{1/e}$ de sus distribuciones ni una estimación de las incertidumbres en dicho valor. Como en el caso del experimento de Kultchinsky y Latishev, hemos realizado nuestro propio análisis de las distribuciones para ambas láminas de oro empleando la ecuación (2.1) y el mismo método descrito en 2.2.1. Los valores de los puntos experimentales de la distribución se han obtenido, mediante digitalización, a partir de las figuras 1 y 3 de la referencia [Han51].

La tabla 2.2 muestra las características de las láminas incluidas en el experimento y los valores $\theta_{1/e}^{\text{Han}}$ y $F^{\text{Han}}(0)$ obtenidos por los autores, así como los valores obtenidos en nuestro propio análisis de las distribuciones, $\theta_{1/e}^{\text{exp}}$ y $F^{\text{exp}}(0)$. La diferencia entre ambos resultados es de 3.1% en el peor de los casos. Este análisis no es posible en el caso de las láminas de berilio, dado que, como se dijo anteriormente, los autores no muestran las distribuciones completas para este material.

material	esp. másico [mg cm ⁻²]	$\theta_{1/e}^{\text{Han}}$ [°]	$\theta_{1/e}^{\text{exp}}$ [°]	$F^{\text{Han}}(0)$ [sr ⁻¹]	$F^{\text{exp}}(0)$ [sr ⁻¹]
Au	18.66	2.58	2.50	144.77	143.29
Au	37.28	3.76	3.71	65.66	64.68
Be	257.0	3.06		104.06	
Be	491.3	4.25		50.23	

Tabla 2.2: Condiciones experimentales y resultados obtenidos en el experimento de Hanson y colaboradores [Han51]. Se muestran también los valores obtenidos para las láminas de oro aplicando nuestro propio procedimiento de análisis sobre las distribuciones angulares.

2.3 Simulaciones Monte Carlo

Las simulaciones han sido realizadas utilizando una geometría elemental, en la que un haz monoenergético, de la energía estudiada en cada una de las referencias experimentales, incide ortogonalmente sobre una lámina delgada con el espesor másico considerado en cada experimento. Las densidades de los materiales son, en todos los casos, las consideradas por defecto en cada uno de los códigos. Fuente y lámina se disponen en el vacío. La dirección de incidencia del haz es considerada como eje \mathbf{Z} de nuestro sistema de referencia.

Para cada electrón emergente de la lámina, primario o secundario, se determina su dirección de desplazamiento justo a la salida de la lámina. El valor del ángulo polar es almacenado en un histograma que abarca el intervalo entre 0° y 45°, con un total de 180 intervalos de clasificación cada uno con una anchura de 0.25°. Los valores son normalizados a la unidad de ángulo sólido medido en estereorradianes.

GEANT

Las simulaciones con GEANT se han realizado fijando las energías de corte para fotones (CUTGAM) y para electrones (CUTELE) a 10 keV. Esta es la energía más baja que puede seleccionarse en este código. Con el fin de estudiar el conjunto óptimo de parámetros de simulación, se ha analizado el efecto que éstos tienen en los resultados. Se ha repetido la simulación de la dispersión en la lámina de oro de 18.66 mg cm⁻² para ocho combinaciones distintas de valores de los parámetros, que se muestran en la tabla 2.3. En todos los casos la variable de cruce EPSIL se ha tomado igual a 10⁻⁵. Hemos elegido este caso por ser el que menor dispersión angular produce de todas las situaciones experimentales de las

variable	test01	test02	test03	test04	test05	test06	test07	test08
STEMAX	10 ⁻¹	10 ⁻¹	10 ⁻¹	10 ⁻²	5 · 10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻¹	10 ⁻¹
DEEMAX	10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻¹	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³
STMIN	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻²

Tabla 2.3: Parámetros de transporte empleados en las distintas simulaciones realizadas con GEANT para estudiar su efecto en la simulación de la lámina de 18.66 mg cm⁻² de oro.

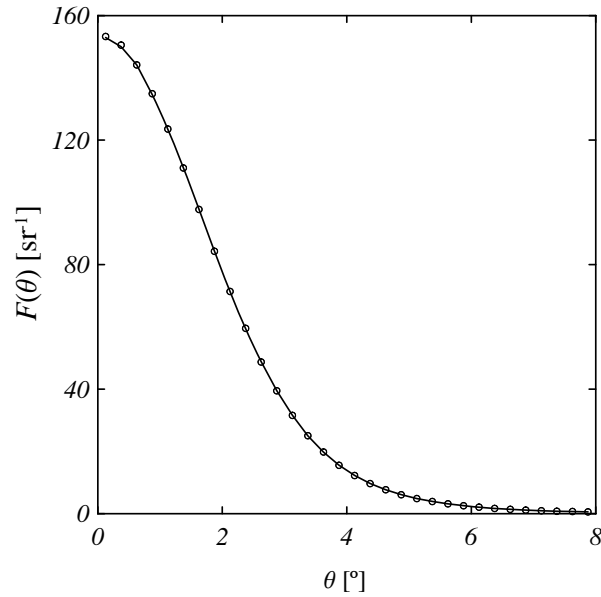


Figura 2.1: Comparación de las distribuciones angulares obtenidas en las simulaciones realizadas con GEANT con el modo automático (puntos) y con los conjuntos de parámetros enumerados en la tabla 2.3 (líneas). Los resultados son indistinguibles.

referencias [Kul41] y [Han51] y en la que tienen lugar un menor número de interacciones, por lo que se tratará de la situación más exigente respecto a la simulación de la dispersión elástica.

La figura 2.1 presenta las distribuciones obtenidas para el modo automático y los conjuntos de parámetros mostrados en la tabla 2.3. Las diferencias son insignificantes y, en todos los casos, menores que la incertidumbre de los valores de la distribución, por lo que en todas las simulaciones que se han realizado con GEANT y cuyos resultados se muestran en este capítulo, hemos seleccionado el modo automático de selección de los parámetros ($AUTO = 1$).

Geant4

En nuestras simulaciones con Geant4 hemos utilizado los siguientes valores por defecto; $dRoverRange=0.2$, $finalRange=0.2$ mm y $fr=0.02$, y no hemos fijado un valor máximo en el tamaño del paso.

Aunque los resultados mostrados en las siguientes secciones se han obtenido con la versión 8.0 (patch01), que incluye el paquete G4EMLOW3.0 de baja energía, hemos realizado algunas simulaciones con otras versiones del código. La figura 2.2 muestra las distribuciones obtenidas empleando las versiones 4.1, 6.0 y 8.0 del código para tres de las situaciones experimentales descritas en la sección anterior: electrones de 15.7 MeV incidiendo en la lámina de berilio de 257 mg cm^{-2} (panel superior) y electrones de 2.25 MeV incidiendo en las láminas de aluminio (panel central) y tántalo (panel inferior) de 26.6 y 8.9 mg cm^{-2} respectivamente.

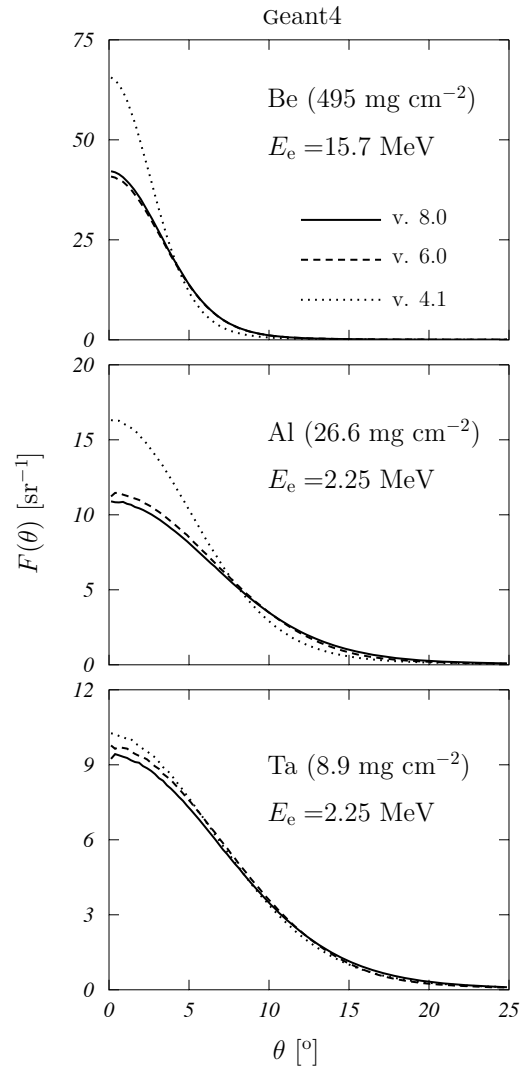


Figura 2.2: Distribuciones angulares obtenidas con las versiones 8.0 (línea continua), 6.0 (línea de trazos) y 4.1 (línea de puntos) del código Geant4. Se muestran los resultados para electrones de 15.7 MeV incidiendo sobre una lámina de berilio de 495 mg cm^{-2} (panel superior) y para electrones de 2.25 MeV incidiendo sobre lámina de aluminio de 26.6 mg cm^{-2} (panel medio) y lámina de tántalo de 8.9 mg cm^{-2} (panel inferior). Las incertidumbres (1σ) son inferiores al 2.5% y no se representan.

Las dos versiones más recientes dan resultados similares en los tres casos, pero la versión 4.1 difiere significativamente. Las diferencias aumentan al disminuir el número atómico. En la tabla 2.4 se muestran los valores de los parámetros $F(0)$ y $\theta_{1/e}$ de los ajustes de estas distribuciones. Para berilio y aluminio, los valores de $\theta_{1/e}$ obtenidos con la versión 8.0 son más de un 25% mayores que los de la versión 4.1. Esta diferencia se reduce al 6% para el caso del tántalo. Por otro lado, para berilio y aluminio el valor $F(0)$ obtenido con la versión 4.1 es más de un 50% mayor que el correspondiente a la versión 8.0. Para el tántalo esta diferencia es sólo del 8%. Es evidente que las diferencias introducidas en el tratamiento de la dispersión elástica múltiple entre la versión 4.1 y sus sucesoras [Urb02], no son en ningún modo despreciables y cabe esperar que tengan un efecto considerable en la simulación de otras geometrías más complejas en las que se

		4.1	6.0	8.0
Be (495 mg cm ⁻²)	$F(0)$ [sr ⁻¹]	66.13(8)	40.63(4)	41.84(5)
	$\theta_{1/e}$ [°]	3.762(4)	4.778(5)	4.735(5)
Al (26.6 mg cm ⁻²)	$F(0)$ [sr ⁻¹]	16.23(2)	11.44(1)	10.83(1)
	$\theta_{1/e}$ [°]	7.473(9)	9.17(1)	9.33(1)
Ta (8.9 mg cm ⁻²)	$F(0)$ [sr ⁻¹]	10.13(1)	9.72(1)	9.34(1)
	$\theta_{1/e}$ [°]	9.51(1)	10.03(1)	10.04(1)

Tabla 2.4: Valores de los parámetros de ajuste $F(0)$ and $\theta_{1/e}$ obtenidos para las distribuciones mostradas en la figura 2.2 realizadas con las tres versiones de Geant4 consideradas. Los valores se muestran acompañados de su incertidumbre entre paréntesis. La incertidumbre corresponde a 3σ y se muestra solo el dígito significativo (p.ej. 9.34(1) simboliza 9.34 ± 0.01).

incluyan elementos de reducido espesor másico.

PENELOPE

Hemos realizado simulaciones detalladas y condensadas con las versiones 2003 y 2005 de este código. La versión 2003 emplea un modelo de dispersión angular basado en la distribución angular de Wentzel [Sal03]. La versión 2005 en cambio, emplea secciones eficaces diferenciales calculadas con un modelo relativista de ondas parciales usando el código de computación ELSEPA [Sal05].

En todas las simulaciones condensadas con ambos códigos se han empleado los valores de los parámetros utilizados por otros autores en geometrías que incluían láminas delgadas (p.ej. [Sem01]): $W_{cc} = 5$ keV, $W_{cr} = 1$ keV, $C_1 = C_2 = 0.05$. Las energías de corte elegidas en estas simulaciones fueron 10 keV para fotones y 100 keV para electrones.

Las simulaciones detalladas se han realizado seleccionando los valores $W_{cc} = 0$, $W_{cr} = -1000$ keV, $C_1 = C_2 = 0$ y energías de absorción de 100 eV para fotones y electrones.

En todos los casos $s_{\max} = 0.05 t$, donde t es el espesor de la lámina considerada, como se recomienda en [Sal03].

La figura 2.3 muestra las distribuciones obtenidas con las dos versiones de PENELOPE y en los dos modos de simulación, detallado y condensado, para el caso de las láminas de oro y berilio del experimento de Hanson y colaboradores [Han51]. Las líneas continua y punteada representan los resultados de las simulaciones detalladas realizadas con las versiones 2003 y 2005 respectivamente. Las líneas discontinua y discontinua punteada representan las simulaciones condensadas realizadas con las versiones 2003 y 2005 respectivamente. Los parámetros de ajuste de la expresión (2.1) se muestran en la tabla 2.5.

En el caso de las láminas de berilio, las simulaciones detalladas y condensadas dan resultados muy similares, con diferencias menores del 2% para $F(0)$. Para las láminas de oro, las diferencias en este mismo parámetro entre ambos modos de simulación son superiores al 20% para la versión 2003 y en torno al 15% para la versión 2005.

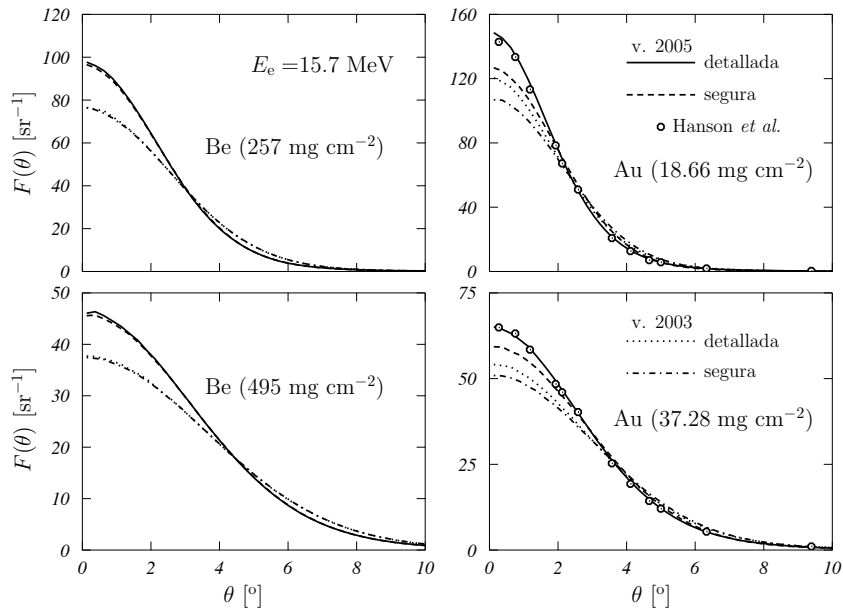


Figura 2.3: Distribuciones angulares obtenidas en las simulaciones del experimento de Hanson y colaboradores [Han51], realizadas con PENELOPE. Se muestran los resultados de las simulaciones detalladas con la versión 2003 (curvas punteadas) y 2005 (curvas continuas) y los de las simulaciones condensadas realizadas con parámetros seguros, con 2003 (líneas discontinuas punteadas) y 2005 (líneas discontinuas). Los puntos representan los resultados experimentales para las dos láminas de oro. Las incertidumbres estadísticas (1σ) son inferiores al 2% y no se representan.

Para el parámetro $\theta_{1/e}$ las diferencias entre ambos modos son en el caso del berilio menores del 1% en la versión 2003 y sólo ligeramente mayores para la 2005. Para el caso de la lámina de oro de 18.66 mg cm^{-2} , las diferencias aumentan hasta el 8% para la versión 2003 y el 11% para la 2005 y son algo menores (4% y 7% respectivamente) para la lámina de 37.28 mg cm^{-2} .

Las diferencias entre las simulaciones detalladas y condensadas están, en ambos códigos, relacionadas con el número medio de interacciones que el electrón sufre en la lámina, que es del orden de diez para el caso de berilio y de tan sólo una para las láminas de oro. Seleccionando un valor adecuado de los parámetros, las diferencias se reducen considerablemente. Un valor $C_1 = 0.01$ reduce la diferencia del 15 al 7%. A la vista de estos resultados cabe concluir que los valores recomendados para los parámetros de transporte pueden no ser adecuados para la simulación de aquellas geometrías en las que se hallen presentes elementos de reducido espesor másico.

Las diferencias entre ambas versiones son más destacables. En simulación detallada encontramos diferencias entre el 19 y 27%, para $F(0)$, y entre el 11 y el 15%, para $\theta_{1/e}$. La mayor diferencia se encuentra en el caso de la lámina delgada de berilio y la menor para la lámina gruesa de oro. Diferencias tan relevantes sólo pueden relacionarse con las diferencias entre los modelos de dispersión implementados, y hacen necesaria una revisión profunda de los resultados obtenidos con la versión 2003 del código en aquellas simulaciones que impliquen la presencia de láminas delgadas.

		2003		2005	
		condensada	detallada	condensada	detallada
Be	$F(0)$ [sr ⁻¹]	75.9(1)	76.5(1)	95.8(2)	97.0(2)
(257 mg cm ⁻²)	$\theta_{1/e}$ [°]	3.640(6)	3.620(6)	3.173(5)	3.141(5)
Be	$F(0)$ [sr ⁻¹]	37.51(8)	37.73(8)	45.7(1)	46.1(1)
(495 mg cm ⁻²)	$\theta_{1/e}$ [°]	5.18(1)	5.15(1)	4.595(9)	4.563(9)
Au	$F(0)$ [sr ⁻¹]	107.8(2)	119.3(3)	126.6(3)	146.9(3)
(18.66 mg cm ⁻²)	$\theta_{1/e}$ [°]	3.033(5)	2.796(5)	2.791(5)	2.480(4)
Au	$F(0)$ [sr ⁻¹]	51.0(1)	53.9(1)	59.4(1)	64.4(1)
(37.28 mg cm ⁻²)	$\theta_{1/e}$ [°]	4.376(8)	4.181(8)	4.032(8)	3.763(7)

Tabla 2.5: Valores de los parámetros de ajuste $F(0)$ and $\theta_{1/e}$ obtenidos para las distribuciones mostradas en la figura 2.2 realizadas con las dos versiones de PENELOPE consideradas. Las incertidumbres corresponden a 1σ .

A pesar de la importancia de estas diferencias, las mismas no se traducen en los valores medios $\langle\mu\rangle$ and $\langle\mu^2\rangle$ de la magnitud $\mu = (1 - \cos\theta)/2$ que se usa comunmente para medir la deflexión angular producida en los eventos de dispersión. La figura 2.4 muestra estos valores para las láminas del experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41]. Los cálculos tienen en cuenta la distribución angular completa, incluyendo al retrodispersión. Ambas versiones muestran resultados prácticamente idénticos. Como se indica en el manual de PENELOPE (v. 2003) [Sal03], el modelo de Wentzel implementado en esta versión del código ha sido ajustado para reproducir los valores de $\langle\mu\rangle$ and $\langle\mu^2\rangle$ obtenidos utilizando el modelo de ondas parciales que fué posteriormente implementado en PENELOPE (v. 2005). La conservación de estas magnitudes promedio contribuye a que los resultados obtenidos en simulaciones de medios continuos sean razonables. Este no es el caso cuando simulamos láminas delgadas debido al escaso número de interacciones. Los resultados que se discuten en el resto de este capítulo han sido obtenidos en simulaciones detalladas.

EGSnrc

En las simulaciones con el código EGSnrc hemos empleado la versión V4-r2-2-3 y el algoritmo de transporte PRESTA-II, que es la opción por defecto [Kaw98]. También se han elegido los valores por defecto de los parámetros de transporte: $\text{SMAXIR}=10^{10}$, $\text{ESTEPR}=1$, $\text{ESTEPE}=0.25$ y $\text{XIMAX}=0.5$. La energía de corte para fotones y electrones ha sido fijada en 10 keV.

MCNPX

En las simulaciones con el código MCNPX hemos empleado la versión 2.4.0, utilizando los valores por defecto para los parámetros de transporte: $\text{EMCPF} = \text{EMAX} = 20$ MeV y energías de corte de 1 keV.

En los cálculos realizados con MCNPX la distribución angular obtenida usando el histograma descrito anteriormente muestra una forma escalonada en la cual varios intervalos

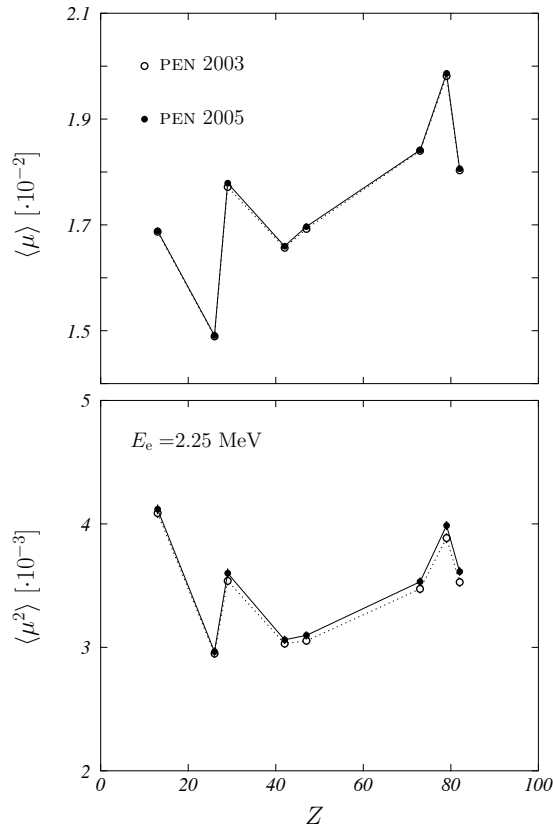


Figura 2.4: Valores de $\langle \mu \rangle$ (panel superior) y $\langle \mu^2 \rangle$ (panel inferior) en función del número atómico, para las láminas del experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41]. Se muestran los resultados de simulaciones detalladas con la versión 2003 (puntos blancos) y 2005 (puntos negros). Las incertidumbres (1σ) son más pequeñas que el tamaño de los símbolos utilizados.

de clasificación contiguos tienen el mismo valor. Esto es debido a que la distribución angular Goudmist-Saunderson es muestreada usando el método de transformada inversa aplicado a un histograma de 34 intervalos de anchura igual o superior a 1° . Esta resolución angular tan pobre produce este artefacto en los resultados de las simulaciones realizadas. Para resolverlo, las distribuciones obtenidas con MCNPX son registradas en histogramas con intervalos de clasificación de anchura igual a 1° .

2.4 Comparación con resultados experimentales

La figura 2.5 muestra el cociente $\theta_{1/e}/\theta_{1/e}^{\text{exp}}$ para todos los códigos comparados, en función del número atómico del material para las láminas del experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41]. La figura también incluye, como referencia, el cociente $\theta_{1/e}^{\text{Kul}}/\theta_{1/e}^{\text{exp}}$ entre los valores obtenidos por estos autores y los obtenidos en nuestro propio análisis de sus distribuciones. EGSnrc, GEANT y PENELOPE (v. 2005) subestiman los valores $\theta_{1/e}^{\text{exp}}$, PENELOPE (v. 2003) los sobreestima en todos los casos y MCNPX y Geant4 muestran una clara dependencia con el número atómico.

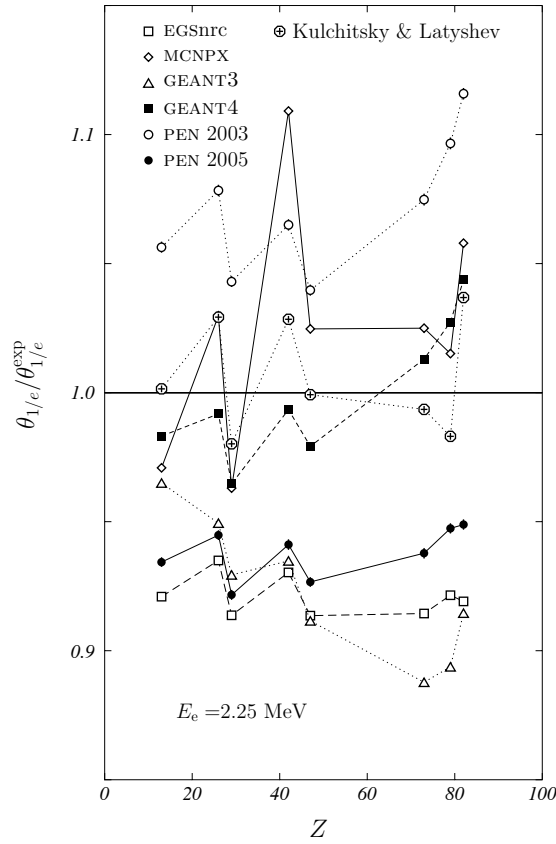


Figura 2.5: Cociente entre los valores $\theta_{1/e}$ obtenidos con los distintos códigos Monte Carlo y $\theta_{1/e}^{\text{exp}}$ en función del número atómico Z de las láminas del experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41]. Los símbolos \oplus representan el cociente $\theta_{1/e}^{\text{Kul}}/\theta_{1/e}^{\text{exp}}$. Se incluyen las incertidumbres (1σ) y en muchos casos son menores que los símbolos utilizados.

En la tabla 2.6 se indican, para cada código, los valores máximo y mínimo de la diferencia relativa $(\theta_{1/e} - \theta_{1/e}^{\text{exp}})/\theta_{1/e}^{\text{exp}}$ y los materiales para los que estos valores se encuentran. Es interesante analizar la estabilidad de esta diferencia relativa con el número atómico. EGSnrc y PENELOPE (v. 2005) mantienen esta variación en un 3%, GEANT, Geant4 y PENELOPE (v. 2003) no superan el 8% y MCNPX muestra una variación mayor del 14% en el valor de esta diferencia relativa.

Para cuantificar globalmente las diferencias definimos la suma de diferencias cuadráticas:

$$S = \sum_i (\theta_{1/e}^i - \theta_{1/e}^{\text{exp}})^2, \quad (2.3)$$

con i recorriendo los ocho materiales considerados. Un menor valor de S significa una menor distancia global con los resultados de Kultchinsky y Latishev. Los valores de S figuran en la última columna de la tabla 2.6. Geant4 muestra el mejor resultado. Por contra, GEANT, EGSnrc y PENELOPE (v. 2003) muestran la mayor diferencia cuadrática neta.

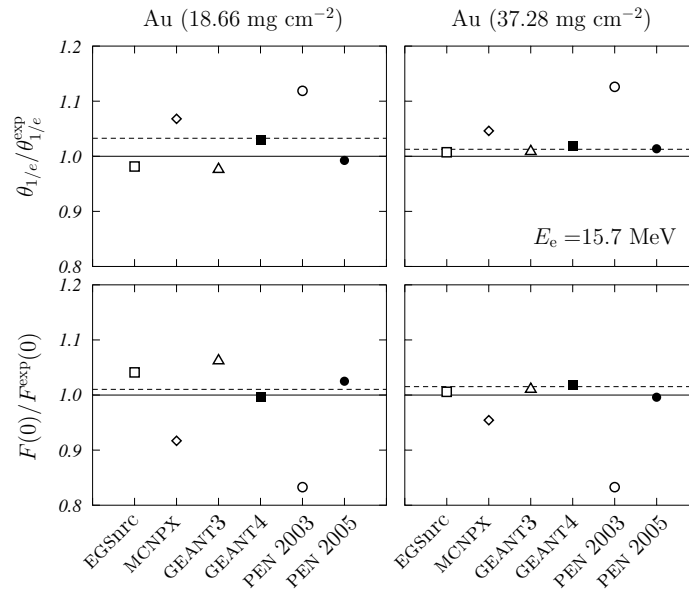


Figura 2.6: Cocientes entre los valores $\theta_{1/e}$ (paneles superiores) y $F(0)$ (paneles inferiores) obtenidos con los distintos códigos y los valores $\theta_{1/e}^{exp}$ y $F^{exp}(0)$ respectivamente, para las dos láminas de oro del experimento de Hanson y colaboradores [Han51]. Las líneas discontinuas representan los cocientes $\theta_{1/e}^{Han}/\theta_{1/e}^{exp}$ y $F_{1/e}^{Han}/F_{1/e}^{exp}$ (ver tabla 2.2) Las incertidumbres (1σ) son menores que los símbolos utilizados.

Código	mínimo	máximo	$S[(^\circ)^2]$
EGSnrc	-8.7% (Ag)	-6.5% (Fe)	4.9
MCNPX	10.9% (Mo)	-3.7% (Cu)	1.9
GEANT	-11.2% (Ta)	-3.5% (Al)	5.2
Geant4	4.4% (Pb)	-3.5% (Cu)	0.5
PEN_03	11.6% (Pb)	4.0% (Ag)	4.3
PEN_05	-7.8% (Cu)	-5.1% (Pb)	3.1

Tabla 2.6: Valores máximo y mínimo de la diferencia relativa $(\theta_{1/e} - \theta_{1/e}^{exp})/\theta_{1/e}^{exp}$ obtenidos para cada código y para las láminas del experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41]. Se indican en cada caso los materiales para los cuales se obtienen estos valores. En la cuarta columna se muestra el valor S definido por la ecuación (2.3).

La situación es ligeramente diferente para la comparación de las simulaciones y los resultados experimentales de Hanson y colaboradores [Han51]. La figura 2.6 muestra los valores de los cocientes $\theta_{1/e}/\theta_{1/e}^{exp}$ (paneles superiores) y $F(0)/F^{exp}(0)$ (paneles inferiores), para las dos láminas de oro de ese experimento. La línea discontinua señala el cociente entre los valores obtenidos por los autores, $\theta_{1/e}^{Han}$ y $F^{Han}(0)$, en cada caso, y los obtenidos en nuestro propio análisis de sus distribuciones angulares (ver tabla 2.2).

Puede verse que EGSnrc, GEANT, Geant4 y PENELOPE (v. 2005) reproducen muy bien los resultados experimentales. MCNPX sobreestima ligeramente el valor de $\theta_{1/e}^{exp}$ y subestima el de $F^{exp}(0)$. PENELOPE (v. 2003) muestra, claramente, los peores resultados. La casi

perfecta coincidencia encontrada para Geant4 es debida a que el modelo de dispersión implementado ha sido ajustado para reproducir los resultados experimentales de Hanson y colaboradores con ambas láminas de oro [Urb02].

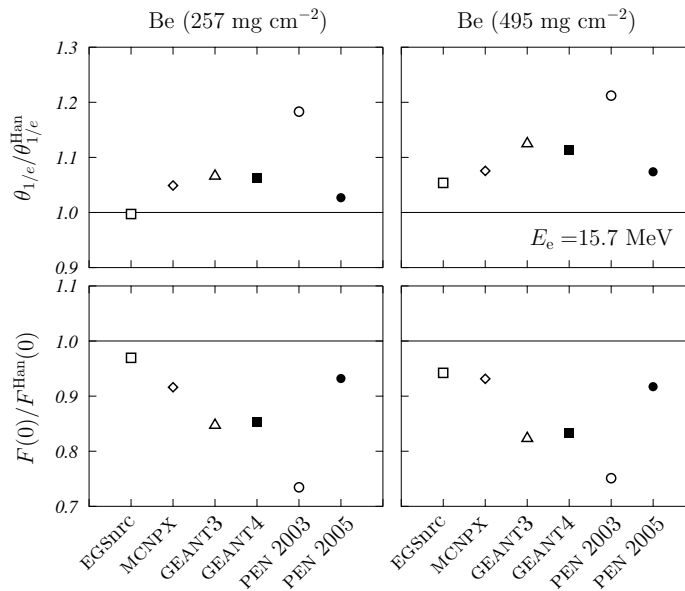


Figura 2.7: Cocientes entre los valores $\theta_{1/e}$ (paneles superiores) y $F(0)$ (paneles inferiores) obtenidos con los distintos códigos Monte Carlo y los valores $\theta_{1/e}^{\text{Han}}$ y $F(0)^{\text{Han}}$ respectivamente, para las dos láminas de berilio del experimento de Hanson y colaboradores [Han51].

La figura 2.7 muestra la comparación de las simulaciones y los datos experimentales para las láminas de berilio del experimento de Hanson y colaboradores [Han51]. En este caso no ha sido posible realizar nuestro propio análisis de las distribuciones, por lo que los cocientes mostrados corresponden a $\theta_{1/e}/\theta_{1/e}^{\text{Han}}$ (paneles superiores) y $F(0)/F(0)^{\text{Han}}$ (paneles inferiores).

Los mejores resultados se obtienen en este caso con EGSnrc, MCNPX y PENELOPE (v. 2005). GEANT y Geant4 muestran resultados muy similares y de nuevo la mayor diferencia corresponde a PENELOPE (v. 2003), donde se observan diferencias superiores al 20% en ambos parámetros.

Vamos a detenernos por último en comparar la forma completa de las distribuciones angulares obtenidas con los distintos códigos de simulación.

La figura 2.8 muestra estas distribuciones para las cuatro láminas del experimento de Hanson y colaboradores [Han51]. Para el caso del berilio, PENELOPE (v. 2005), MCNPX y EGSnrc muestran resultados muy similares. GEANT y Geant4 producen distribuciones indistinguibles para todos los valores de θ y ligeramente más anchas que los códigos anteriores. Pero los resultados de PENELOPE (v. 2003) difieren notablemente del resto de códigos. Las diferencias relativas entre los valores máximo y mínimo de $F(0)$ son del 33% y 26% para las láminas delgada y gruesa, respectivamente. Para las láminas de oro todos los códigos producen resultados muy similares, especialmente en el caso de la lámina más gruesa, pero de nuevo PENELOPE (v. 2003) presenta una desviación notable para ambas láminas.

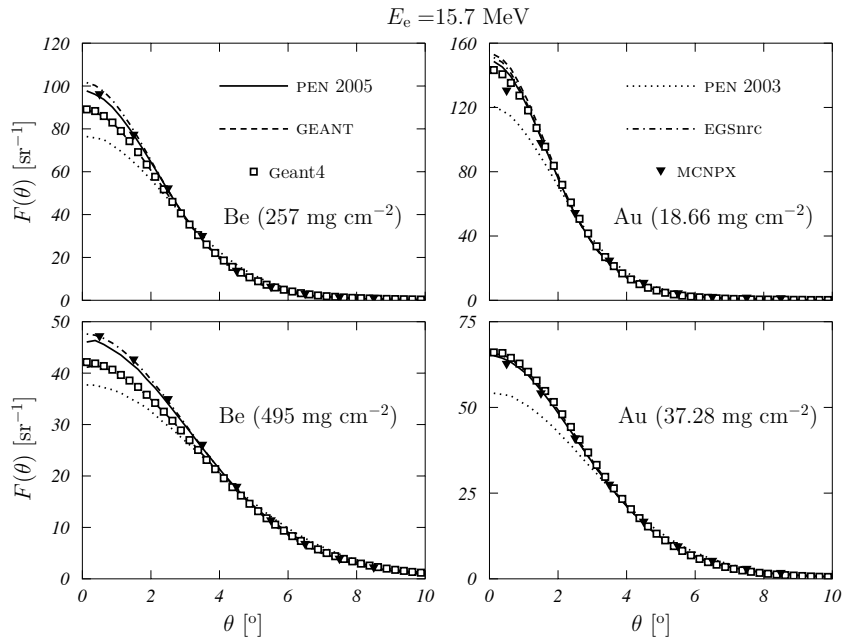


Figura 2.8: Distribuciones angulares obtenidas con los diversos códigos Monte Carlo para las cuatro láminas del experimento de Hanson y colaboradores [Han51]. Las incertidumbres estadísticas son menores del 2% y no se representan.

La figura 2.9 muestra las distribuciones obtenidas para las láminas de aluminio, hierro, plata y oro del experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41]. Para estos casos las conclusiones son diferentes. PENELOPE (v. 2003) presenta los valores más bajos de $F(0)$ en todos los casos (excepto en la lámina de molibdeno, donde el menor valor de $F(0)$ se obtiene con MCNPX). EGSnrc muestra los mayores valores de $F(0)$ para las láminas de aluminio, hierro y cobre. Para el resto de láminas el mayor valor se obtiene con GEANT. La dispersión de los resultados obtenidos para ángulos pequeños con todos los códigos aumenta con el número atómico del material. El rango de valores de $F(0)$ se encuentra entre el 17.3%, para la lámina de cobre, y el 45.9%, para la lámina de plomo, siendo de $\approx 20\%$ para hierro y aluminio. En todos los casos, PENELOPE (v. 2005) y EGSnrc muestran una buena concordancia.

Resulta destacable la gran dispersión observada para la lámina de oro de la figura 2.9 si la comparamos con la superposición de los resultados obtenidos con todos los códigos para las láminas de oro del experimento de Hanson y colaboradores mostrada en la figura 2.8.

2.5 Dispersión en los elementos del acelerador

En esta sección vamos a estudiar, siguiendo las pautas de la sección anterior, la dispersión angular en los elementos laminares interpuestos en el haz de electrones generado por el acelerador Siemens Mevatron KDS. Estos elementos han sido descritos en la sección 1.1.1 y sus características se resumen en la tabla 1.3.

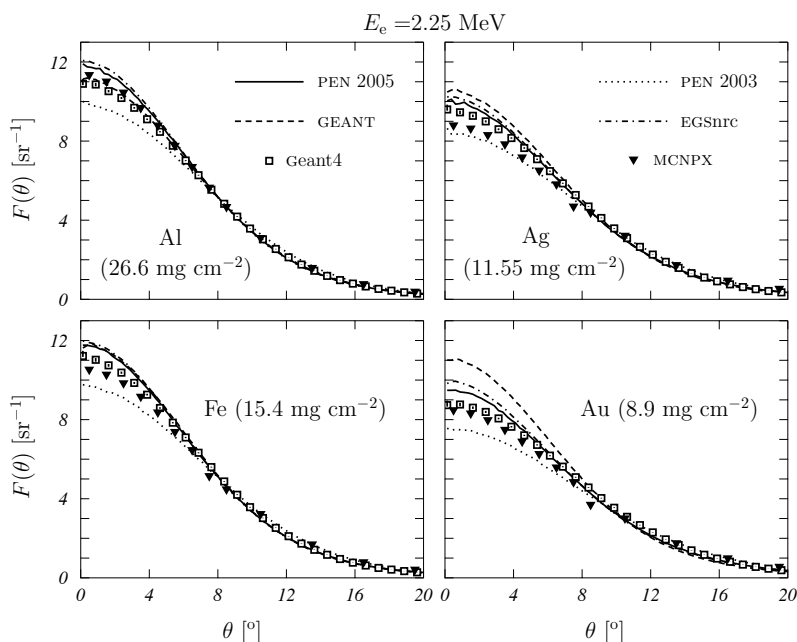


Figura 2.9: Distribuciones angulares obtenidas con los diversos códigos para las láminas de aluminio, hierro, plata y oro del experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41]. Las incertidumbres estadísticas son menores del 2% y no se representan.

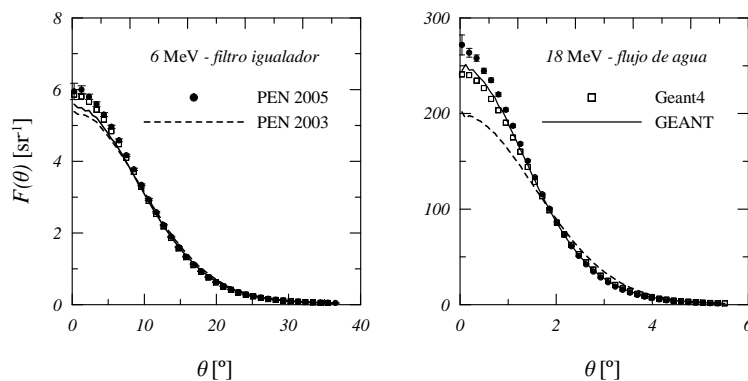


Figura 2.10: Distribuciones angulares obtenidas en la simulación de elementos reales del acelerador Siemens Mevatron KDS con algunos de los códigos empleados. Se muestra el caso de 6 MeV en el filtro igualador (izquierda) y el de 18 MeV en el flujo de agua de la ventana de salida (derecha). Las incertidumbres estadísticas se indican en el caso del cálculo con PENELOPE (v. 2005) (puntos). Las de los otros cálculos son similares y no se muestran.

Este estudio es un paso previo necesario antes de emprender la simulación del cabezal completo de la unidad garantizando que todos y cada uno de estos elementos son correctamente simulados. El estudio nos permitirá, además, abundar en la comparación de códigos y extender las conclusiones de la sección anterior.

Dado que no existen datos experimentales con los que confrontar el resultado de las simulaciones, emplearemos en este caso valores arbitrarios de energía en el rango de uso terapéutico de la unidad Siemens Mevatron KDS: 6, 8, 10, 12, 15 y 18 MeV.

En la figura 2.10 se muestran las distribuciones angulares obtenidas en dos configuraciones distintas que implican elementos reales del acelerador. La figura de la izquierda

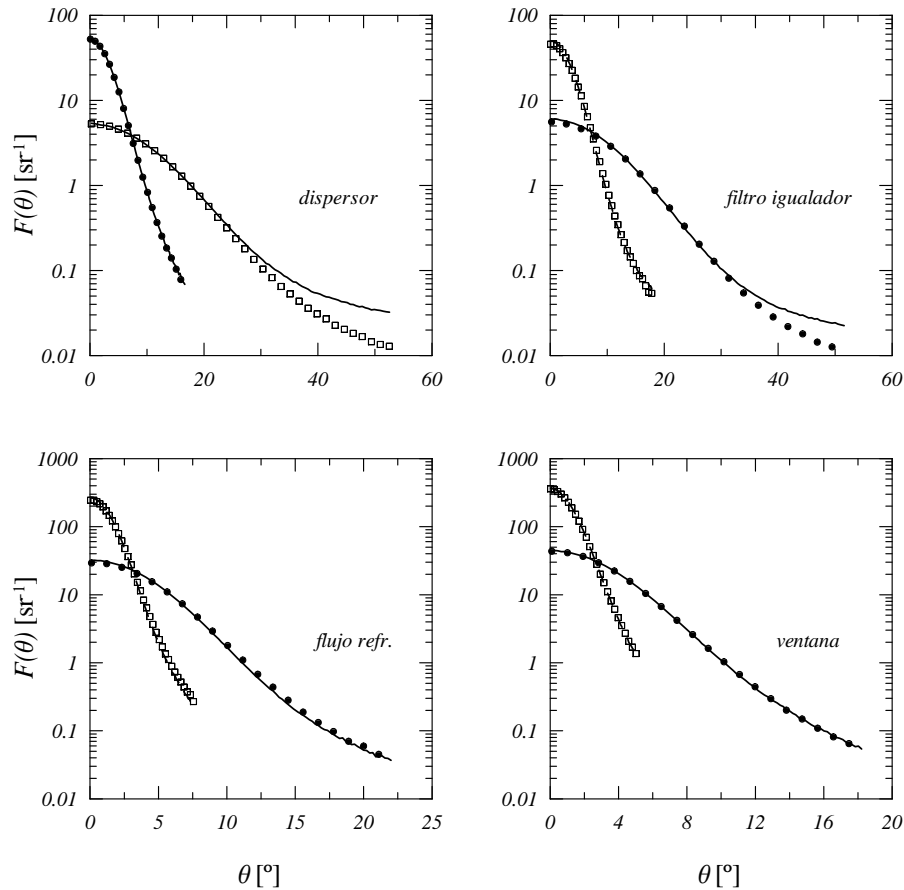


Figura 2.11: Comparación de los códigos GEANT y PENELOPE (v. 2005) en la simulación de los principales elementos del acelerador Siemens Mevatron KDS . Para cada elemento se muestran las simulaciones realizadas con GEANT (símbolos) y PENELOPE (v. 2005) (líneas) para las energías de 6 (puntos y líneas continuas) y 18 MeV (cuadrados y líneas a trazos). Las incertidumbres (1σ) son menores que el tamaño de los símbolos y no se representan.

muestra el caso de electrones de 6 MeV dispersados en el filtro igualador que, recordemos, se trata de una lámina de aluminio de 0.0813 cm de espesor. La figura de la derecha muestra el caso de electrones de 18 MeV dispersados en el flujo de agua de la ventana de salida, que tiene un espesor de 0.0762 cm. En ambos casos se observan diferencias importantes en las distribuciones obtenidas, mayores en el caso de la lámina de agua, lo que coincide con la tendencia observada en la sección anterior de que la diferencia entre los distintos códigos aumenta cuanto menor es la dispersión sufrida por el haz. De nuevo el resultado obtenido con el código PENELOPE (v. 2003) es el que más se aleja.

La figura 2.11 muestra las distribuciones obtenidas para los cuatro elementos que mayor efecto tienen en la dispersión del haz en el cabezal del acelerador: dispersor, filtro igualador, flujo de agua de la ventana de salida y lámina de titanio de la ventana de salida, para las energías de 6 y 18 MeV. Para cada elemento se muestran las distribuciones completas en escala logarítmica obtenidas con GEANT y PENELOPE (v. 2005), lo que permite apreciar todo el rango de valores. Los resultados de GEANT y PENELOPE (v. 2005) coinciden bastante bien y sólo para los dos elementos más gruesos (dispersor para la

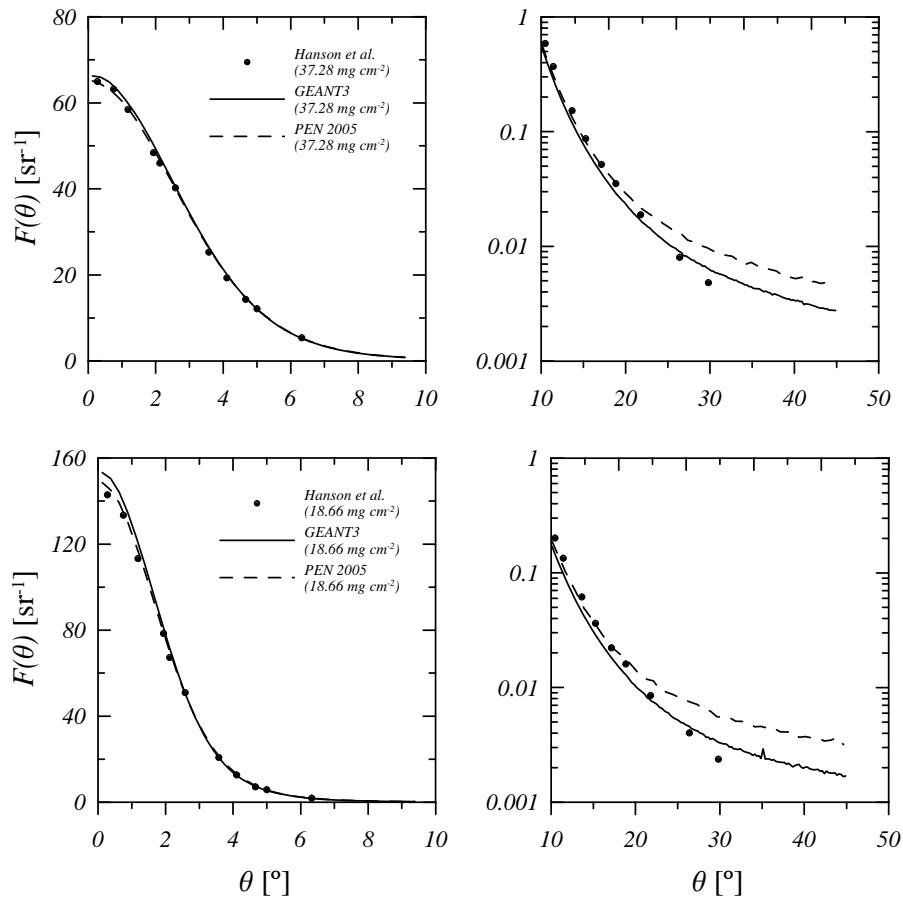


Figura 2.12: Comparación de las distribuciones angulares obtenidas con GEANT (línea continua) y PENELOPE (v. 2005) (línea de trazos) para las láminas de oro del experimento de Hanson y colaboradores [Han51]. Los datos experimentales se han representado con puntos. Arriba, los resultados para la lámina de 37.28 mg cm^{-2} y abajo para la lámina de 18.66 mg cm^{-2} . Se muestra en el panel izquierdo la región de pequeño ángulo en escala lineal y en el panel derecho la región de ángulos grandes en escala logarítmica para destacar las pequeñas diferencias observadas en la cola de la distribución. Las incertidumbres (1σ) son, para ambos códigos, muy pequeñas y, por claridad, no se representan.

energía de 18 MeV y filtro igualador para la energía de 6 MeV) las diferencias en la cola de la distribución son claramente significativas. Esta parte de la distribución está influida por los eventos de dispersión singulares de gran ángulo que no son bien consideradas por los modelos de dispersión múltiple tradicionales, como el de Molière, implementado en GEANT. Pero estas diferencias ocurren en una región donde la intensidad del haz es tan reducida que su influencia en las correspondientes distribuciones de dosis serán despreciables, salvo, quizás, en presencia de heterogeneidades locales severas.

Estas diferencias en la cola de la distribución se observan también en la comparación con algunas distribuciones experimentales. En la figura 2.12 se muestra la comparación detallada de las distribuciones obtenidas con GEANT y PENELOPE (v. 2005) con los datos experimentales para las láminas de oro del experimento de Hanson y colaboradores [Han51]. Se muestra en el panel izquierdo la región de la distribución de pequeño ángulo ($\theta \leq 10^\circ$)

en escala lineal. Las diferencias observadas entre ambos códigos son menores del 2%, si bien PENELOPE (v. 2005) reproduce ligeramente mejor los resultados experimentales (ver la figura 2.6). En el panel derecho se muestra la región correspondiente a ángulos grandes, en escala logarítmica para ver los detalles en la cola de la distribución, donde los valores $F(\theta)$ son muy pequeños. PENELOPE (v. 2005) muestra una cola significativamente mayor que GEANT para los ángulos de dispersión mayores, cola que no muestran los datos experimentales. Cabría argumentar que el experimento de Hanson y colaboradores no es un experimento útil en esa región, pero, en cualquier caso, las diferencias entre ambos códigos nos permite asegurar que GEANT es tan eficaz como PENELOPE (v. 2005) reproduciendo este experimento.

2.6 El experimento de Ross y colaboradores

En un trabajo reciente, Ross y colaboradores [Ros08a] han publicado resultados experimentales sobre dispersión de electrones de 13 y 20 MeV en láminas delgadas de diversos materiales con la intención de proveer a desarrolladores y usuarios de los códigos con datos experimentales frente a los que validar sus simulaciones. El experimento se ha realizado empleando los haces generados en el acelerador lineal Vickers del Ionizing Radiation Standards Group (Institute for National Measurement Standards, National Research Council of Canada). La figura 2.13 muestra un esquema del dispositivo experimental empleado por estos autores.

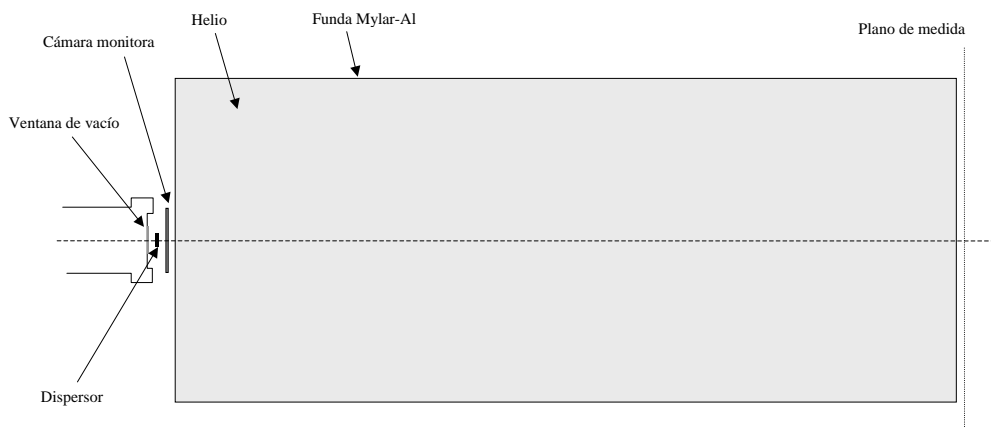


Figura 2.13: Esquema del dispositivo experimental de Ross y colaboradores [Ros08a].

El acelerador empleado suministra haces pulsados de 13 y 20 MeV de energía media y una RMS de 0.4%. Tras recorrer el vacío de la guía aceleradora, el haz de electrones incide, en primer lugar, sobre la ventana de salida, fabricada en una aleación de titanio, aluminio y vanadio (en proporciones 90%, 6% y 4% en peso), con una densidad de 4.42 g/cm³ y un espesor de 0.00412 cm.

El siguiente elemento es la lámina dispersora estudiada, cuyas características se enumeran en las dos primeras columnas de la tabla 2.7. La cara de entrada de la lámina dispersora se sitúa en todos los casos a 28 mm de la ventana de salida, salvo para las láminas de berilio y carbono, para las cuales esta distancia es de 25 mm.

A continuación se dispone una cámara de ionización monitora. La cámara la componen seis láminas idénticas cada una de las cuales está formada por $1.2 \cdot 10^{-2}$ mm de Mylar[©] (densidad 1.4 gm cm^{-3}) y el mismo espesor de tinta conductora (densidad 1.0 gm cm^{-3}). La distancia entre la primera y la última lámina que componen la cámara es de sólo 6 mm y el plano central de la cámara se sitúa a 5 cm de la cara externa de la ventana de salida.

Le sigue un globo cilíndrico de 46 cm de diámetro y 110 cm de longitud. Este globo se encuentra lleno de helio a presión atmosférica y su objetivo es reducir la dispersión del haz en el recorrido que separa la lámina dispersora y el dispositivo de medida. Las caras de salida y entrada de este globo son idénticas y están formadas, cada una de ellas, por la unión de dos capas, una de mylar de $2.5 \cdot 10^{-5}$ mm y otra de aluminio de $2.4 \cdot 10^{-5}$ mm. La distancia de la ventana de salida a la cara de entrada del globo es de 6.5 cm.

El plano de medida se sitúa a 118.2 cm de la cara exterior de la ventana de salida del acelerador. Las medidas se realizaron empleando una cámara de ionización Exradin[©] A16, montada sobre un sistema automático con su eje de desplazamiento ortogonal al eje del haz de radiación.

Los autores miden la distribución transversal de dosis en aire en el plano de medida, $D_{\text{air}}^{\text{exp}}(x)$. Las curvas medidas se encuentran disponibles en [Ros08b]. A partir de estas distribuciones, los autores extraen las distribuciones angulares $\Delta_{\text{air}}^{\text{exp}}(\theta)$ relacionando la posición del detector con el ángulo formado por el eje del haz y la línea que pasa por el centro del detector y el punto en el que el haz emerge en la ventana de salida. Nosotros denominaremos al ángulo característico de esa distribución $\alpha_{1/e}^{\text{exp}}$, para distinguirlo del verdadero ángulo característico $\theta_{1/e}$. Conceptualmente es un error identificar ambas distribuciones pues la correlación ángulo-radio no es perfecta debido a la dispersión múltiple en los elementos interpuestos entre la lámina y el plano de medida. Esta correlación sólo es exacta cuando entre la lámina dispersora y el plano de medida no existe material dispersor adicional. A pesar de ello, nuestras simulaciones confirman también la validez de esta aproximación y podemos por tanto considerar el conjunto de datos experimentales suministrado por estos autores como una referencia obligada para el ensayo de los códigos en la simulación de la dispersión múltiple.

La tabla 2.7 muestra los valores experimentales $\alpha_{1/e}^{\text{exp}}$. Los autores miden también la distribución para el caso sin dispersor adicional, en las que la principal fuente de dispersión es la propia ventana de salida del acelerador.

Ross y colaboradores comparan sus resultados experimentales con simulaciones realizadas con el código EGSnrc empleando los siguientes parámetros: ECUT=AE=0.7 MeV y PCUT=AP=0.01 MeV, el paso máximo SMAXIR= 5, ESTEPE=0.25 y XIMAX=0.5. Para cada lámina han simulado 10^8 historias. El haz simulado no incluye la dispersión espectral ni la divergencia angular de los haces utilizados en el experimento, pero sí tienen en cuenta los autores en sus simulaciones su extensión finita, considerando un haz monodireccional extenso cuya fluencia varía radialmente según una distribución gaussiana con un valor RMS del radio de 1 mm. En estas simulaciones, Ross y colaboradores no determinan directamente la distribución angular o radial de número de partículas en aire, sino la de energía depositada en una fila de vóxeles cúbicos de agua de lado 5 mm. Esta aproximación ha sido validada por los autores mediante simulaciones con EGSnrc. Sobre estas

distribuciones los autores realizan un análisis similar al realizado sobre los resultados experimentales, obteniendo un ángulo característico que nosotros denominaremos $\omega_{1/e}^{\text{EGSnrc}}$ para distinguirlo del valor real $\theta_{1/e}$. La geometría de simulación ha sido ligeramente simplificada respecto a la geometría experimental. La estructura de la cámara monitora ha sido condensada en una única lamina de Mylar con igual espesor total, no se incluye la capa de aluminio de la lámina mixta del globo de helio en las caras de entrada y salida y los filtros se sitúan, en todos los casos, con su cara de entrada a 25 mm de la ventana de salida. El volumen no ocupado por los elementos descritos se considera ocupado por aire en condiciones normales.

La tabla 2.7 muestra los resultados obtenidos por estos autores en sus medidas y simulaciones, y las diferencias entre ambos. La incertidumbre estimada por los autores para los valores $\alpha_{1/e}^{\text{exp}}$ es menor del 1%, pero no indican una estimación de incertidumbres estadísticas para los valores simulados, que consideran despreciable.

material	esp. más. [mg cm ⁻²]	13 MeV			20 MeV		
		$\alpha_{1/e}^{\text{exp}}$ [°]	$\omega_{1/e}^{\text{EGSnrc}}$ [°]	dif. [%]	$\alpha_{1/e}^{\text{exp}}$ [°]	$\omega_{1/e}^{\text{EGSnrc}}$ [°]	dif. [%]
Be	926	8.143	8.093	-0.6	5.238	5.259	0.4
C	546	7.933	7.6	-4.2	5.132	4.975	-3.1
Al	70.1	4.003	3.956	-1.2	2.653	2.606	-1.8
	140	5.268	5.217	-1	3.484	3.434	-1.4
	274	-	-	-	4.777	4.699	-1.6
	414	-	-	-	5.865	5.797	-1.2
Ti alloy	18.2	3.103	3.016	-2.8	2.032	1.983	-2.4
	36.4	3.712	3.621	-2.5	2.452	2.389	-2.5
	54.6	4.261	4.177	-2	2.808	2.747	-2.2
	72.8	4.771	4.668	-2.2	3.14	3.071	-2.2
Cu	43	4.219	4.166	-1.3	2.79	2.742	-1.7
	86.4	5.63	5.579	-0.9	3.714	3.669	-1.2
	129.6	6.861	6.752	-1.6	4.493	4.44	-1.2
	174.5	7.956	7.829	-1.6	5.198	5.143	-1.1
Ta	44.3	5.558	5.463	-1.7	-	-	-
	206.3	-	-	-	7.913	7.836	-1
Au	31.2	4.878	4.789	-1.8	-	-	-
	54.8	6.329	6.17	-2.5	4.127	4.062	-1.6
	93.7	8.243	8.029	-2.6	-	-	-
	109.5	-	-	-	5.881	5.781	-1.7
	164.2	-	-	-	7.278	7.143	-1.9
	219	-	-	-	8.566	8.373	-2.3

Tabla 2.7: Resultados experimentales de Ross y colaboradores [Ros08a].

Nosotros hemos realizado simulaciones del experimento de Ross y colaboradores empleando los códigos GEANT, Geant4 (v. 9.1, patch03) con el paquete adicional electromagnético para baja energía G4EMLOW5.1 y PENELOPE (v. 2006), empleando la misma geometría simplificada con la que Ross y colaboradores realizan sus simulaciones.

En las simulaciones con GEANT hemos utilizado los siguientes valores para las energías de corte y los parámetros: `CUTGAM=CUTELE=DCUTE=10 keV`, `STEMAX=0.1`, `DEEMAX=0.01`, `STEMIN=0.0001` y `EPSIL=0.00001`.

En el caso de PENELOPE (v. 2006) hemos realizado simulaciones mixtas con los parámetros $W_{cc} = W_{cr} = 1$ keV y $C_1 = C_2 = 0.05$, cuyos resultados etiquetamos como PEN_m . También hemos realizado simulaciones detalladas, eligiendo $C_1 = C_2 = W_{cc} = 0$ y $W_{cr} = -10^3$ y cuyos resultados etiquetamos como PEN_d . Las energías de absorción han sido en todos los casos 10 keV, y para s_{max} hemos tomado 1/10 del grosor de cada volumen considerado, como recomienda la referencia [Sal06].

Los valores de los parámetros usados con Geant4 han sido: `dRoverRange = 0.2`, `finalRange = 0.2 mm`, `fr = 0.02`, `fg = 4.0` y `sk = 1.0`. Las energías de corte son diferentes en los distintos materiales pero han sido del orden de 1 keV para fotones y entre 10-30 keV para electrones en todos los medios. No se impone un tamaño máximo de paso.

Para cada simulación hemos obtenido tres distribuciones de interés en el plano de medida. En primer lugar hemos obtenido la distribución angular. El histograma se extiende entre 0 y 10° , con un total de 50 canales. A los valores del ángulo característico obtenidos de estas distribuciones los denotamos $\theta_{1/e}^{MC}$.

Simultáneamente se ha determinado la distribución radial del número de electrones. El histograma se extiende entre 0 y 25 cm, con un total de 50 canales. A los valores del ángulo característico obtenidos de estas distribuciones, aplicando la misma transformación a ángulos que Ross y colaboradores aplican a sus distribuciones, los denotamos $\rho_{1/e}^{MC}$.

Hemos obtenido también para los tres códigos la distribución transversal de energía depositada en celdas cúbicas de aire de lado 0.5 cm. El histograma se extiende desde 0 a 20 cm con un total de 40 canales. Se ha aprovechado la simetría sobre el eje x . Éstas deben ser, a nuestro criterio, las distribuciones más similares a las obtenidas experimentalmente, dado que el tamaño de la celda de acumulación elegida es comparable al del dispositivo detector empleado. El número de historias es en este caso de $1.5 \cdot 10^7$. A los valores del ángulo característico obtenidos de estas distribuciones, aplicando la misma transformación a ángulos que Ross y colaboradores aplican a sus distribuciones, los denotamos $\alpha_{1/e}^{MC}$.

Hemos evaluado la diferencia entre los valores del ángulo característico obtenidos a partir de cada una de estas tres distribuciones. En la tabla 2.8 se muestran los valores medios de los cocientes $\alpha_{1/e}^{MC}/\theta_{1/e}^{MC}$ y $\rho_{1/e}^{MC}/\theta_{1/e}^{MC}$. Los valores entre paréntesis representan la desviación estándar en la última cifra significativa. En la segunda fila se muestran los valores máximo y mínimo de este cociente. Como puede verse los valores del ángulo característico de cada una de estas tres distribuciones difieren significativamente. Estas diferencias son, además, prácticamente independientes del código considerado. Ambas distribuciones, la radial y la de dosis en aire, infravaloran en un 4 y un 3%, respectivamente, el ángulo característico verdadero.

La figura 2.14 muestra el cociente $\alpha_{1/e}^{MC}/\alpha_{1/e}^{exp}$, para todas las láminas incluidas en el experimento. Los cuadrados corresponden a 13 MeV y los círculos a 20 MeV. Las líneas a trazos representan los valores medios de este cociente para cada código. Las incertidumbres de los valores simulados (barras) y del experimento (banda gris) corresponden a 3σ .

	PEN _m	PEN _d	GEANT	Geant4
$\overline{\alpha_{1/e}^{MC}/\theta_{1/e}^{MC}}$	0.974(6)	0.968(8)	0.973(9)	0.97(2)
	[0.96-0.98]	[0.94-0.98]	[0.94-0.99]	[0.92-0.99]
$\overline{\rho_{1/e}^{MC}/\theta_{1/e}^{MC}}$	0.960(5)	0.957(9)	0.96(1)	0.958(9)
	[0.94-0.97]	[0.93-0.97]	[0.92-0.97]	[0.93-0.97]

Tabla 2.8: Valores medios de los cocientes $\alpha_{1/e}^{MC}/\theta_{1/e}^{MC}$ y $\rho_{1/e}^{MC}/\theta_{1/e}^{MC}$. Los valores en la segunda fila de cada cociente representan los valores máximo y mínimo del cociente. Los valores entre paréntesis representan la desviación estándar en la última cifra significativa.

Los resultados se muestran agrupados por materiales con los espesores másicos ordenados por valor creciente de izquierda a derecha. El primer grupo corresponde a la ausencia de dispersor.

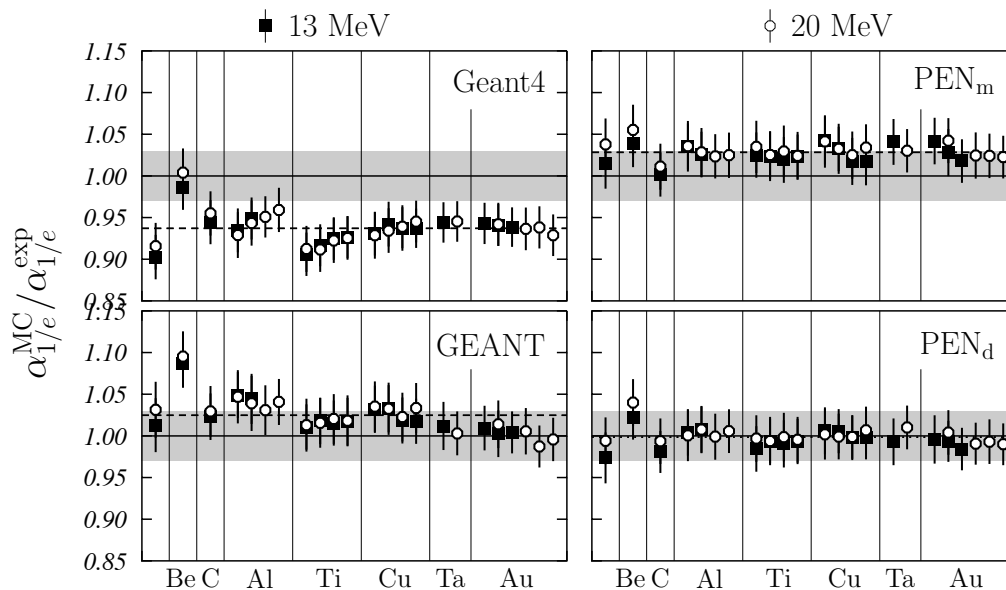


Figura 2.14: Cociente de los valores $\alpha_{1/e}^{MC}$, calculados a partir de las distribuciones angulares de dosis en aire resultantes de nuestras simulaciones, y los valores $\alpha_{1/e}^{exp}$ publicados por Ross y colaboradores. Los cuadrados corresponden a 13 MeV y los círculos a 20 MeV. Las líneas a trazos representan los valores medios de este cociente para cada código. Las incertidumbres de los valores simulados (barras) y del experimento (banda gris) corresponden a 3σ . Los resultados se muestran agrupados por materiales con los espesores másicos ordenados por valor creciente de izquierda a derecha. El primer grupo corresponde a la ausencia de dispersor.

En primer lugar es de destacar que, para todos los códigos, los resultados no dependen de la energía del haz, y que, en general, el acuerdo es aceptable para todos los códigos, si bien para Geant4 las diferencias son notablemente mayores.

Para las simulaciones detalladas, PEN_d, el acuerdo es excelente e independiente del material y espesor de la lámina dispersora, excepto para el caso del berilio (ambas energías) y el caso sin dispersor con la energía de 13 MeV.

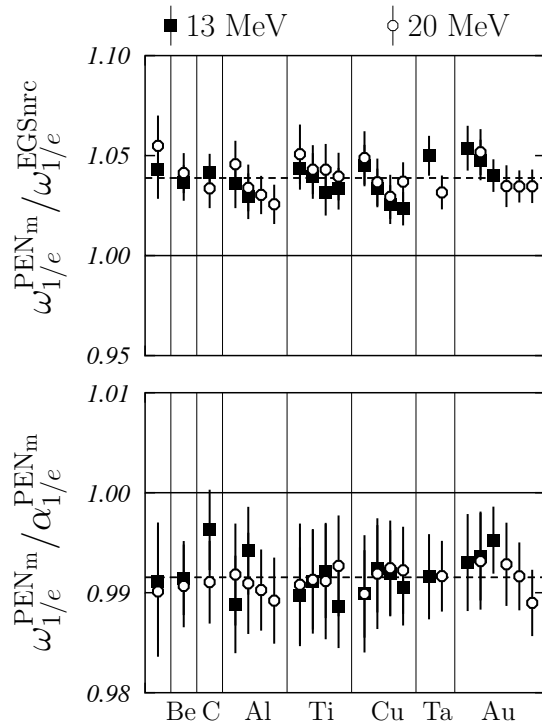


Figura 2.15: Cocientes $\omega_{1/e}^{\text{PEN}_m} / \omega_{1/e}^{\text{EGSnrc}}$ (panel superior) y $\omega_{1/e}^{\text{PEN}_m} / \alpha_{1/e}^{\text{PEN}_m}$ (panel inferior). Las líneas a trazos representan, en cada caso, el valor medio.

Para las simulaciones mixtas con PENELOPE (v. 2006) los resultados son sistemáticamente mayores (un 2.8% en promedio) que los valores experimentales, pero de nuevo el resultado no parece depender significativamente del material o grosor de la lámina.

GEANT muestra, en promedio, una desviación similar a PEN_m , pero en este caso el resultado depende del material considerado. La coincidencia con el experimento es muy buena para el oro, el tántalo y el titanio, y ligeramente peor para el aluminio y el carbono. Para el berilio se observa una diferencia muy significativa ($\sim 10\%$) respecto al experimento. El hecho de que para las energías consideradas los resultados de GEANT son peores en elementos dispersores de bajo número atómico ya se ha mostrado en secciones anteriores.

El código Geant4, en cambio, muestra un comportamiento muy diferente al resto de códigos. Sólo para el berilio la coincidencia es buena, para ambas energías. Pero en promedio, las distribuciones obtenidas con este código resultan un 5% más estrechas que las experimentales.

Para todos los códigos, la lámina de berilio muestra un comportamiento distinto al resto de láminas. Hemos reanalizado los datos experimentales y hemos obtenido valores de $\alpha_{1/e}^{\text{exp}}$ que son un 2% (para 13 MeV) y un 1% (para 20 MeV) mayores que los publicados por Ross y colaboradores. Si comparamos nuestras simulaciones con los resultados de este reanálisis el cociente para el caso de berilio toma valores algo más próximos a los del resto de láminas y, salvo para Geant4, la coincidencia entre simulación y experimento mejora.

Para valorar la diferencia entre las distribuciones de dosis en aire y en agua hemos realizado simulaciones seguras con PENELOPE (v. 2006) idénticas a las realizadas por Ross y colaboradores. El panel inferior de la figura 2.15 muestra el cociente $\omega_{1/e}^{\text{PEN}_m}/\alpha_{1/e}^{\text{PEN}_m}$ y el panel inferior el cociente $\omega_{1/e}^{\text{PEN}_m}/\omega_{1/e}^{\text{EGSnrc}}$. Como puede verse, las distribuciones en agua infravaloran la dispersión angular en aproximadamente un 1%. Si asumimos un comportamiento similar para el código EGSnrc, y tenemos en cuenta que las simulaciones de Ross y colaboradores producen ángulos de dispersión que en promedio son un 1.8% menores que los experimentales, concluimos que si estos autores hubieran obtenido sus valores a partir de las distribuciones de dosis en aire, su acuerdo con el experimento habría mejorado hasta una diferencia media de sólo un 0.9%.

2.7 Sumario

Hemos demostrado en este capítulo que en el tratamiento de la dispersión elástica múltiple existen diferencias importantes entre los códigos de uso más extendido y que estas diferencias se trasladan a las distribuciones angulares resultantes de la dispersión en láminas delgadas. Estas diferencias deben sorprendernos, dado que las geometrías simuladas son elementales y suponen, a nuestro entender, una prueba básica en la comprobación de cualquier código, máxime cuando se dispone de resultados experimentales que pueden emplearse como referencia. Que este problema mantiene su interés lo demuestran los recientes experimentos realizados sobre la dispersión en láminas delgadas [Ros08a], que deben ser considerados, en adelante, una referencia esencial para la verificación de los códigos de simulación.

Hemos demostrado también que el código GEANT es tan capaz como el resto de reproducir correctamente estas distribuciones angulares, al menos para los valores pequeños del ángulo θ , donde se concentra el mayor número de electrones.

Algunos autores (ver, p. ej. [And93]) han argumentado que muchos de los modelos de dispersión implementados en algunos códigos de simulación fracasan para valores grandes del ángulo θ , en donde los eventos de dispersión única, que no son incluidos en estos modelos, dominan la distribución.

En la figura 2.16 se muestra la comparación entre los resultados de GEANT y PENELOPE (v. 2005) para las láminas de aluminio, hierro, cobre, molibdeno, tántalo y plomo del experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41]. La comparación se realiza en escala logarítmica para destacar las diferencias en los valores mayores del ángulo θ . Incluso para los elementos de más alto número atómico, las diferencias en las colas de las distribuciones, aunque son significativas y de valor relativo elevado, implican diferencias absolutas muy pequeñas, especialmente cuando consideramos el valor máximo de la distribución, $F(0)$.

A la vista de estos resultados, podemos concluir que GEANT reproduce, de forma suficientemente fidedigna, las distribuciones angulares generadas por la dispersión elástica en láminas de reducido espesor másico en el rango de energías utilizado en radioterapia y para un rango muy amplio de números atómicos, incluso en la región de ángulos grandes.

Pero todos los casos estudiados corresponden a láminas de materiales de densidad considerable. En estas circunstancias, la distribución espacial del haz tras cada lámina

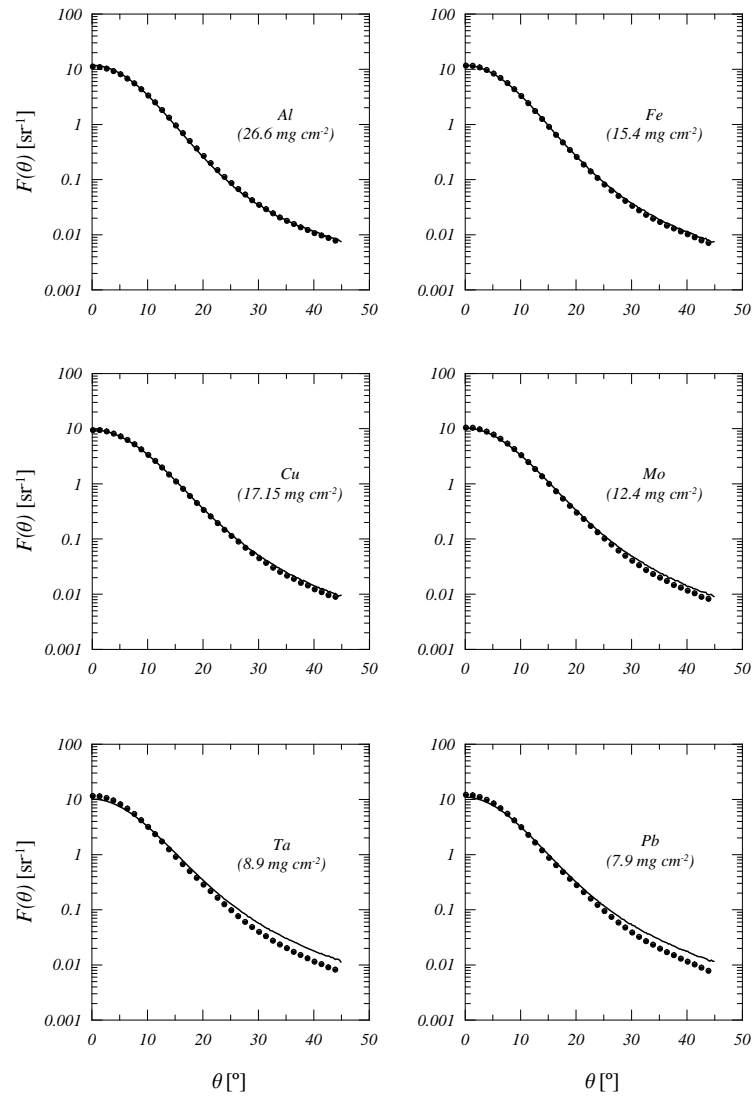


Figura 2.16: Comparación de las distribuciones angulares obtenidas con GEANT (puntos) y PENELOPE (v. 2005) (líneas) para algunas de las láminas del experimento de Kultchinsky y Latishev [Kul41]. Las incertidumbres (1σ) son, para ambos códigos, menores que el tamaño del símbolo empleado y no se representan.

vendrá condicionada principalmente por la distribución angular a la salida de la misma, dado que los desplazamientos laterales asociados a la dispersión en el interior de la lámina serán despreciables debido a su reducido espesor. De esta forma, los detalles del método de transporte no tendrán una influencia significativa, siempre y cuando el modelo de dispersión genere distribuciones angulares correctas.

Capítulo 3

Dispersión en aire

En la mayoría de situaciones clínicas, el paciente se sitúa de forma que la superficie de entrada del haz se encuentra a 100 cm de la fuente nominal, que convencionalmente ubicamos en la cara exterior de la ventana de salida. El trayecto de las partículas hasta alcanzar al paciente se realiza en su mayor parte en el aire ambiental, pues los elementos sólidos interpuestos son extremadamente delgados, no llegando a totalizar más de 0.2 cm. A pesar de su muy baja densidad, ese espesor de aire, de aproximadamente 100cm, provoca una dispersión angular comparable a la de algunos de los elementos sólidos interpuestos y su contribución debe ser estudiada en detalle. Dado que, a efectos de transporte, los elementos sólidos dividen el volumen de aire en espesores de distinto tamaño, será necesario que este estudio se extienda a láminas de distinto espesor. En el estudio de la dispersión en aire deberemos incluir la distribución radial resultante y el desplazamiento lateral de los electrones dispersados pues, en este caso, a diferencia de lo que ocurría en el caso de las láminas delgadas de materiales densos, esta distribución radial no puede derivarse directamente del ángulo de dispersión, dado que el conjunto de interacciones que da lugar a la distribución angular final se produce a lo largo de una trayectoria de longitud considerable. Como se comentó en la sección 1.3.2, en una simulación condensada, la distribución radial resultante después de atravesar un cierto espesor de material depende críticamente del número de vértices de dispersión que ocurran en la trayectoria. Un número excesivo de vértices enlentecerá la simulación y podría incluso violar la condición de aplicación de los modelos estadísticos de dispersión múltiple, a saber, que cada paso incluya un número suficiente de eventos de interacción microscópica. En el otro extremo, un número excesivamente pequeño no producirá la distribución radial correcta, aunque sí reproduzca correctamente la distribución angular. Es necesario estudiar, en función del espesor de aire, el número de interacciones necesario para reproducir la distribución radial y el efecto que ese número de interacciones tendrá en la distribución angular resultante. Como quiera que no disponemos de datos experimentales de dispersión en aire, tendremos que interpretar los resultados obtenidos a la luz de las comparaciones realizadas en el capítulo anterior.

Parte del contenido de este capítulo ha sido publicado en [Vil07b] [Vil08a] y [Vil08b].

3.1 Simulaciones en láminas de aire

Las simulaciones que analizamos en este capítulo han sido realizadas con una configuración geométrica simple. Sobre una lámina de aire de sección cuadrada y de espesor t , situada en el vacío, incide ortogonalmente un haz de sección puntual y monodireccional, procedente de una fuente situada en el vacío exterior a la lámina. La distancia a la que situamos esta fuente no tiene, obviamente, ninguna influencia en las simulaciones. La dirección inicial del haz define el eje Z del sistema de coordenadas. Los grosores de aire considerados han sido $t = 10, 30, 60$ y 100 cm y las energías iniciales del haz $E = 6, 12$ y 18 MeV. Las dos dimensiones transversales de la lámina de aire son de 50 cm, suficiente para abarcar la extensión radial máxima del haz a la salida de la lámina.

En la cara de la lámina opuesta a la de entrada del haz se han determinado, para cada electrón primario o secundario, la distancia r al eje de incidencia Z , y el ángulo polar de salida θ , medido respecto a ese mismo eje. Para cada una de estas variables obtenemos un histograma que denominamos $P(r)$ y $F(\theta)$ respectivamente. Ambos histogramas han sido normalizados, $F(\theta)$ al valor de ángulo sólido de cada intervalo, y $P(r)$ a la superficie asociada a cada intervalo. Ambas distribuciones son aproximadamente gaussianas, al menos en la región de valores pequeños de θ y r , y pueden ser ajustadas a las expresiones:

$$F^\alpha(\theta) = F^\alpha(0) \exp \left[-\frac{\theta^2}{(\theta_{1/e}^\alpha)^2} \right], \quad (3.1)$$

$$P^\alpha(r) = P^\alpha(0) \exp \left[-\frac{r^2}{(r_{1/e}^\alpha)^2} \right], \quad (3.2)$$

donde, al igual que en el capítulo anterior, $\theta_{1/e}^\alpha$ y $r_{1/e}^\alpha$ representan, respectivamente, los valores de ángulo y radio para los cuales las distribuciones angular y radial se reducen en un factor e respecto al valor de la distribución en el origen, $F(0)$ y $P(0)$. El superíndice α indica el código Monte Carlo considerado: GEANT, Geant4, EGSnrc, PENELOPE (v. 2003) y PENELOPE (v. 2005).

En algunas comparaciones hemos utilizado como referencia el código PENELOPE (v. 2005), y en estos casos las variables comparadas han sido los cocientes:

$$\theta_{\text{ref}}^\alpha = \theta_{1/e}^\alpha / \theta_{1/e}^{\text{PEN.05}} \quad (3.3)$$

y

$$r_{\text{ref}}^\alpha = r_{1/e}^\alpha / r_{1/e}^{\text{PEN.05}} \quad (3.4)$$

Todos los histogramas, que se han construido con 100 intervalos, se extienden desde 0 hasta un valor máximo que se ha determinado, para cada combinación de energía y espesor de la lámina, mediante las siguientes expresiones:

$$\theta_{\text{max}} = 15 \left(\frac{18}{E} \right) \left(\frac{t}{200} \right)^{0.61}, \quad (3.5)$$

$$r_{\text{max}} = 24 \left(\frac{18}{E} \right) \left(\frac{t}{200} \right)^{1.61}, \quad (3.6)$$

donde la energía E está expresada en MeV y el espesor de la lámina de aire, t , en cm. Usando estas expresiones para definir la extensión de los histogramas aseguramos que la región representativa de los mismos, es decir, aquélla que empleamos para realizar los ajustes gaussianos, abarque en todos los casos un mismo número de intervalos y que sobre cada uno de estos incida, en todos los casos simulados, un número similar de partículas, lo que nos asegura una incertidumbre del mismo orden.

Hemos repetido algunas de estas simulaciones colocando tras la lámina de aire un maniquí de agua de igual sección transversal. En este maniquí se han determinado las distribuciones de dosis en profundidad, $D(z)$, empleando los valores de dosis absorbida en celdas de acumulación de forma cilíndrica, de radio 1 cm y altura 1 mm, centradas en el eje Z, con la finalidad de determinar el efecto que las diferencias de dispersión en aire producen en esta magnitud, la cual está más relacionada con la práctica clínica a la que estos haces se destinan.

La incertidumbre estadística del valor acumulado en cada intervalo se calcula como se indicó en la sección 1.3.1.

3.1.1 Parámetros de simulación

GEANT

Como se demostró en el capítulo anterior, el modelo de dispersión múltiple implementado en la versión 3.2 del código es capaz de reproducir de forma adecuada las distribuciones angulares resultantes de la dispersión en láminas delgadas de materiales densos. Los modelos estadísticos utilizados para deducir la distribución angular resultante de las muchas interacciones reales agrupadas en cada paso de simulación funcionan adecuadamente incluso en situaciones extremas, como son los casos estudiados en el capítulo anterior.

El modelo implementado en GEANT tiene en cuenta, también, el incremento de recorrido derivado de la dispersión a lo largo del paso para el cálculo de la pérdida de energía. Pero, como se explicó en el capítulo 1, no incorpora de ninguna manera la desviación transversal respecto a la dirección inicial del electrón, resultante de los eventos de interacción condensados en el paso. Esto puede afectar de forma dramática a la forma de la distribución radial resultante cuando el número de vértices considerado es pequeño. Pero el cambio en la dirección de desplazamiento producido en cada paso genera, en el recorrido del siguiente paso, un desplazamiento transversal consecuente, como se muestra en la figura 1.15. Cuando el número de vértices aumenta, el efecto combinado de todos estos desplazamientos consecuentes puede generar una distribución radial adecuada, si bien esto dependerá de que la distribución angular generada en cada paso sea a su vez correcta.

En GEANT el parámetro **STEMAX** que, recordemos, controla el número mínimo de vértices, pues define la longitud máxima, expresada en centímetros, que un electrón recorrerá entre dos vértices consecutivos, va a tener un papel clave en los resultados obtenidos con este código.

Cuando en la simulación de las láminas de aire seleccionamos el modo automático para la elección de los parámetros de transporte, los electrones atraviesan, sin interactuar,

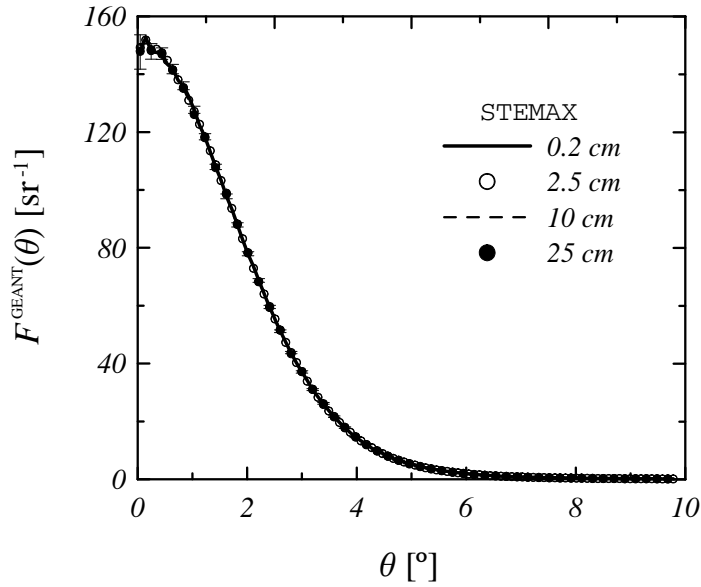


Figura 3.1: Distribuciones angulares para un haz de electrones de 18 MeV tras 1 m de aire, para distintos valores del parámetro **STEMAX**. Las distribuciones son indistinguibles dentro de la incertidumbre de los resultados.

toda la lámina, produciendo en la cara de salida una distribución angular correcta. Esta estrategia puede ser adecuada en la simulación de láminas muy delgadas y de materiales densos, como las estudiadas en el capítulo anterior, en las que el desplazamiento transversal en el seno de la lámina es realmente despreciable, pero no en láminas de aire o de otros medios de muy baja densidad y espesores lineales grandes. En estos, la distancia recorrida en el medio es muy grande y también lo son, en consecuencia, los desplazamientos transversales. Tendremos entonces que seleccionar un valor adecuado de **STEMAX** que sea suficientemente grande para asegurar la validez, en cada paso, de la aproximación implícita en el modelo de dispersión, y suficientemente pequeño para permitir reproducir las distribuciones radiales como resultado de los desplazamientos incorporados por cada paso.

Para investigar cuál es el valor adecuado de **STEMAX** hemos realizado la simulación de todas las combinaciones de energía y espesor de la lámina de aire, seleccionando distintos valores del parámetro, elegidos de forma que aseguremos, en cada caso, un número de vértices mínimo igual a 4, 10, 20, 40, 80, 100, 250 y 500. En todas las simulaciones con **GEANT** hemos utilizado los siguientes valores de los parámetros de transporte: **STMIN** = 0.0001, **DEEMAX** = 0.01, **EPSIL** = 0.00001 y energía de corte de 10 keV para fotones y electrones. Hemos verificado que cambios en estos parámetros no introducen variaciones significativas.

La figura 3.1 muestra, a modo de ejemplo, las distribuciones angulares obtenidas, para el caso de 18 MeV y 1 m de aire para cuatro valores de **STEMAX**, 0.2, 2.5, 10 y 25 cm, lo que equivale, respectivamente, a 500, 40, 10 y 4 interacciones, al menos, en la lámina. Como puede verse, las diferencias no son significativas y se encuentran dentro de la incertidumbre estadística de los resultados.

La figura 3.2 muestra la variación del cociente $\theta_{\text{ref}}^{\text{GEANT}}$ cuando varía **STEMAX**. Se representan, para cada valor de **STEMAX**, los resultados de todas las combinaciones de energía

y espesor simuladas (12 valores). Como se observa, el valor $\theta_{\text{ref}}^{\text{GEANT}}$ se desvía de la unidad menos del 3% para todos los casos simulados y para todos los valores de STEMAX/t excepto para el caso de 18 MeV en la lámina de 10 cm de aire, para el cual las diferencias se sitúan en el 6%, produciendo distribuciones más estrechas. Para este caso, la lámina es demasiado estrecha para la energía considerada. El número de eventos es muy reducido, de forma que ni considerando un solo paso conseguimos que la teoría de Molière dé resultados adecuados. En el caso de láminas más anchas, para algunos valores de STEMAX , la longitud del paso será igual o menor a 10 cm, pero, en este caso, la mezcla estadística de los sucesivos pasos compensa la deficiencia. En cualquier caso, los resultados son en cierta medida paradójicos.

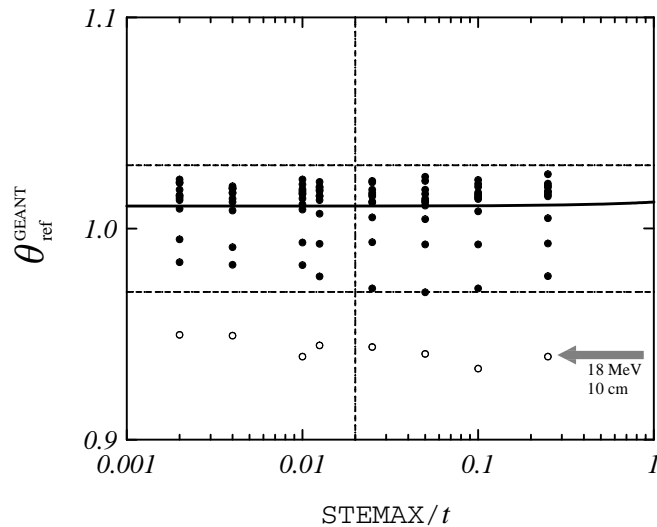


Figura 3.2: Variación de $\theta_{\text{ref}}^{\text{GEANT}}$ con el parámetro STEMAX .

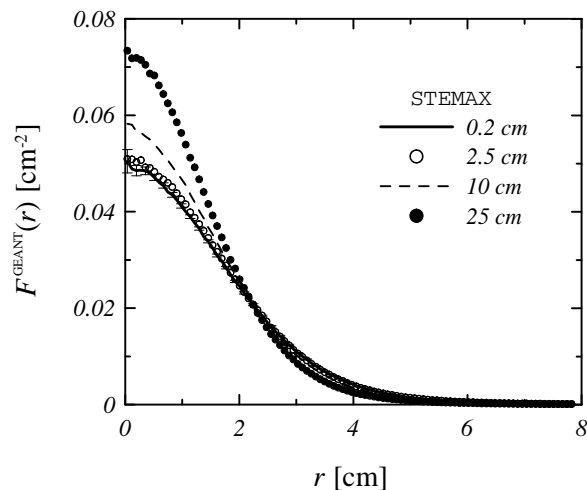


Figura 3.3: Distribuciones radiales para un haz de electrones de 18 MeV tras atravesar 1 m de aire para distintos valores del parámetro STEMAX .

La figura 3.3 muestra la variación de la distribución radial al cambiar STEMAX para el mismo caso de la figura 3.1. En esta figura resulta evidente la importante influencia que el valor de este parámetro tiene en la distribución radial. Como cabía esperar, a medida

que aumenta el valor de **STEMAX** (menor número de vértices) las distribuciones radiales se van estrechando.

La razón de este diferente comportamiento se encuentra en la forma en que el código genera ambas distribuciones. La distribución angular es calculada directamente aplicando el modelo de dispersión, que tiene en cuenta la energía inicial del electrón y las características del material, su densidad, su composición y su espesor, medido en la dirección inicial del electrón. El modelo genera la distribución angular correcta en cualquier caso, siempre que se garantice que el espesor de material recorrido en el paso sea suficiente para permitir la aplicación del modelo estadístico implementado, lo que significa un espesor tal que un electrón real sufra al menos 20 interacciones reales.

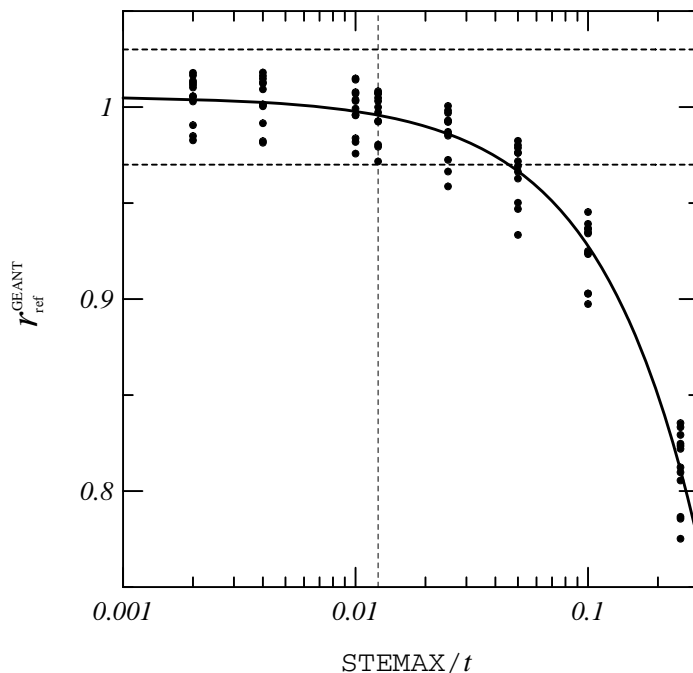


Figura 3.4: Variación de $r_{\text{ref}}^{\text{GEANT}}$ con el parámetro **STEMAX** .

No ocurre lo mismo para la distribución radial. Como se explicó en 1.3.2, este código no determina, en cada paso de simulación, el desplazamiento lateral según una distribución lateral esperada. De esta forma, cuando se elige un valor de **STEMAX** tal que el electrón recorre el material en un único paso, todos los electrones emergen en un mismo punto, correspondiente a la proyección de su dirección inicial. En este código sólo existe un modo de reproducir la distribución radial resultante de la dispersión, y esta es forzando un número de pasos suficiente para que su dirección de desplazamiento se recalcula a cada paso. El cambio de dirección, que por supuesto se sortea aleatoriamente tras cada paso sobre la distribución angular correspondiente, será distinto para cada electrón. En el paso siguiente, los electrones recorren trayectorias rectilíneas distintas, de forma que al finalizar el paso, cada electrón alcanza una posición distinta, reproduciendo, al menos parcialmente, la distribución radial. Aumentando el número de pasos contribuimos a reproducir el fenómeno real, con la única limitación de asegurar que, en cada paso, la distribución angular sea correctamente calculada.

Tendremos entonces que seleccionar el valor mínimo del parámetro para el cual la distribución radial ha alcanzado una forma estable de forma que una reducción adicional

del parámetro no mejora sustancialmente el resultado obtenido y, a la vez, nos garantice que no superaremos el valor mínimo que permite la aplicación del modelo de dispersión empleado.

La figura 3.4 muestra la variación del cociente $r_{\text{ref}}^{\text{GEANT}}$ cuando varía **STEMAX**. Se representan, para cada valor de **STEMAX**/ t , los resultados de todas las combinaciones de energía y espesor simuladas (12 valores). Como se observa, el valor $r_{\text{ref}}^{\text{GEANT}}$ se desvía de la unidad menos del 3% para todos los casos simulados, si el cociente **STEMAX**/ t es menor de 0.125, lo que significa un número de pasos en el medio mayor de 80.

Todos los resultados de GEANT que se muestran en adelante han sido obtenidos seleccionando **STEMAX** de acuerdo a este criterio.

Geant4

El modelo de dispersión implementado en Geant4, desarrollado por Urbán [Urb02], muestrea en cada vértice, tanto el ángulo de salida como el desplazamiento transversal del paso a partir de distribuciones ajustadas para reproducir los dos primeros momentos de las distribuciones de la teoría de Lewis.

En las simulaciones realizadas con este código hemos mantenido los valores por defecto de los parámetros de transporte: **dRoverRange**=0.2, **finalRange**=0.2 mm, **fr**=0.02 y no hemos fijado un valor máximo en el tamaño del paso. Se han realizado simulaciones que confirman que otros valores no introducen diferencias significativas.

En la simulación de láminas de aire, existe un parámetro, **fg**, que tiene un papel importante. Este parámetro previene que una partícula atraviese un volumen determinado en un solo paso. Al entrar en un nuevo volumen, la longitud del paso es limitada por el valor $d_{\text{geom}}/\mathbf{fg}$, donde d_{geom} es la distancia a la siguiente frontera en la dirección de movimiento. Sin embargo, la longitud del primer paso de cada historia está limitada a $2d_{\text{geom}}/\mathbf{fg}$. En la versión 8.2, el valor por defecto de **fg** es 2.5. Este valor produce un artefacto en la distribución radial que es visible en algunas de las simulaciones realizadas. La figura 3.5 muestra la distribución radial obtenida con la versión 8.2 y el valor por defecto de **fg** para el caso de electrones de 6 MeV incidiendo en una lámina de 10 cm (puntos), en la que el artefacto es claramente visible en torno a 0.23 cm. En la misma figura se muestra también el resultado obtenido con la versión 8.0 (cuadrados), en la que el valor por defecto de **fg** es 4 y el obtenido con la versión 8.2 (círculos) con ese mismo valor de **fg**. En ninguna de estas dos distribuciones aparece el artefacto. Dado que las simulaciones se han realizado con la versión 8.2, pues en esta se introdujeron mejoras significativas del modelo de dispersión y se corrigieron errores de versiones anteriores, hemos tenido que forzar el valor de **fg**=4. Debe destacarse aquí que las distribuciones obtenidas con ambas versiones muestran diferencias significativas, incluso cuando se usa el mismo valor de **fg**.

EGSnrc

En las simulaciones con EGSnrc hemos utilizado el algoritmo de transporte PRESTA-II [Kaw03] y en todos los casos hemos utilizado los valores por defecto de los parámetros de

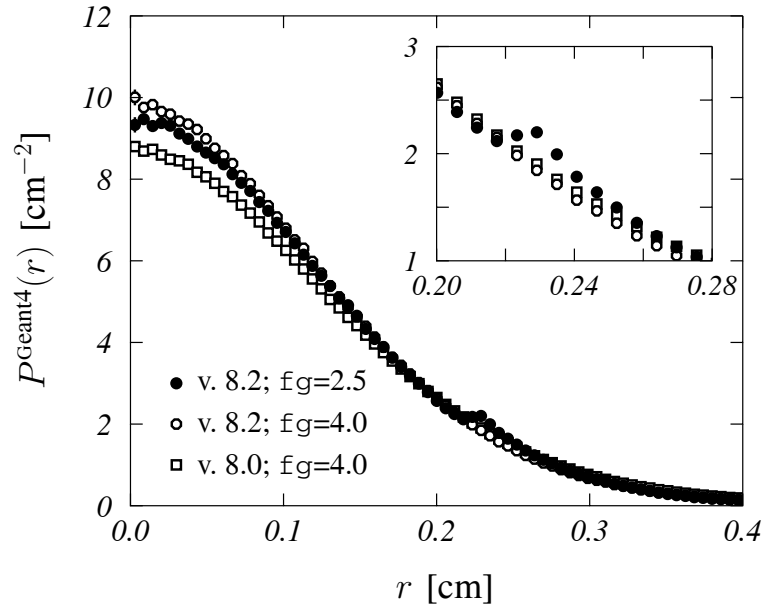


Figura 3.5: Distribuciones radiales obtenidas con las versiones 8.2 ($fg=2.5$ y 4.0) y 8.0 ($fg=4.0$) para el caso de electrones de 6 MeV incidiendo en una lámina de 10 cm.

transporte: ESTEPE=0.25, ESTEPR=1.0 y XIMAX=0.5. Para fotones y electrones, la energía de corte elegida ha sido de 10 keV.

El modelo de dispersión múltiple, desarrollado por Kawrakow y Bielajew [Kaw98, Kaw00], reproduce los dos primeros momentos de la distribución espacial de la teoría de Lewis y evita la mayoría de problemas asociados a la aplicación de la teoría de Molière.

PENELOPE

Hemos realizado simulaciones con las versiones 2003 y 2005 del código PENELOPE. En ambas versiones, el desplazamiento transversal es incluido en cada paso mediante el método de *random hinge* [Fer93].

Todas las simulaciones se han realizado en modo detallado: $C_1 = C_2 = W_{cc} = 0$, $W_{cr} = -1000$. Las energías de absorción elegidas han sido de 100 eV para fotones y electrones. Para la simulación en el maniquí de agua se seleccionó el modo mixto con $C_1 = C_2 = 0.05$, $W_{cc} = 5000$, $W_{cr} = 1000$ y energías de absorción de 10 keV para fotones y 100 keV para electrones. En todas las simulaciones $s_{max} = t/20$, como se recomienda en [Sal03].

3.2 Resultados

3.2.1 Distribuciones angulares

Analizamos en primer lugar las diferencias en la distribución angular. En la figura 3.6 se muestran los valores θ_{ref}^α obtenidos con los códigos PENELOPE (v. 2003) (a), EGSnrc

(b), Geant4 (c) and GEANT (d), en función de $\theta_{1/e}^{\text{PEN}_05}$. Los símbolos utilizados representan las distintas energías: 6 MeV (cuadrados blancos), 12 MeV (círculos blancos) y 18 MeV (círculos negros). Para cada energía, los cuatro puntos corresponden a los cuatro grosores de la lámina de aire estudiados, los cuales aumentan con $\theta_{1/e}^{\text{PEN}_05}$. Las líneas corresponden a los ajustes lineales realizados para cada código sobre el conjunto de valores.

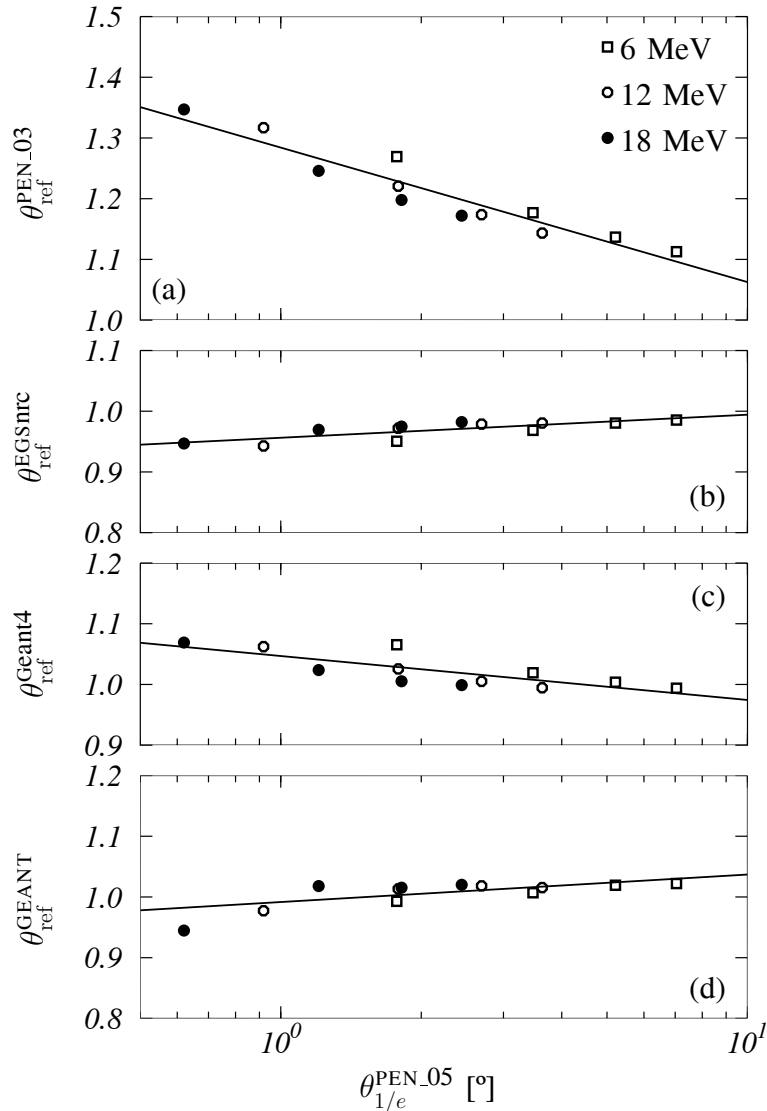


Figura 3.6: Valores $\theta_{\text{ref}}^{\alpha}$ para todos los códigos empleados, en función de $\theta_{1/e}^{\text{PEN}_05}$. La forma de los símbolos representa la energía del haz: 6 MeV (cuadrados), 12 MeV (círculos) y 18 MeV (puntos). Los puntos correspondientes a valores mayores de $\theta_{1/e}^{\text{PEN}_05}$ corresponden a espesores mayores, de izquierda a derecha: 10, 30, 60 y 100 cm. Las rectas corresponden a regresiones lineales de los resultados obtenidos con cada código.

Lo primero que debemos destacar es la convergencia de todos los códigos para valores grandes de $\theta_{1/e}^{\text{PEN}_05}$, es decir, para bajas energías y láminas más gruesas.

Como era de esperar tras los resultados obtenidos en el capítulo anterior, las mayores diferencias respecto a PENELOPE (v. 2005) son las obtenidas con el código PENELOPE

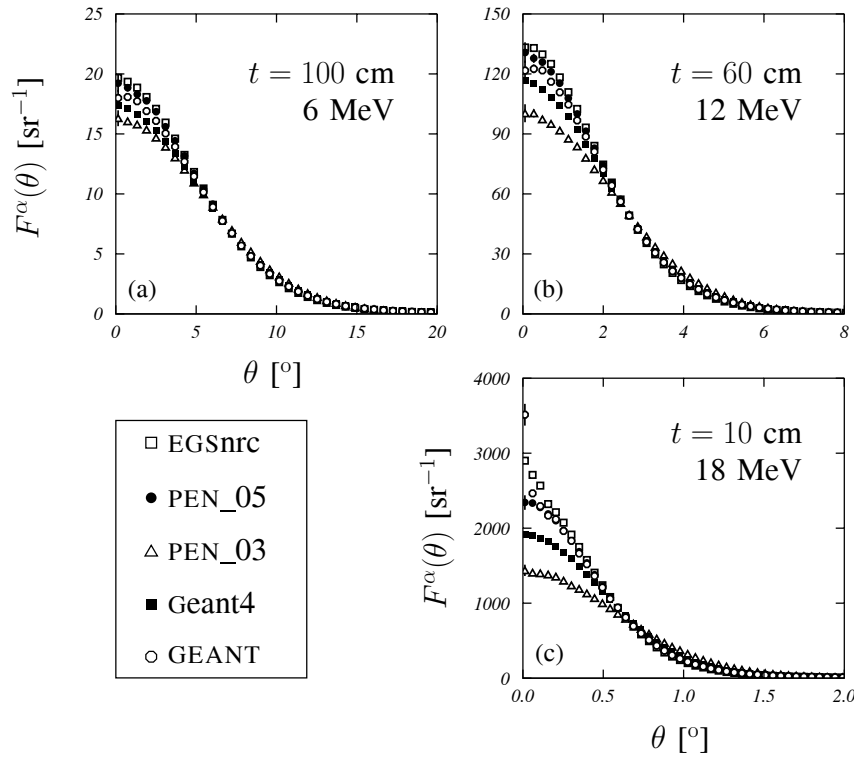


Figura 3.7: Distribuciones angulares obtenidas con todos los códigos en tres combinaciones particulares de energía y espesor de la lámina de aire: $E = 6$ MeV y $t = 100$ cm (a), $E = 12$ MeV y $t = 60$ cm (b) y $E = 18$ MeV and $t = 10$ cm (c).

(v. 2003), con valores de $\theta_{\text{ref}}^{\text{PEN}_03}$ entre 1.35 y 1.11, decreciendo la diferencia al aumentar el valor de $\theta_{1/e}^{\text{PEN}_05}$. Para el resto de códigos, los intervalos son más estrechos y próximos a la unidad: $[0.94, 0.99]$ para EGSnrc, $[1.00, 1.07]$ para Geant4 y $[0.94, 1.02]$ para GEANT.

La figura 3.7 muestra las distribuciones obtenidas con los cuatro códigos estudiados en tres casos: $E = 6$ MeV y $t = 100$ cm (panel (a)), $E = 12$ MeV y $t = 60$ cm (panel (b)) y $E = 18$ MeV and $t = 10$ cm (panel (c)). Estos resultados ilustran las dos situaciones extremas (menor energía y mayor grosor, mayor energía y menor grosor) y un caso intermedio. Como puede verse, las distribuciones se separan significativamente en la región de pequeños ángulos. La dispersión de los valores $F(0)$ es del 16% para $E = 6$ MeV y $t = 100$ cm, 26% para $E = 12$ MeV y $t = 60$ cm y 36% para $E = 18$ MeV y $t = 10$ cm.

GEANT muestra un artefacto significativo en el primer intervalo de la distribución mostrada en el panel (c), para $E = 18$ MeV y $t = 10$ cm. Este artefacto está causado porque la elección de STEMAX implica un valor de la longitud del paso que se encuentra justo en el límite de aplicabilidad de la teoría de Molière.

Las diferencias son mayores en el caso $E = 18$ MeV and $t = 10$ cm, por ser en este caso menor el número de interacciones en la lámina. En esta situación, la distribución angular final refleja de forma poco mediatizada el modelo de dispersión múltiple implementado en cada código. Cuando la energía decrece o el grosor de la lámina aumenta, el número de interacciones aumenta y las diferencias entre los modelos de dispersión son camufladas por la mezcla estadística generada por el transporte a lo largo de la lámina.

Estas diferencias observadas en las distribuciones angulares en aire no hacen sino confirmar los resultados obtenidos en el capítulo anterior con las láminas sólidas delgadas: la importante dispersión de los resultados de los distintos códigos y la validez del código GEANT para reproducir estas distribuciones incluso en situaciones muy exigentes.

3.2.2 Distribuciones radiales

Hemos encontrado también importantes diferencias en las distribuciones radiales resultantes. En la figura 3.8 se muestran los valores r_{ref}^{α} correspondientes a todas las condiciones de simulación consideradas, como una función de $r_{1/e}^{\text{PEN}_05}$ para PENELOPE (v. 2003) (a), EGSnrc (b), Geant4 (c) and GEANT (d). Las líneas representan las regresiones lineales realizadas para los resultados de cada código.

Los valores de r_{ref}^{α} muestran, para todos los códigos, un comportamiento lineal más marcado que el mostrado por los valores de $\theta_{\text{ref}}^{\alpha}$.

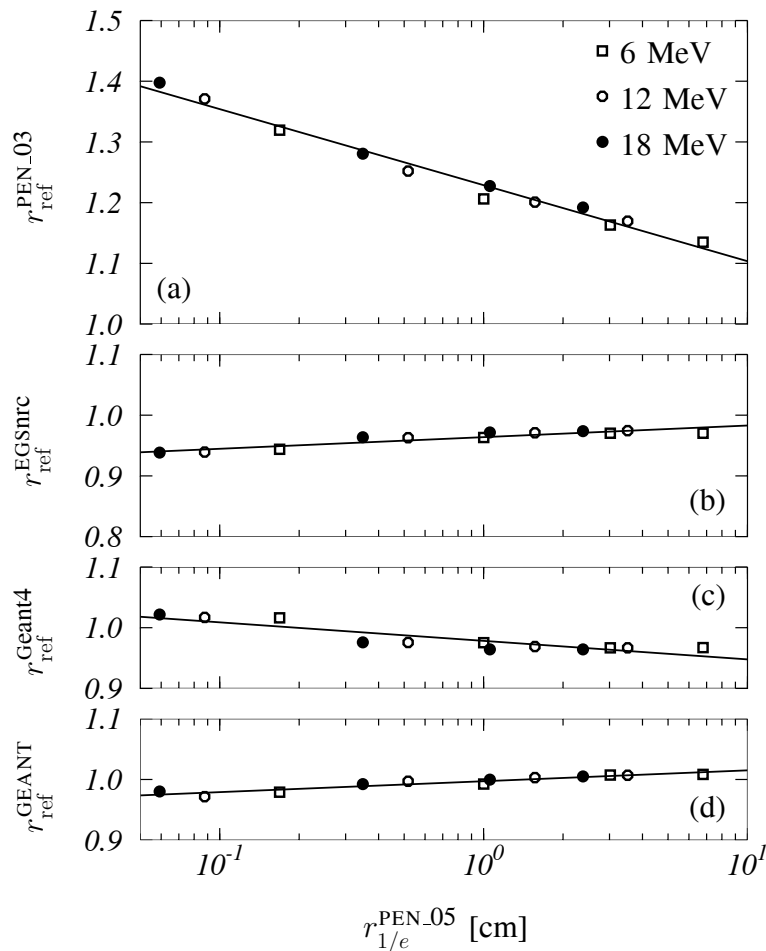


Figura 3.8: Valores r_{ref}^{α} para todos los códigos empleados como una función de $r_{1/e}^{\text{PEN}_05}$. La forma de cada símbolo corresponde a una energía. Los puntos correspondientes a valores mayores de $r_{1/e}^{\text{PEN}_05}$ corresponden a espesores mayores, de izquierda a derecha: 10, 30, 60 y 100 cm. Las rectas corresponden a regresiones lineales de los resultados.

Al igual que para las distribuciones angulares, los resultados obtenidos para las distribuciones radiales son más similares cuanto mayor es el valor de $r_{1/e}^{\text{PEN.05}}$, lo que ocurre para la energía más baja y la lámina más gruesa.

De nuevo, las mayores diferencias son obtenidas con PENELOPE (v. 2003), con valores de $r_{\text{ref}}^{\text{PEN.03}}$ en el intervalo [1.14, 1.40]. Para EGSnrc obtenemos valores en el intervalo [0.84, 0.97] y para Geant4 en el intervalo [0.96, 0.02]. También para las distribuciones radiales la mejor coincidencia con PENELOPE (v. 2005) se obtiene con GEANT, con valores de $r_{\text{ref}}^{\text{GEANT}}$ en el rango [0.97, 1.01].

Es también destacable la casi exacta proporcionalidad de los resultados obtenidos para los códigos EGSnrc y Geant4 (paneles (b) y (d) en la figura 3.8), con una constante de proporcionalidad de 1.04.

En la figura 3.9 se muestran las distribuciones obtenidas con los cuatro códigos estudiados en tres casos: $E = 6$ MeV y $t = 100$ cm (panel (a)), $E = 12$ MeV y $t = 60$ cm (panel (b)) y $E = 18$ MeV and $t = 10$ cm (panel (c)).

Las distribuciones obtenidas con EGSnrc, PENELOPE (v. 2005), Geant4 y GEANT están agrupadas para los casos menos rigurosos, pero muestran diferencias no despreciables en el caso de 18 MeV y $t = 10$ cm, con diferencias en el primer intervalo que se encuentran entre el 9 y el 16%. De nuevo PENELOPE (v. 2003) muestra diferencias importantes respecto al resto de códigos.

Por otro lado es interesante resaltar que las distribuciones tienden a coincidir para $r \sim 5, 1.5$ y 0.06 cm, en los tres casos analizados. Esto nos da una idea de las distancias radiales a las que las diferencias pueden verse en la práctica.

3.2.3 Distribuciones de dosis en el maniquí de agua

Hemos comprobado que el distinto tratamiento que los códigos de simulación hacen de la dispersión elástica múltiple introduce diferencias significativas en las distribuciones angulares y espaciales resultantes de la simulación de láminas sólidas delgadas y láminas extensas de aire. Pero estas distribuciones no tienen, en sí mismas, un interés en el uso clínico de los haces de electrones. En el uso clínico, los observables de interés están relacionados con la dosis absorbida.

Una de las características más relevantes es la distribución de dosis en profundidad en el medio irradiado. En general, las diferencias en las distribuciones angulares y radiales podrán propagarse a las curvas de dosis, tanto a los perfiles trasversales como a las distribuciones de dosis en profundidad.

Las distribuciones transversales de dosis seguirán de forma muy aproximada la forma de la distribución radial del haz, de modo que una distribución radial más ancha producirá una distribución trasversal de dosis más ancha. Este efecto no ha sido observado generalmente en simulaciones de haces realistas, tales como los generados por un acelerador, debido a que éstas se realizan generalmente en condiciones clínicas, utilizando campos extensos que son colimados a escasa distancia del medio irradiado utilizando algún tipo de aplicador o colimación terciaria. De esta forma, la extensión trasversal del haz está

definida por la abertura de este aplicador, sin que el efecto del escaso aire interpuesto entre éste y el medio irradiado (≤ 5 cm), ni la distinta dispersión angular a la salida del aplicador, puedan introducir diferencias significativas entre los distintos códigos.

Tampoco las posibles diferencias en las distribuciones de dosis en profundidad producidas por las diferencias en la dispersión elástica han sido observadas debido a que en todos los trabajos sobre simulación de aceleradores de electrones se realizan dos procedimientos de manipulación que enmascaran estas posibles diferencias. En primer lugar, la energía de los haces es ajustada para reproducir el valor R_{50} de los haces experimentales, lo que llamamos *sintonización*, de forma que cada código utiliza un valor particular de energía, condicionado principalmente por la implementación de los mecanismos de pérdida energética, pero también por otros posibles efectos tales como el que aquí nos interesa. En segundo lugar, la distribución de dosis en profundidad es renormalizada a su valor máximo, lo que resulta inevitable cuando se pretende comparar los resultados de la simulación con las medidas experimentales, pues una comparación en términos absolutos es imposible, debido a que se desconoce el número de electrones que emergen de la guía aceleradora en el acelerador considerado.

No realizaremos ninguna de estas manipulaciones, pues no pretendemos aquí comparar con medidas experimentales, sino sólo poner en evidencia cómo las diferencias en la distribución radial pueden provocar diferencias en la distribución de dosis en profundidad. Generalmente, el medio utilizado para determinar las características dosimétricas de los haces clínicos es el agua y este será el medio que nosotros emplearemos en estas simulaciones.

La figura 3.9 muestra (paneles (d)-(f)) las distribuciones de dosis en profundidad obtenidas con los cinco códigos considerados en este capítulo para las tres situaciones para las cuales se discutieron antes las distribuciones radiales.

En los dos primeros casos, las distribuciones muestran una cierta dispersión y de nuevo los resultados de PENELOPE (v. 2003) difieren significativamente de los resultados obtenidos con el resto de códigos. En principio podríamos suponer que esta diferencia puede deberse a dos causas: las diferencias observadas en la distribución radial y las diferencias entre los distintos algoritmos de deposición de energía y poderes de frenado implementados en cada código. Pero el resultado obtenido para el caso de 18 MeV y $t = 10$ cm (panel (f)), en el que los cinco códigos coinciden, señala que esta segunda razón tiene un papel menor como causa de estas diferencias.

De hecho, estas diferencias pueden entenderse fácilmente en términos del número de electrones que inciden en el voxel de acumulación en la superficie del maniquí. Este voxel tiene un radio de 1 cm y el número de electrones que entran en el mismo puede estimarse como la integral de las distribuciones radiales mostradas en los paneles (a)-(c) entre 0 y 1 cm. En los dos primeros casos, esa integral difiere claramente para cada código. En el caso de 18 MeV y $t = 10$ cm, las distribuciones radiales son muy estrechas comparadas con el radio del voxel, y las integrales incluyen, para todos los códigos, prácticamente todos los electrones incidentes, produciendo depósitos de energía muy similares. Las pequeñas diferencias en este caso sí pueden tal vez atribuirse a diferencias en el transporte y los poderes de frenado, pero como vemos, son mucho menores que las observadas en los otros dos casos ilustrados.

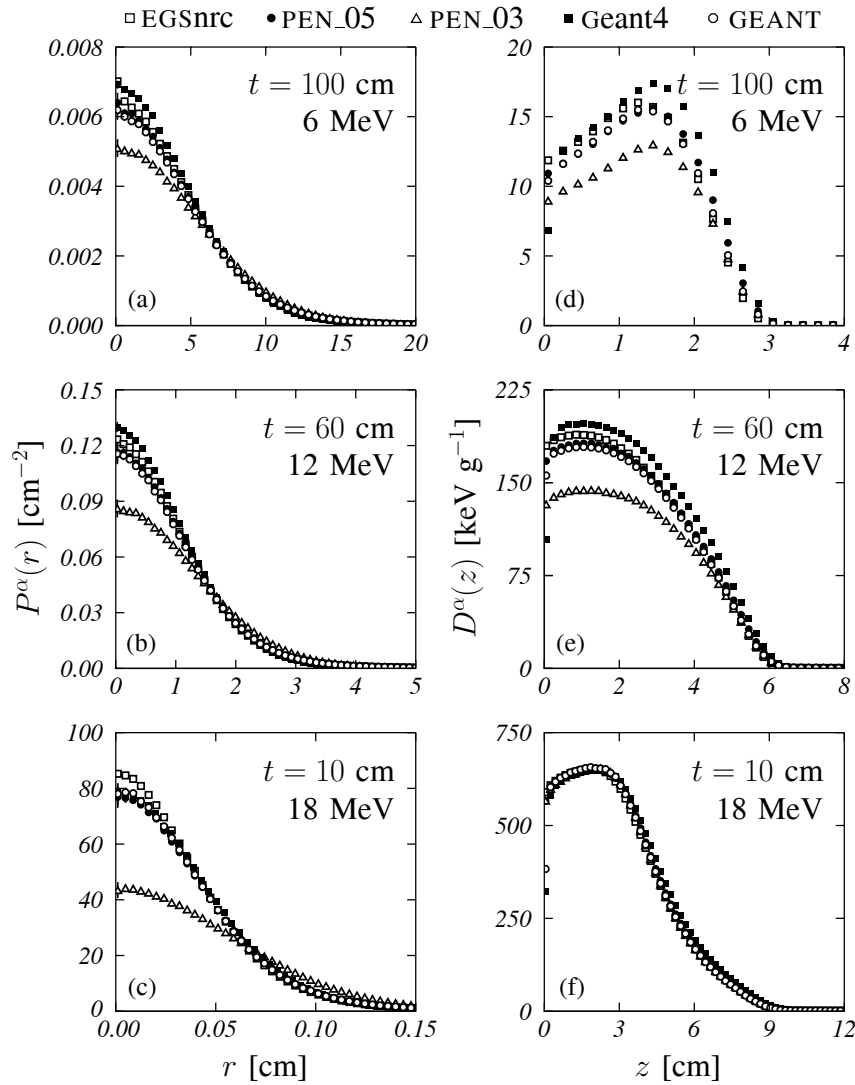


Figura 3.9: Distribuciones radiales (izquierda) y dosis en profundidad (derecha) obtenidas con todos los códigos en tres combinaciones particulares de energía y espesor de la lámina de aire: $E = 6$ MeV y $t = 100$ cm (a y d), $E = 12$ MeV y $t = 60$ cm (b y e) y $E = 18$ MeV and $t = 10$ cm (c y f).

Confirmamos esta argumentación comparando las distribuciones de dosis en profundidad en agua obtenidos para electrones de 18 MeV tras atravesar las láminas de 30 y 100 cm. Los resultados se muestran en la figura 3.10. En el primer caso (paneles (a) y (c)) las distribuciones radiales son aún suficientemente estrechas, las integrales dan resultados similares para todos los códigos y las distribuciones de dosis en profundidad son también similares. Pero en el segundo caso, correspondiente a la lámina de 100 cm de aire (paneles (b) y (d)), la anchura de las distribuciones radiales es mayor, superando el radio del voxel. En este caso, las integrales son distintas para cada código y las diferencias en las distribuciones de dosis reaparecen. Esto demuestra que no son las diferencias en el algoritmo de transporte ni en los valores de poder de frenado o las secciones eficaces de colisión en agua, las que producen las diferencias en el depósito de dosis, o al menos, que la influencia de estas causas tiene un papel menor.

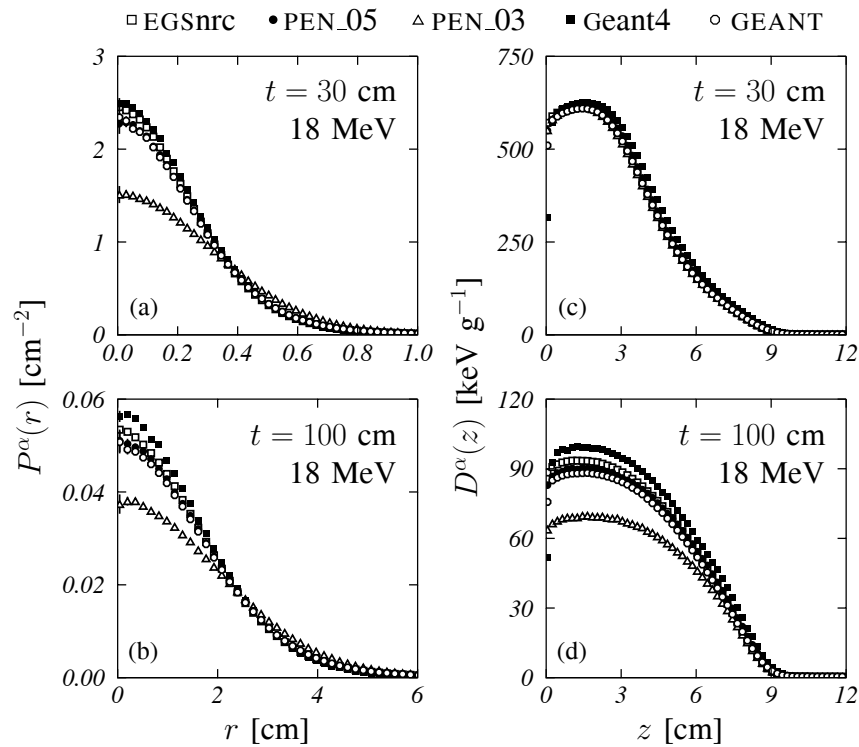


Figura 3.10: Distribuciones radiales (izquierda) y dosis en profundidad en agua (derecha) obtenidas con los cinco códigos para la energía de 18 MeV y dos espesores distintos de la lámina de aire: 30 cm (a y c) y 100 cm (b y d).

3.3 Sumario

En este capítulo hemos demostrado que las diferencias existentes entre los distintos códigos en la dispersión angular en láminas delgadas se extiende al caso de láminas extensas de medios poco densos, tales como el aire, y que estas diferencias, al contrario que en el caso de láminas delgadas, se traducen en importantes diferencias en la distribución radial a la salida de la lámina.

Las diferencias en la distribución radial tienen consecuencias en las distribuciones de dosis en profundidad obtenidas por los distintos códigos, las cuales pueden diferir notablemente para determinadas combinaciones de energía del haz, espesor de la lámina y dimensiones transversales del vóxel de acumulación. Las diferencias observadas no están relacionadas con diferencias en el algoritmo de transporte, las secciones eficaces de colisión o los poderes de frenado, relacionados con la forma en que el depósito de energía se realiza, implementados en cada código. Estas diferencias son visibles cuando las distintas simulaciones se comparan en términos absolutos (energía por historia) pero desaparecen cuando la comparación se realiza sobre distribuciones de dosis renormalizadas. La figura 3.11 muestra la comparación de las distribuciones obtenidas para 6 MeV y $t = 100$ cm, mostradas en la figura 3.9 (panel (d)) cuando las mismas se renormalizan al valor máximo. Las diferencias entre las distribuciones renormalizadas obtenidas con cada código son ahora poco significativas.

Estas diferencias se observan igualmente cuando comparamos las distribuciones de dosis en agua para un modelo simplificado de acelerador en el que se incluye, además de

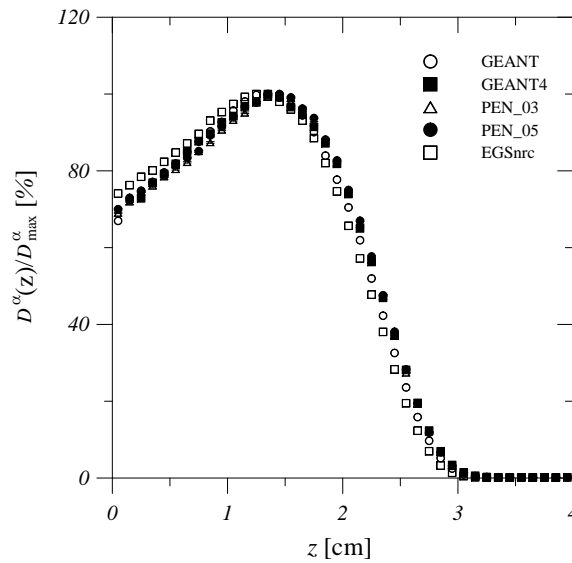


Figura 3.11: Distribuciones renormalizadas de dosis en profundidad en agua obtenidas con los cinco códigos para la energía de 6 MeV y lámina de aire de 100 cm.

los 100 cm de aire, la lámina dispersora. La figura 3.12 incluye esta comparación para las energías de 6 y 18 MeV. Las hojas dispersoras son las descritas en la tabla 1.1 para ambos modos. Las energías corresponden a los valores nominales. Como puede verse, las diferencias entre los códigos siguen siendo significativas.

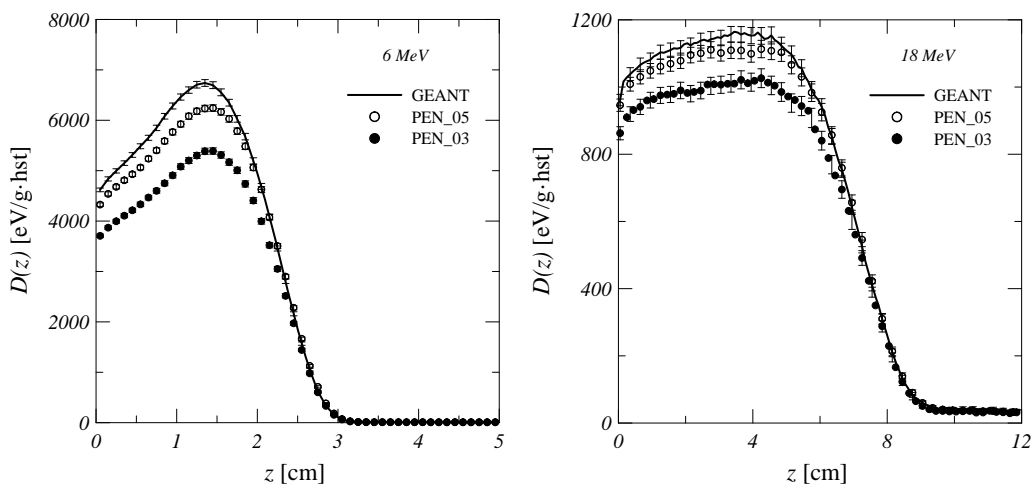


Figura 3.12: Distribuciones no renormalizadas de dosis en profundidad en agua obtenidas con GEANT (línea), PENELOPE (v. 2003) (círculos negros) y PENELOPE (v. 2005) (círculos blancos) para la energía de 6 MeV (izquierda) y 18 MeV (derecha) tras 100 cm de aire y la lámina dispersora incluida en el acelerador para cada modo.

Capítulo 4

Simulación del cabezal de la unidad Siemens Mevatron KDS

En este capítulo caracterizamos los haces emitidos por la unidad Siemens Mevatron KDS. Se realiza la sintonización en energía mediante la comparación de los alcances de la curva de rendimiento de dosis en agua, empleando como fuente en las simulaciones haces monodireccionales de sección infinitesimal, tanto monoenergéticos como con los espectros continuos bigaussianos determinados experimentalmente.

Parte del contenido de este capítulo ha sido publicado en [Veg07, Veg08].

4.1 Sintonización de la energía

Cuando pretendemos realizar la simulación de una unidad de irradiación, disponemos de información técnica sobre las características constructivas de sus componentes que podremos, en mayor o menor grado, introducir explícitamente en nuestras simulaciones. Estas características no son tan comunes a todas las unidades de igual tipo como sería deseable, dado que los modelos presentan variaciones constructivas que pueden influir de forma crítica en las características del haz de radiación y por supuesto, en los resultados de las simulaciones. Así, por ejemplo, es común que equipos en principio idénticos, monten hojas dispersoras distintas incluso para las mismas energías nominales. Evidentemente, es fundamental asegurarse que los elementos empleados en las simulaciones se corresponden realmente con los montados en el equipo empleado, lo cual, en general, sólo será posible mediante la colaboración del propio fabricante.

Pero aunque dispongamos de una descripción detallada y veraz de estos elementos, nunca podremos conocer a priori las características iniciales del haz electrónico que emerge de la guía de aceleración, dado que estas dependen en gran medida de la particular sintonización realizada sobre la unidad. Este proceso de sintonización tiene por objeto optimizar las cualidades radiológicas del haz, y se basa en la sintonización de la guía, la adecuada selección del campo magnético deflector y el ajuste de los elementos ópticos. No considera como magnitudes de trabajo las características cinemáticas básicas del haz de electrones, tales como su espectro o su perfil de fluencia, sino la adecuación a cierto

estándar de las distribuciones de dosis que las mismas producen en unas condiciones de medida dadas.

Aquellas magnitudes cinemáticas no nos son por tanto conocidas y, aunque existen métodos analíticos aproximados para deducirlas a partir de ciertas medidas experimentales, resulta razonable intentar obtenerlas empleando la simulación Monte Carlo, analizando la dependencia entre la distribución de dosis y las características cinemáticas iniciales. Esto es lo que denominamos *sintonización* de la simulación.

En general, se asocian las características energéticas del haz inicial con la forma de la curva de rendimiento y la distribución de fluencia con la forma de los perfiles de dosis. Como sabemos, esta aproximación no es exacta y la curva de rendimiento presenta una dependencia con la distribución angular que debe ser analizada. También la forma de los perfiles de dosis depende de las características espectrales. Pero dado que estas dependencias son de menor magnitud que aquéllas, podremos descomponer el proceso de sintonización en dos partes.

En la sintonización de energía, a la que se dedica esta sección, obtenemos por comparación de los rendimientos experimentales y los obtenidos en simulación, las características espectrales empleando un haz monodireccional y de sección infinitesimal, lo que denominamos *haz pincel*.

En todo este proceso de sintonización empleamos una configuración del cabezal para la que se minimiza la producción de electrones secundarios en los elementos del cabezal, sin alejarnos de las condiciones realistas del uso clínico. Así, mantendremos los colimadores primarios en su máxima apertura útil, que para los haces de electrones es aquélla que corresponde a una proyección lineal en el isocentro de 25 cm, y prescindiremos del aplicador, que es la fuente más importante y compleja de electrones dispersos.

Una segunda etapa de la sintonización comprende la descripción de la distribución radial y angular del pincel inicial que emerge de la guía aceleradora. Nosotros no profundizamos en este aspecto puesto que en las simulaciones que hemos llevado a cabo no ha mostrado ningún efecto relevante.

Las curvas de rendimiento experimentales han sido obtenidas tal como se describió en la sección 1.2.4. Las medidas, que se realizan en modo continuo, han sido muestreadas en pasos de 1 mm. Se han obtenido cinco medidas consecutivas con las que se obtiene una curva promedio y una estimación de la desviación estándar en cada punto muestral.

Tanto las medidas como los rendimientos resultantes de las simulaciones han sido normalizados al valor máximo, es decir, representan curvas de dosis relativa. Para realizar esta normalización, en primer lugar se realiza un ajuste polinómico de cuarto grado alrededor del valor máximo de la curva sin normalizar. El tamaño de la región de ajuste y el grado del polinomio de ajuste se han seleccionado de forma que se optimiza el valor del coeficiente de correlación por parámetro. El resultado de estos ajustes para las medidas se muestra en la figura 4.1.

A partir de la expresión polinómica es posible determinar la profundidad a la que se alcanza el máximo de dosis y el valor de este máximo, a partir del cual normalizamos las curvas medidas para expresar la dosis como fracción porcentual de este valor máximo.

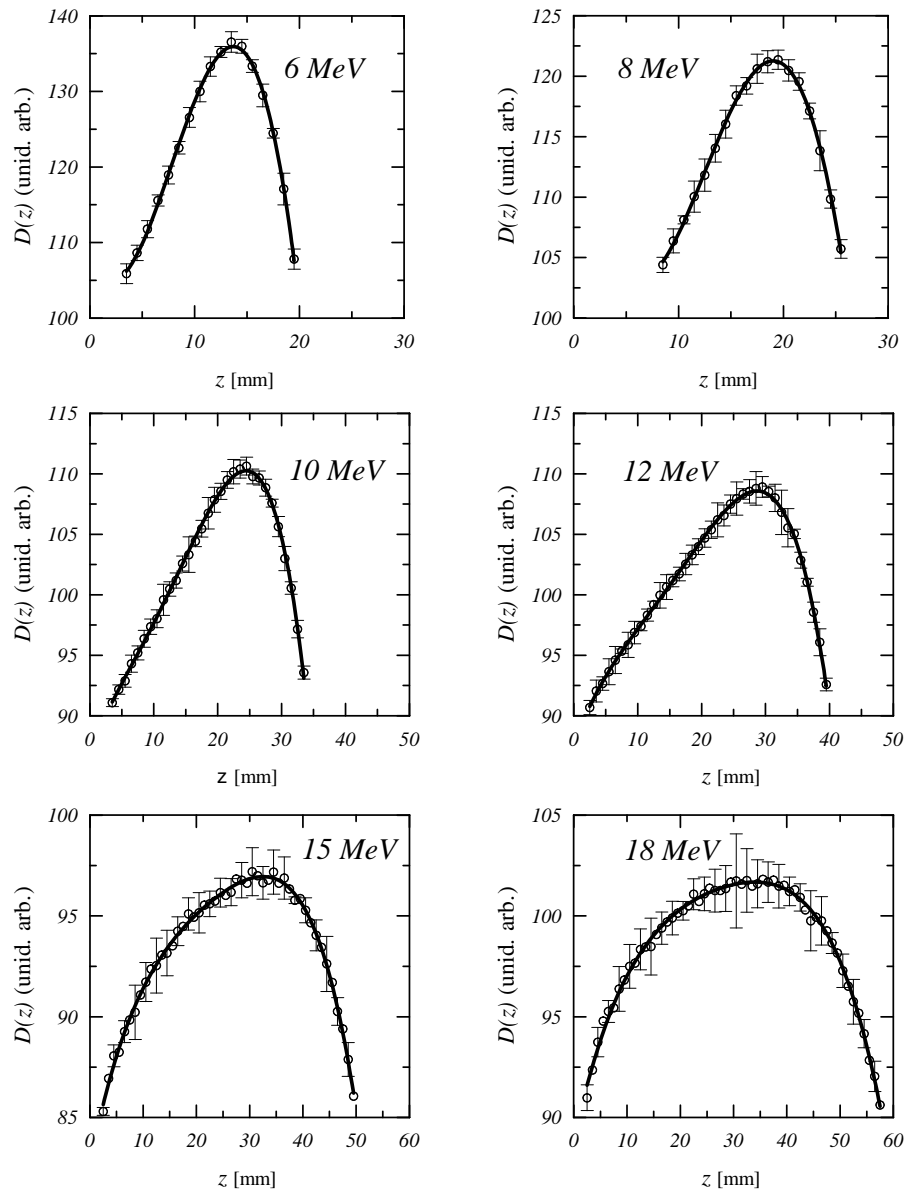


Figura 4.1: Ajustes polinómicos para la selección del valor máximo de dosis.

Sobre la curva normalizada será sobre la que determinemos el valor de $R_{50,D}$ característico para cada energía nominal. Para ello, realizamos una regresión lineal alrededor del valor de dosis normalizada más próximo al 50%, aproximadamente entre los valores 30 y 80% de dosis relativa. La figura 4.2 muestra estas regresiones lineales para las medidas experimentales y para los resultados de las simulaciones.

Podemos estimar la incertidumbre en esta determinación de R_{50} , aplicando la propagación de incertidumbres a la expresión que determina el valor a partir de los parámetros de ajuste. Pero la propagación de errores, en su forma simple, ignora la fuerte correlación que existe entre ambos parámetros. En su lugar, calcularemos la incertidumbre mediante métodos Monte Carlo aplicados a la regresión. De esta forma, hemos obtenido que los valores de incertidumbre en la determinación de R_{50} asociados al procedimiento de regresión resultan menores que 0.1 mm, y, por tanto, despreciables frente a las incertidumbres aso-

ciadas al método de medida, la más destacable de las cuáles es la debida al enrasado del dispositivo de medida. Una incertidumbre total de 0.5 mm es un valor generalmente aceptado en todas las recomendaciones.

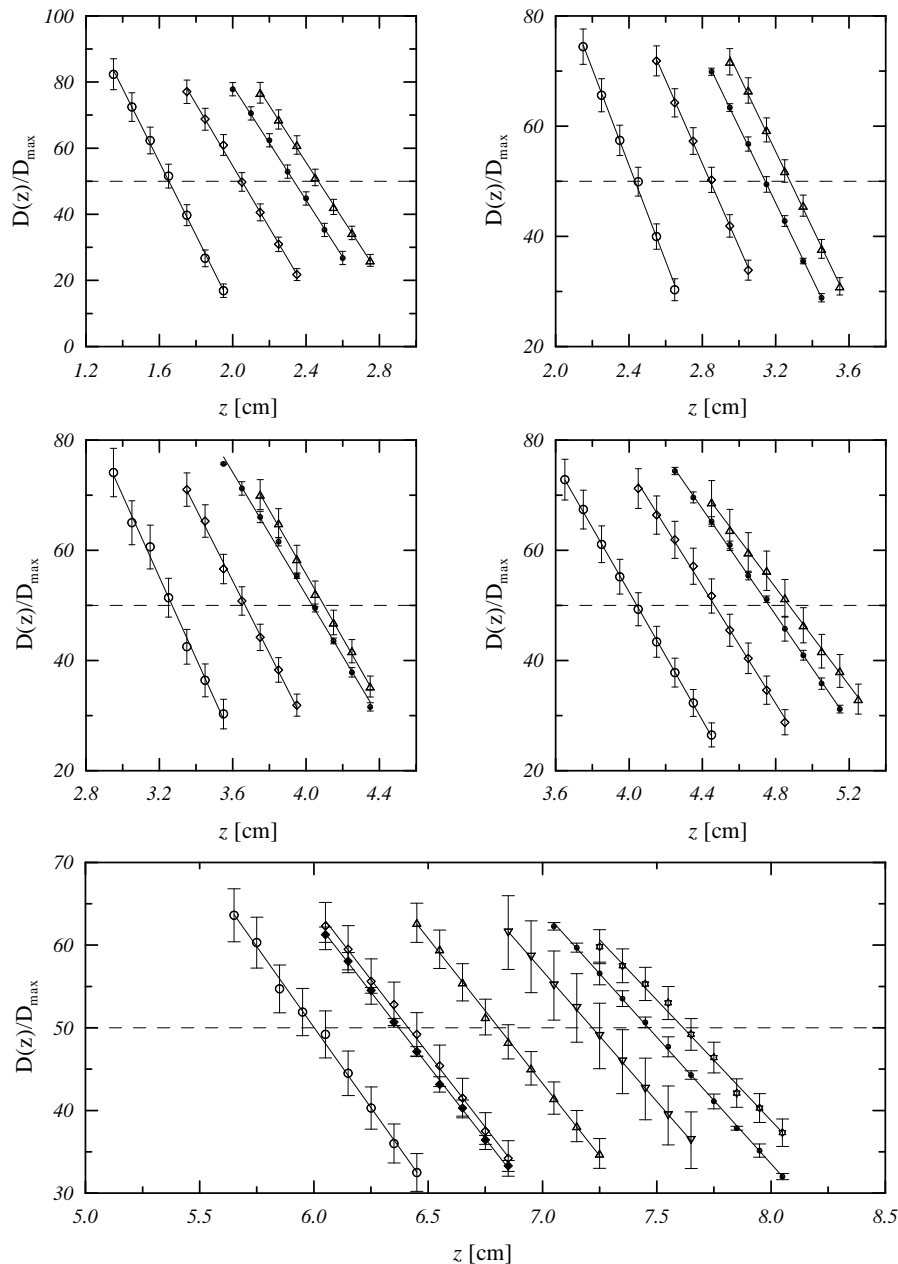


Figura 4.2: Regresiones lineales alrededor de R_{50} de las curvas de rendimiento experimentales (puntos negros) y simulados (puntos blancos).

Al realizarse la medida con diodos específicamente diseñados para uso en haces de electrones, la variación del poder de frenado con la profundidad puede despreciarse y estas curvas pueden ser directamente interpretadas como curvas relativas de dosis. Ninguna corrección se aplica entonces sobre las medidas. Para confirmar que el método de medida es correcto, curvas similares han sido obtenidas con la cámara plano-paralela, aplicando la transformación de ionización relativa a dosis relativa multiplicando por los valores $s_{w,\text{air}}(z)$

interpolados por Burns y colaboradores [Bur96]. Las medidas con cámara de ionización no han sido corregidas por polaridad ni saturación, pues ambos efectos son despreciables para la cámara empleada.

La figura 4.3 muestra las diferencias entre las medidas con diodo y las medidas con cámara plano-paralela para 6, 12 y 18 MeV. Se puede apreciar que, salvo pequeñas diferencias en la medida en superficie y en la contaminación por radiación de frenado, ambas curvas coinciden dentro de la incertidumbre experimental.

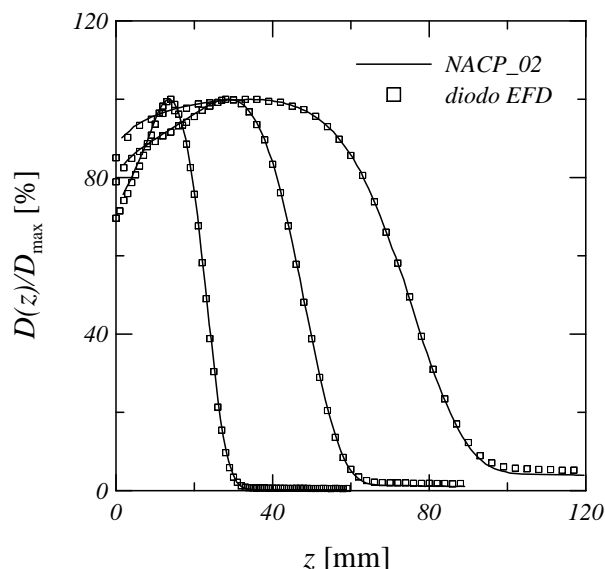


Figura 4.3: Comparación de las medidas obtenidas con el diodo (cuadrados) y con la cámara planoparalela (líneas) para las energías nominales de 6, 12 y 18 MeV. Por claridad, en las medidas con diodo se muestran solo algunos de los puntos de muestreo. La incertidumbre experimental es menor que el tamaño del símbolo empleado para las medidas obtenidas con diodo.

Para cada calidad de haz o modo de irradiación (caracterizado por la colocación de una lámina difusora característica) se realizan tres simulaciones: $E_{\text{nom}}-1$ MeV, E_{nom} , $E_{\text{nom}}+1$ MeV, con E_{nom} la energía nominal. Para las dos energías más altas, las cuales comparten modo, se emplean cinco energías iniciales: 16, 17, 18, 19 y 20 MeV.

El número de historias simuladas varía desde 1210^6 en el modo de 6 MeV hasta 2010^6 en el modo de 18 MeV, contabilizándose la energía depositada en celdas de acumulación cilíndricas, alineadas al eje de radiación, con 2 mm de altura y 10 mm de diámetro. Los centros de estas celdas se posicionan a intervalos de 2 mm de distancia sobre el eje Z. La incertidumbre estadística es calculada de forma simultánea durante la ejecución de la simulación como se describe en [Sem01].

Las curvas de energía depositada resultantes de las simulaciones son sometidas a un proceso de normalización al valor máximo y búsqueda de R_{50} idéntico al de las curvas experimentales. Podemos entonces valorar la dependencia de la magnitud de alcance con la energía inicial.

Se comprueba que una dependencia lineal con la energía inicial del haz es compatible con los resultados de las simulaciones en los rangos de energía empleados para cada modo,

teniendo en cuenta las incertidumbres asociadas a la determinación de R_{50} (coeficientes de correlación superiores a 0.999 para todos los modos). La figura 4.4 muestra estas regresiones lineales para todos los modos. Empleando esta dependencia lineal, y conocidos los valores de R_{50} experimentales podemos determinar por interpolación las energías iniciales que reproducirán los alcances experimentales. La tabla 4.1 muestra las energías iniciales obtenidas por este procedimiento.

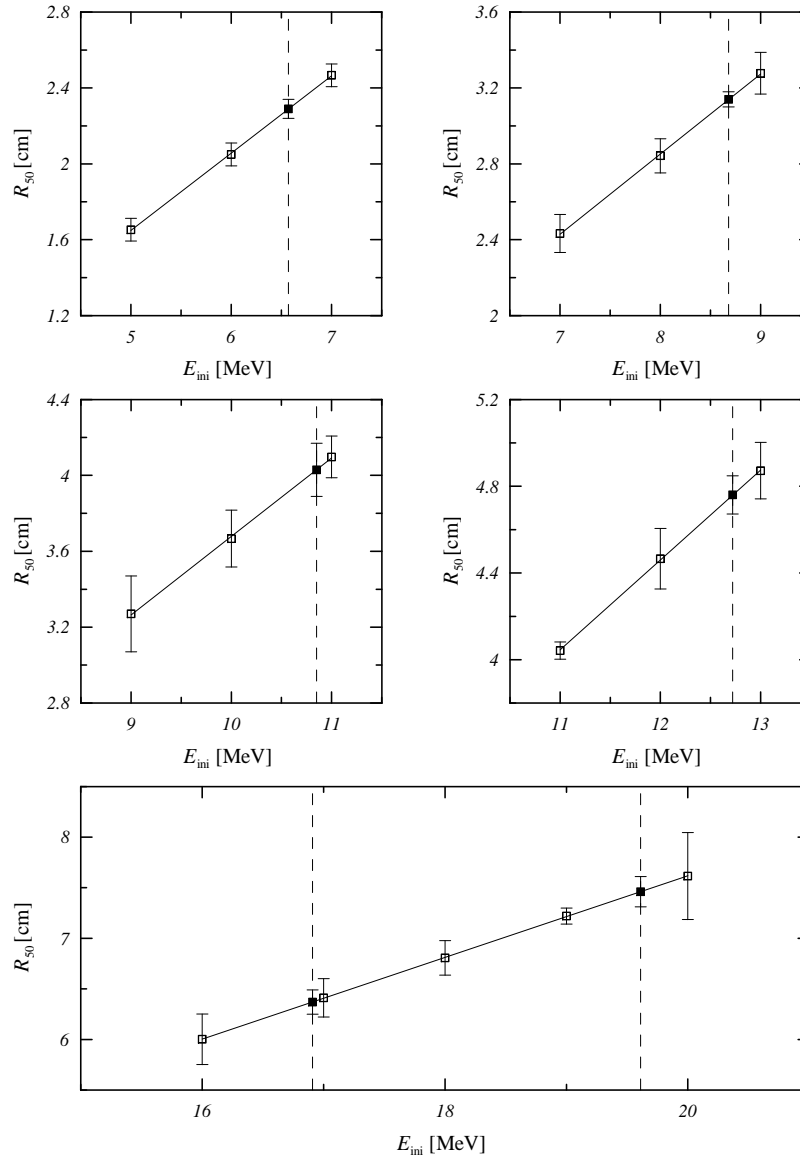


Figura 4.4: Alcances medios obtenidos para cada una de las energías iniciales empleadas y regresiones lineales para cada modo de irradiación. Se muestra también el punto correspondiente al alcance experimental para cada modo.

La figura 4.5 muestra la comparación entre la simulación empleando la energía sintonizada y la medida para cada calidad de haz. En todos los modos se observan diferencias significativas en el valor de dosis relativa en el primer milímetro de profundidad. Esto debe atribuirse a la dificultad de realizar medidas precisas en esta zona. Debe tenerse en cuenta que el diodo tiene una cobertura material sobre el volumen sensible que no puede

E_{nom} [MeV]	6	8	10	12	15	18
E_{ini} [MeV]	6.57	8.68	10.85	12.72	16.91	19.61

Tabla 4.1: Valores de energía inicial obtenidos por sintonización para cada una de las seis calidades de haz disponibles.

eliminarse de la medida y que tiene un espesor equivalente difícil de determinar y no suministrado por el fabricante, el cual sólo da recomendaciones respecto a la profundidad del volumen sensible (0.5 mm). A partir de esa profundidad, el acuerdo entre medidas y simulaciones es muy bueno para todos los modos, salvo para las dos energías más altas. Entendemos que la tendencia hacia valores positivos mostrada en el modo de 8 MeV, a partir de R_{50} , se debe al redondeo en la energía de sintonización. En cualquier caso, la diferencia es menor que la incertidumbre. Las mayores diferencias observadas para las energías más altas no admiten una explicación sencilla.

Las diferencias en la región menos profunda podrían deberse a la presencia de electrones de baja energía generados por la interacción del haz con elementos del cabezal no incluidos en nuestras simulaciones. De los elementos ignorados en estas primeras simulaciones, solo los aros de soporte del filtro homogenizador y del sistema monitor son candidatos a sufrir interacciones con el haz. Hemos incorporado estos elementos a nuestras simulaciones y no hemos observado una mejora en los resultados.

Para comprobar que estas diferencias no son debidas al código de simulación empleado, en la figura 4.6 se comparan los resultados obtenidos por nosotros con los obtenidos empleando el código de simulación PENELOPE (v. 2003) [Sal03]. Se muestran también las diferencias, en unidades porcentuales referidas al máximo, entre GEANT y PENELOPE. Como se observa, los resultados de ambas simulaciones son más similares entre sí que respecto a la medida, lo que nos sugiere que la causa de esta diferencia no puede atribuirse al código.

También podemos observar en los resultados una tercera discrepancia en la región de caída de la dosis. Esta diferencia se observa para todos los modos y muestra una cierta tendencia para las dos energías más altas. Muestra, además, una misma tendencia en todos los modos y puede resumirse diciendo que para todas las energías la pendiente de la zona de caída determinada experimentalmente es menor que la obtenida en las simulaciones.

Esta diferencia de pendiente sugiere que la aproximación de fuente monocroma no es adecuada y que deberemos incorporar en nuestras simulaciones una distribución espectral inicial con anchura finita. Un espectro gaussiano es una opción adecuada a priori si carecemos de información que nos sugiera una forma espectral alternativa.

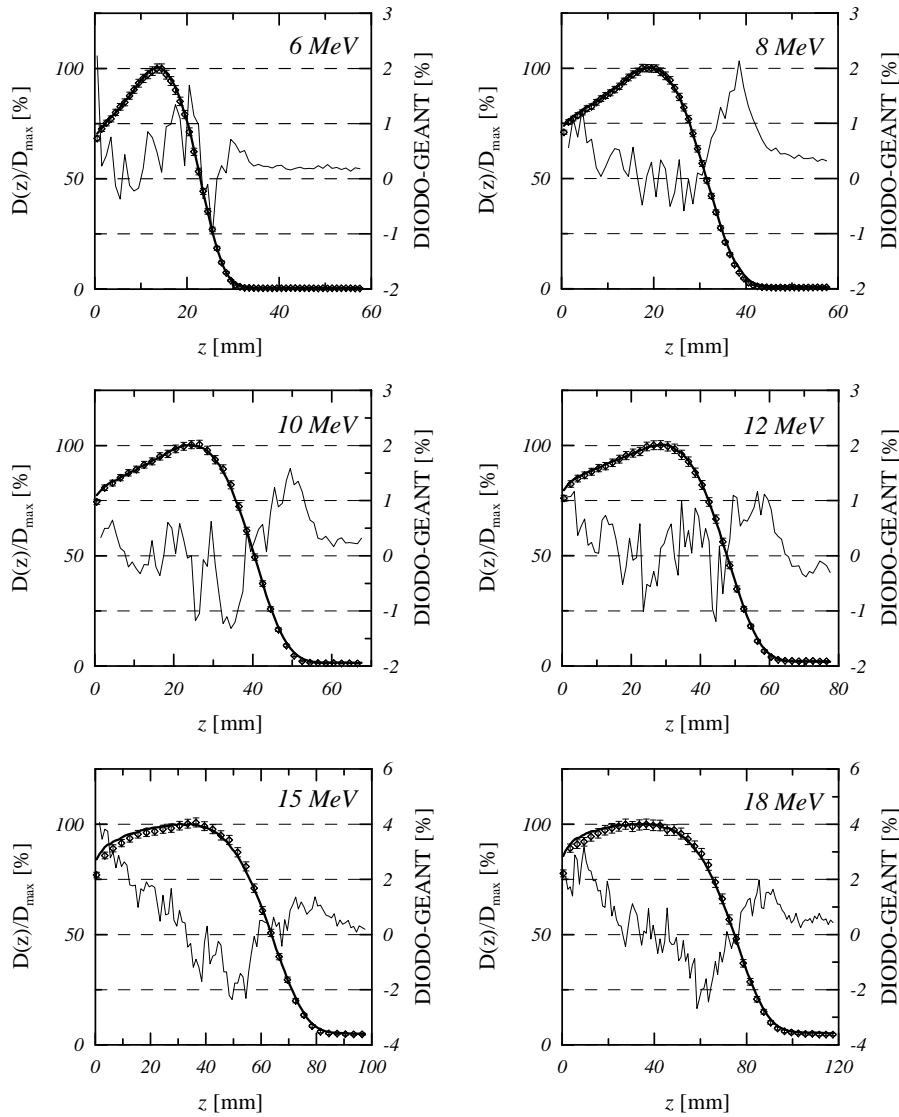


Figura 4.5: Comparación de los rendimientos experimentales y los resultados de las simulaciones empleando haces pincel monoenergéticos con las energías iniciales determinadas por el procedimiento de sintonización. Se muestran también las diferencias en unidades porcentuales referidas al máximo. Por claridad se han eliminado las barras de error de las curvas experimentales y algunos de los puntos muestrales de las simulaciones en los modos 10, 12, 15 y 18 MeV.

4.2 Determinación de los espectros de salida

Aunque el modelo de espectro monoenergético produce resultados satisfactorios, ésto no significa que los espectros reales producidos por el acelerador de electrones tengan ese carácter. Se han publicado diversos métodos analíticos o semianalíticos para derivar, a partir de las curvas de rendimiento medidas, los espectros reales del acelerador [Fad00, Den01, Wei06]. La mayoría de estos métodos están basados en el ajuste a las curvas de

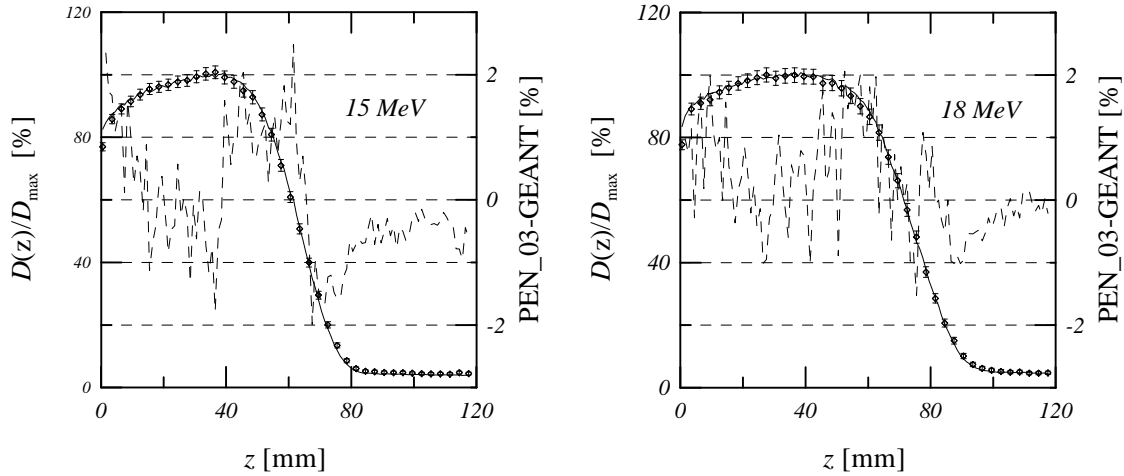


Figura 4.6: Comparación de los resultados de las simulaciones empleando haces pincel monoenergéticos con GEANT (símbolos) y PENELOPE (línea continua) para los modos de 15 y 18 MeV. Se muestran también las diferencias en unidades porcentuales referidas al máximo entre ambos códigos (línea de puntos). Por claridad se han eliminado las barras de incertidumbre de la simulación con PENELOPE y se muestran sólo para algunos puntos de la simulación con GEANT.

rendimiento medidas de una combinación lineal de aquéllas determinadas mediante simulación para haces monoenergéticos incidentes sobre un maniquí de agua. Estos métodos tienen dos defectos que los hacen poco interesantes para nuestro propósito. Primero, que el espectro resultante corresponde al espectro en la superficie del maniquí y no al espectro inicial que nosotros requerimos para nuestras simulaciones, y, segundo, que los espectros obtenidos están muy afectados por la amplificación del ruido asociada a los métodos de deconvolución finita.

Hemos diseñado una metodología para la medida de espectros reales en aceleradores de electrones que difiere notablemente de los métodos propuestos anteriormente. El método permite la determinación de los espectros completos en el interior de la guía de aceleración y los resultados están afectados por una incertidumbre considerablemente menor, lo que permite emplearlos con suficiente garantía como espectros iniciales en las simulaciones realistas de nuestro acelerador.

El método se basa en la medida de la variación del alcance medio en agua R_{50} y la tasa de ionización a la profundidad del máximo I_m cuando se varía la intensidad de corriente en la bobina de deflexión I_{BM} , la cual es proporcional a una tensión de control seleccionable desde la consola de la unidad, V_{BM} . El análisis de estas variaciones se realiza a partir de las dos hipótesis siguientes:

1. La variación de la corriente I_{BM} no afecta a la forma y posición del espectro intrínseco, y sólo produce un desplazamiento lineal de la ventana energética del sistema deflector, cuya anchura, Δ_{BM} , tampoco se modifica por la variación de la corriente.

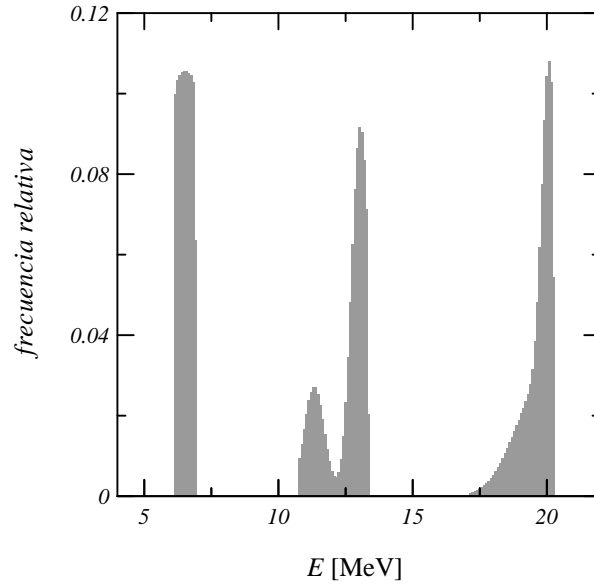


Figura 4.7: Espectros bigausianos obtenidos del análisis de la variación de R_{50} con la tensión del sistema de deflexión V_{BM} .

2. Para cada energía nominal, es decir, fijados los elementos interpuestos en la trayectoria del haz, la variable R_{50} depende linealmente del valor de energía inicial en el caso de haces monoenergéticos y esta relación puede extenderse a haces no monoenergéticos empleando como variable la energía media.

La validez de esta segunda hipótesis ha sido confirmada mediante nuestras propias simulaciones con GEANT y los parámetros de esta relación lineal son: $a = (0.396 \pm 0.001)$ cm/MeV y $b = (-0.30 \pm 0.01)$ cm, con un coeficiente de correlación de 0.9997.

La simple inspección de la variación experimental de R_{50} con la tensión de control V_{BM} muestra un comportamiento complejo incompatible con la asunción de un espectro gaussiano. Planteamos entonces como modelo espectral una doble gaussiana caracterizada por sus valores medios, desviaciones estándar y pesos relativos: $\{E_1, \sigma_1, 1\}$ y $\{E_2, \sigma_2, p\}$. Para obtener estos parámetros y la posición y anchura de la ventana energética, planteamos la siguiente igualdad:

$$R_{50}(V_{\text{BM}}) = a \bar{E} - b = a \frac{\int_{kV_{\text{BM}} - \Delta_{\text{BM}}}^{kV_{\text{BM}} + \Delta_{\text{BM}}} dE E [N(E_1, \sigma_1) + p N(E_2, \sigma_2)]}{\int_{kV_{\text{BM}} - \Delta_{\text{BM}}}^{kV_{\text{BM}} + \Delta_{\text{BM}}} dE [N(E_1, \sigma_1) + p N(E_2, \sigma_2)]} - b, \quad (4.1)$$

donde \bar{E} representa la energía media del haz emergente para cada valor de V_{BM} .

Ajustamos esta expresión a los resultados experimentales $R_{50}(V_{\text{BM}})$ mediante el método de Levenberg-Marquardt [Pre92] y obtenemos los valores de los parámetros espectrales que se muestran en la tabla 4.2.

Los detalles del método pueden encontrarse en [Veg07, Veg08]. La figura 4.7 muestra los espectros obtenidos de este análisis.

	6 MeV	12 MeV	18 MeV
E_1 [MeV]	6.52(8)	13.06(3)	19.80(2)
σ_1 [MeV]	1.33(9)	0.33(1)	0.98(2)
E_2 [MeV]	-	11.34(1)	20.08(5)
σ_2 [MeV]	-	0.37(6)	0.26(2)
p	-	0.34(5)	1.26(8)
E_{min} [MeV]	6.93(2)	10.75(1)	17.11(2)
E_{max} [MeV]	6.11(2)	13.36(1)	20.26(2)

Tabla 4.2: Parámetros característicos de los espectros bigaussianos obtenidos a partir de la variación de R_{50} con la tensión de control del sistema de deflexión V_{BM} . Los valores entre paréntesis representan la incertidumbre de los correspondientes parámetros (1σ).

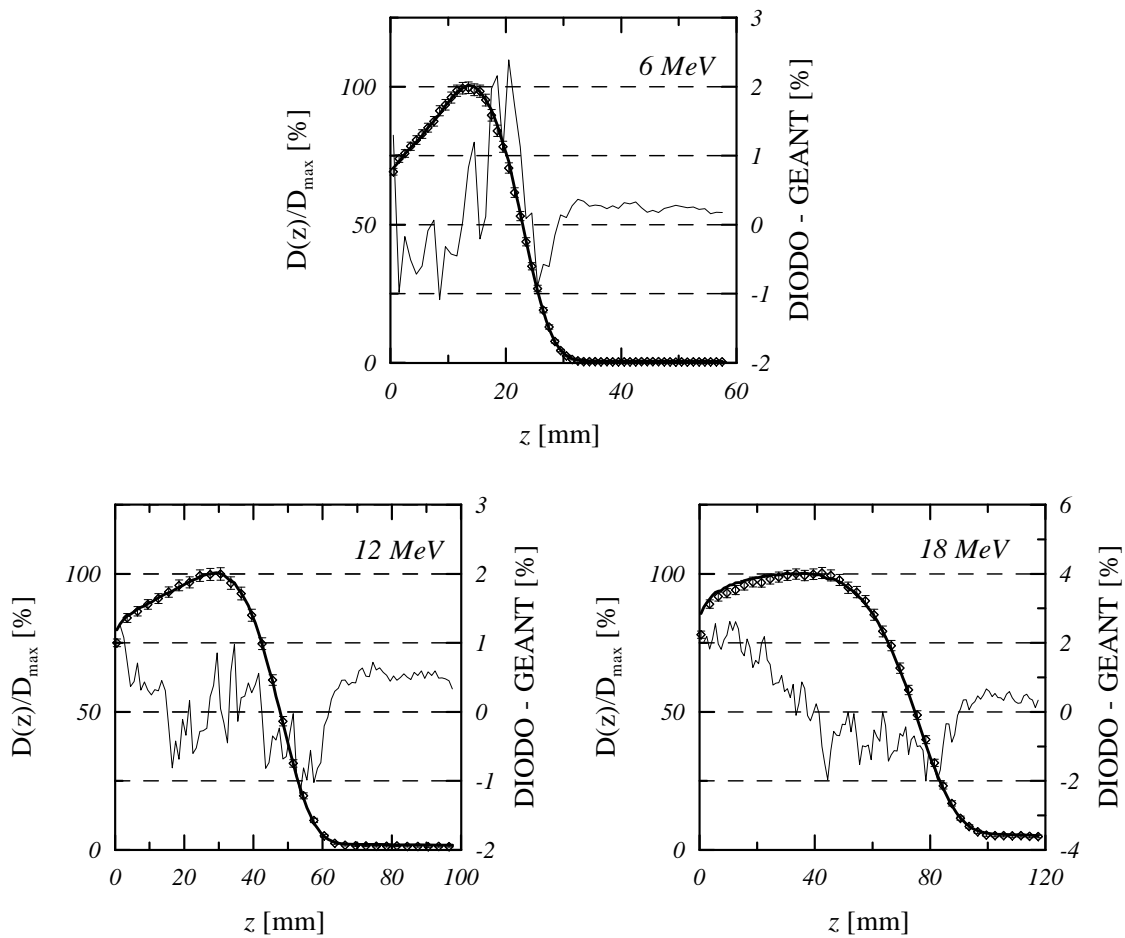


Figura 4.8: Comparación de las medidas con las simulaciones realizadas empleando los espectros gaussianos de la figura 4.7.

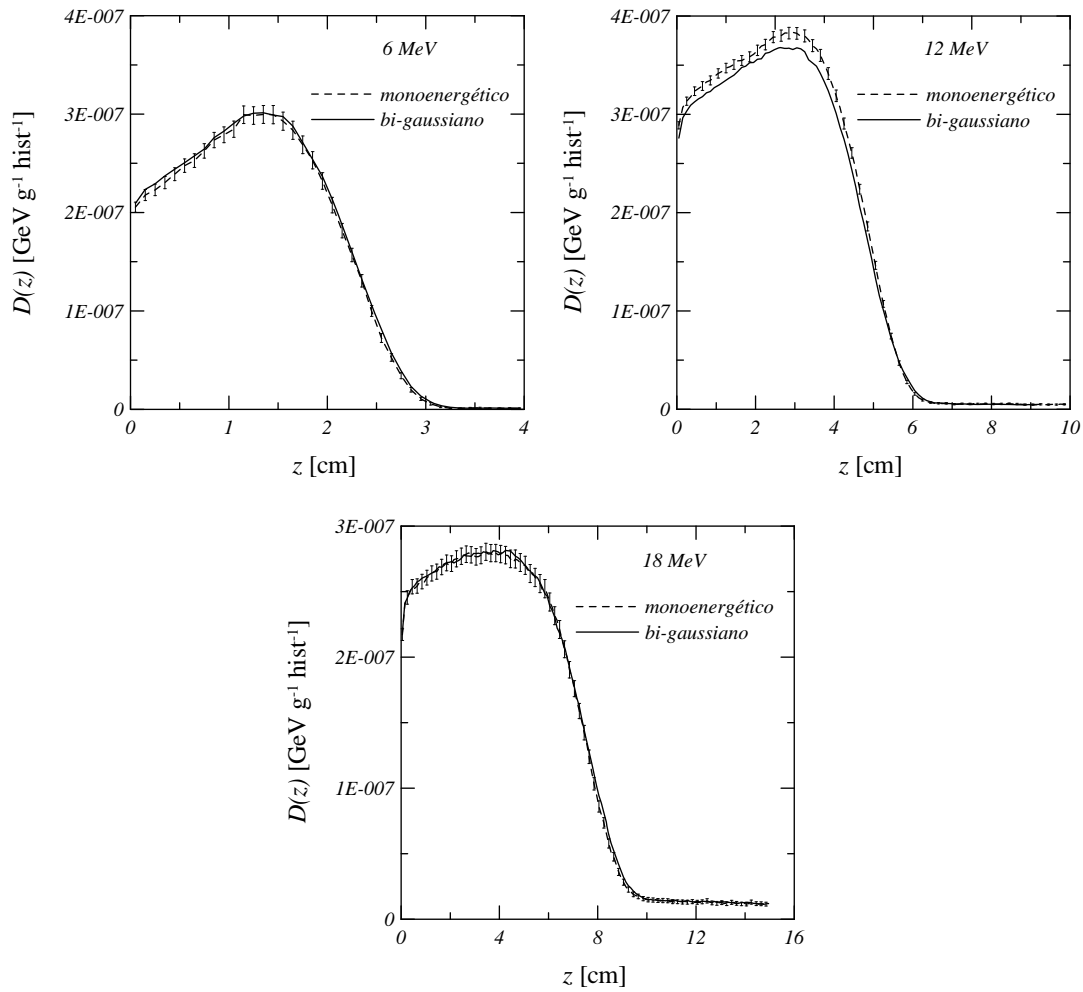


Figura 4.9: Comparación de los rendimientos de dosis obtenidos en nuestras simulaciones con espectros monoenergéticos y con los espectros continuos bigaussianos determinados experimentalmente.

En la figura 4.8 comparamos los resultados de las simulaciones con espectros gaussianos con las medidas de referencia realizadas con el diodo. Estas simulaciones se han realizado sin hoja dispersora para el haz de 6 MeV, con hoja de oro de 0.0051 cm para el de 12 MeV y con la hoja especificada por el fabricante para el caso de 18 MeV. La razón de estas modificaciones sobre la geometría original se verá en el siguiente capítulo. Estos cambios y el hecho de que el procedimiento de ajuste es muy inestable, ha hecho necesario reescalar los espectros obtenidos con nuestro procedimiento, a fin de poder reproducir el valor de R_{50} experimental. Este reescalado ha supuesto, en el caso más desfavorable (6 MeV), una reducción del 4%. Se observa una mejor coincidencia en el hombro tras el máximo y al final de la región de *fall-off*, si bien la mejora es escasamente significativa.

En la figura 4.9 comparamos los rendimientos obtenidos empleando estos espectros con los obtenidos empleando espectros monoenergéticos con la misma configuración de filtros modificada para 6 y 12 MeV. Los espectros monoenergéticos se han resintonizado para tener en cuenta estas modificaciones en la geometría.

La comparación se realiza con las curvas no normalizadas al valor máximo. Como

vemos, para 6 y 18 MeV las diferencias son despreciables. Sin embargo, para 12 MeV se observa una diferencia significativa, derivada del hecho de que el espectro correspondiente a esta energía presenta dos gaussianas bien diferenciadas, cosa que no ocurre con las otras energías.

4.3 Sumario

Los resultados obtenidos en estas simulaciones realistas son comparables a los obtenidos por otros autores [Sem01, Din95b], pero la aplicación de métodos de análisis comparativo más exhaustivos que los empleados habitualmente nos permite asegurar que las diferencias observadas son significativas y no pueden ser aceptadas sin profundizar en el estudio de sus causas.

Especialmente es esto aplicable a la comparación entre códigos. A diferencia de la comparación con el experimento, en la cual necesariamente debemos aplicar una renormalización de las curvas analizadas, en la comparación entre códigos podemos confrontar directamente las energías acumuladas en cada intervalo del histograma, aplicando sólo la normalización al número de historias simuladas.

Tiene sentido hacer esta comparación absoluta dado que al renormalizar es imposible distinguir dónde se encuentran realmente las diferencias entre ambos códigos, pues una discrepancia real en la región del máximo de dosis absorbida será enmascarada por la renormalización, desviando nuestra atención hacia otras regiones de la curva.

En la figura 4.10 se muestran los rendimientos en profundidad absolutos para los códigos GEANT , PENELOPE (v. 2003) y PENELOPE (v. 2005) para las energías de 6, 12 y 18 MeV. Como se observa, las diferencias entre los resultados son muy significativas. La causa, no documentada hasta la fecha, no es sino la gran diferencia observada entre los códigos en el tratamiento de la dispersión angular múltiple en las láminas delgadas y en los medios de baja densidad que estudiamos en los capítulos anteriores. La mayor dispersión calculada por PENELOPE (v. 2003) provoca que sobre el maniquí incida una menor fluencia de electrones, lo que reduce la altura del máximo de la curva no normalizada, con una distribución angular más ancha, lo que modifica también la forma relativa, especialmente en las pequeñas profundidades. Debido a que la diferencia para 6 MeV es especialmente relevante, hemos hecho una simulación empleando PENELOPE (v. 2008), última versión disponible de este código. Los resultados coinciden con los obtenidos con PENELOPE (v. 2005).

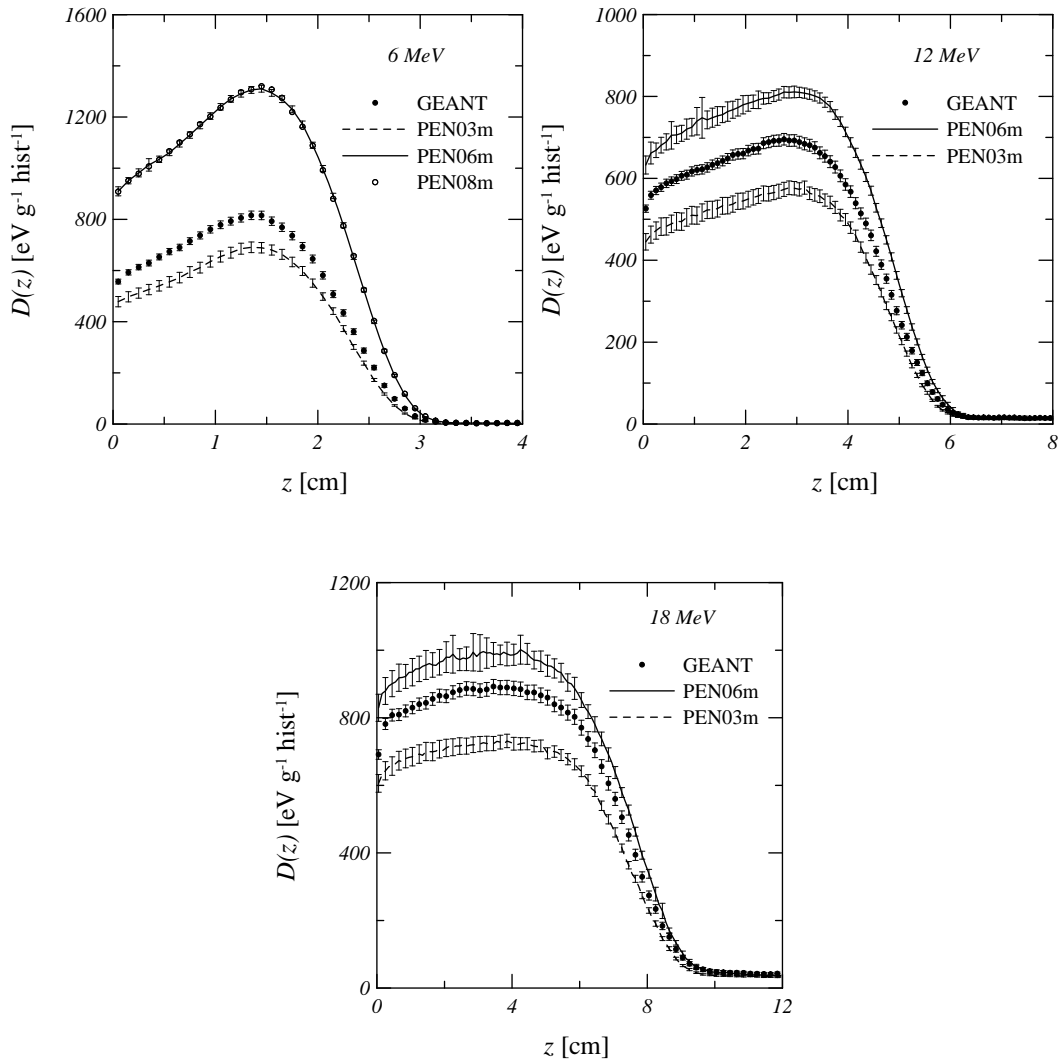


Figura 4.10: Comparación entre los rendimientos obtenidos para los haces de 6, 12 y 18 MeV sin normalizar, empleando los códigos GEANT (puntos negros), PENELOPE (v. 2003) (líneas a trazos) y PENELOPE (v. 2005) (líneas continuas). Las simulaciones con PENELOPE (v. 2003) y PENELOPE (v. 2005) se han realizado en modo mixto, empleando los parámetros de simulación recomendados en [Sem01]. Para 6 MeV, se incluye también una simulación con PENELOPE (v. 2008) (puntos blancos).

Capítulo 5

Características clínicas y dispersión múltiple

En este capítulo analizamos, empleando la simulación Monte Carlo, dos experimentos realizados en el acelerador Siemens Mevatron KDS en los que la influencia de la dispersión múltiple en láminas y aire puede tener un papel relevante.

El primero consiste en la medida de los factores de salida del acelerador en ausencia del aplicador, es decir, seleccionando el tamaño de campo en los colimadores móviles. En estas condiciones, la variación relativa de la tasa de dosis medida en el máximo de la curva de dosis en profundidad estará relacionada con la dispersión en aire y la consiguiente reducción del flujo energético del haz.

El segundo será la medida directa del perfil de radiación a distintas distancias de la fuente, en ausencia de aplicador. En este caso colimamos el haz con el colimador móvil, posicionando una de las mandíbulas en el eje de radiación. El grosor de la zona de penumbra generada aumentará cuando aumenta la distancia del plano de medida al plano de colimación debido a la dispersión espacial de los electrones en el aire interpuesto. Aunque esta dispersión espacial dependerá de la dispersión angular del haz en el plano de colimación, producida por los materiales interpuestos antes de este plano, su variación con la distancia estará condicionada principalmente por la dispersión en el aire interpuesto entre el sistema de colimación y el plano de medida.

Parte de los resultados de este segundo experimento se han publicado en [Vil99].

5.1 Medida de factores de salida sin aplicador

El haz de electrones que emerge del colimador móvil (ver figura 1.2) debe atravesar una distancia de unos 70 cm de aire hasta alcanzar el isocentro de la unidad. Ese recorrido en aire es suficiente para dispersar el haz de forma significativa, y ésta es la razón de que deba utilizarse un aplicador secundario que colime el haz a una distancia próxima a la superficie del medio irradiado, de forma que los límites del haz queden bien definidos. Para los haces más pequeños, esta expansión reduce el flujo de electrones en el centro

del haz, pues los electrones centrales que se dispersan hacia la periferia del haz no se ven compensados por electrones que, procedentes de la periferia, se dispersan hacia el centro del haz. Para campos más extensos, esta compensación tiene lugar, al menos parcialmente, y puede preverse que para un haz de sección suficientemente grande, esta compensación será total, lo que se conoce como equilibrio electrónico lateral en aire.

De esta manera, si medimos la dosis absorbida a una profundidad fija en un maniquí de agua, $z_{\text{ref}}(E)$, para distintos valores del tamaño de campo, l , la diferencia en el valor será debida, principalmente, a la variación de fluencia debida a la dispersión en el aire interpuesto entre el colimador y el maniquí. La forma precisa de esta variación dependerá de la dispersión en el aire interpuesto, aunque también de la dispersión angular producida por los elementos anteriores al sistema de colimación. Si asumimos, como será necesario, que las energías de sintonización obtenidas en el capítulo anterior para el código GEANT son suficientemente aproximadas a los valores reales (lo cual hemos confirmado mediante las simulaciones realizadas con PENELOPE) y que la incertidumbre asociada no tendrá un efecto apreciable en la dispersión en aire, las diferencias observadas en la forma de esta variación de la dosis $D(z_{\text{ref}}, l)$, entre nuestras medidas y nuestras simulaciones, deberán atribuirse a una deficiente simulación del proceso de dispersión elástica.

El procedimiento experimental que hemos seguido es el siguiente. Para cada energía y tamaño de campo seleccionado en el colimador, hemos medido la ionización a una profundidad fija, $z_{\text{ref}}(E)$, próxima a la del máximo de ionización del campo más extenso ($l = 25$ cm), para dos unidades de monitor. La medida se ha realizado empleando como dispositivo de posicionamiento la cuba de agua electromecánica Wellhöffer[©] WP700 y como dispositivo detector la cámara plano-paralela Scanditronix[©] NACP02. Para cada energía, los valores de ionización a la profundidad de medida han sido normalizados al valor obtenido para el campo más extenso. Los valores de la profundidad de medida, z_{ref} , se muestran en la tabla 5.1.

E nominal	6	8	10	12	15	18
z_{ref} [cm]	1.35	1.95	2.45	2.75	3.25	3.25

Tabla 5.1: Valores de z_{ref} para las seis energías nominales. En todos los casos, la incertidumbre en el posicionamiento de la cámara es menor de 0.5 mm.

Hemos asumido que el efecto del tamaño de campo en las características espectrales del haz es despreciable, de forma que, para cada energía, todos los factores implicados en la conversión de la lectura de ionización a valores de dosis pueden considerarse constantes y pueden ser ignorados. De esta manera, los cocientes entre valores de ionización obtenidos a igual profundidad para los distintos tamaños de campo, pueden considerarse cocientes de valores de dosis, y las curvas de factor de salida, que estrictamente lo serán de ionización, pueden considerarse factores de salida de dosis [Zha97, Kap98]:

$$OF(z_{\text{ref}}, l) = \frac{D(z_{\text{ref}}, l)}{D(z_{\text{ref}}, 25)}. \quad (5.1)$$

Hemos medido para las seis energías disponibles en el acelerador, y para cada una de ellas los campos de sección cuadrada y de lado 6, 9, 12, 15, 20 y 25 cm, conformados con los colimadores móviles.

Todas las medidas se realizaron en una sola secuencia y fueron corregidas por las condiciones de presión y temperatura. No se midió durante el experimento la humedad relativa del aire, la cual tiene también un efecto en la densidad del aire. Consideraremos esta deficiencia como una fuente de incertidumbre adicional, que afecta a la comparación con la simulación, la cual se realiza en condiciones normales y en aire seco. La variación de la densidad en los extremos del intervalo de humedad relativa es menor del 1% y esta será la incertidumbre que asumamos por esta causa.

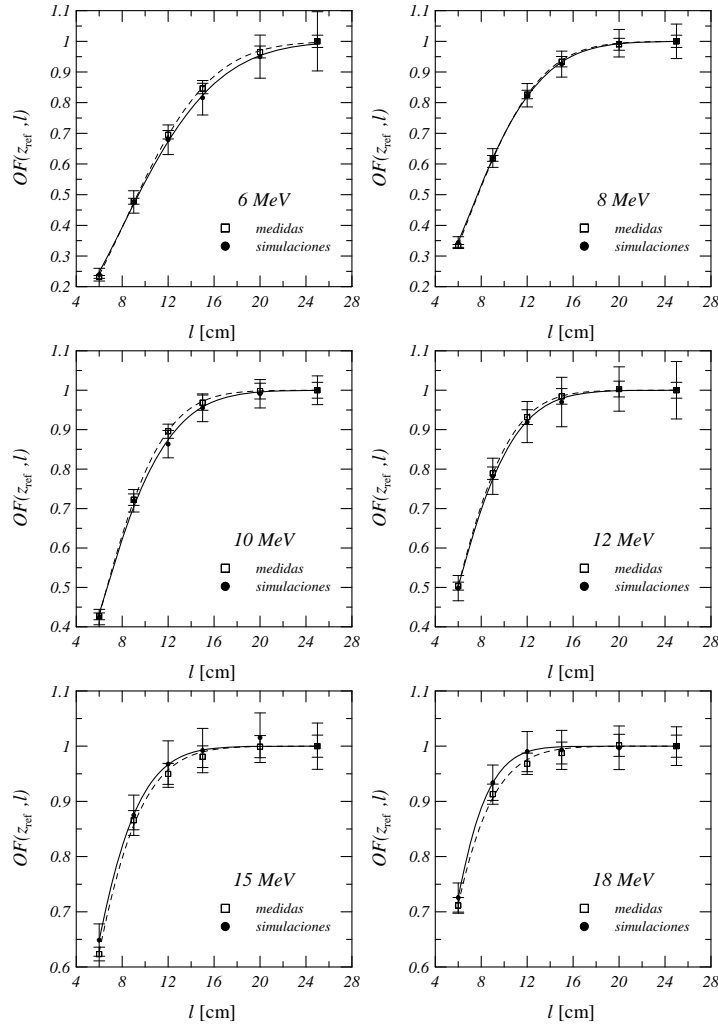


Figura 5.1: Comparación de los valores de $OF(z_{ref}, l)$ experimentales (cuadrados) y los resultados de las simulaciones (puntos), con las hojas dispersoras propuestas por el fabricante. Se muestran también las regresiones de estos valores a la función de la ecuación (5.2).

Los resultados de estas medidas, normalizados al valor $D(z_{ref}, 25)$, se muestran en la figura 5.1 en la que se han representado también (líneas a trazos) las regresiones de los valores a una función de la forma

$$OF(z_{ref}, l) = 1 - \exp(-al^b). \quad (5.2)$$

Las simulaciones correspondientes a este experimento se han realizado con el código GEANT y con la geometría detallada descrita en el primer capítulo y que se ha utilizado

también para realizar la sintonía de energía en el capítulo anterior. Las posiciones de las mandíbulas de colimación se eligen para reproducir los tamaños de campo en el isocentro empleados en la medida experimental. Las simulaciones se han realizado con el mismo conjunto de parámetros empleado en la sintonización del capítulo anterior. Dichos valores son suficientemente restrictivos para simular la dispersión radial del haz en el aire interpuesto entre la fuente y el maniquí, tal como se concluyó en el capítulo 3.

Los resultados de estas simulaciones se muestran también en la figura 5.1 (puntos) y con línea continua los correspondientes ajustes de la ecuación (5.2). Como se aprecia, la coincidencia entre medidas y simulaciones es buena y se encuentra en todos los casos dentro de las barras de error de las simulaciones. Sólo en el caso de 6 MeV podemos observar cierta desviación sistemática en el límite de la significación estadística.

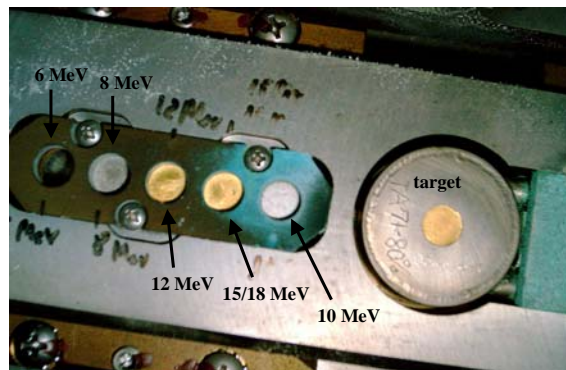


Figura 5.2: Carro porta-dispersores del acelerador KDS. Se observa la ausencia de filtro para 6 MeV, y la existencia de cuatro filtros, dos de acero para los modos de 8 y 10 MeV, y dos de oro para las tres energías más altas. Los modos de 15 y 18 MeV comparten la misma hoja dispersora.

Hemos buscado las causas de esta discrepancia en la descripción de los elementos del acelerador. Aprovechando un mantenimiento programado de la unidad hemos tenido acceso a la pieza que soporta el conjunto de filtros, figura 5.2, y hemos confirmado que el espacio reservado para el filtro de 6 MeV se encuentra, en realidad, vacío, no existiendo en este caso hoja dispersora, contrariamente a lo indicado por el fabricante. Para esta energía, la dispersión ocasionada por el aire interpuesto hasta el filtro ecualizador, y la dispersión adicional provocada por éste, los elementos constituyentes de la cámara monitora y el aire interpuesto hasta el isocentro, basta para alcanzar una extensión radial suficiente para su uso clínico.

Tras eliminar de nuestras simulaciones esta hoja y repetir el proceso de sintonizado descrito en el capítulo anterior, obtenemos una nueva energía de sintonización de 6.52 MeV. Este resultado es muy similar al que se derivaría de la aplicación del poder de frenado total correspondiente al material y espesor de la hoja dispersora eliminada, utilizando los valores tabulados en [Ber05], que daría un valor de 6.535 MeV.

El panel derecho de la figura 5.3 muestra la comparación de las curvas de rendimiento renormalizadas resultantes de las simulaciones del haz de 6 MeV con y sin filtro. Sobre las curvas renormalizadas el resultado de la simulación es prácticamente indistinguible del

resultado obtenido con la hoja dispersora presente. No así el resultado sin renormalizar, donde la ausencia de esta hoja implica una menor dispersión del haz y una mayor dosis en el eje central.

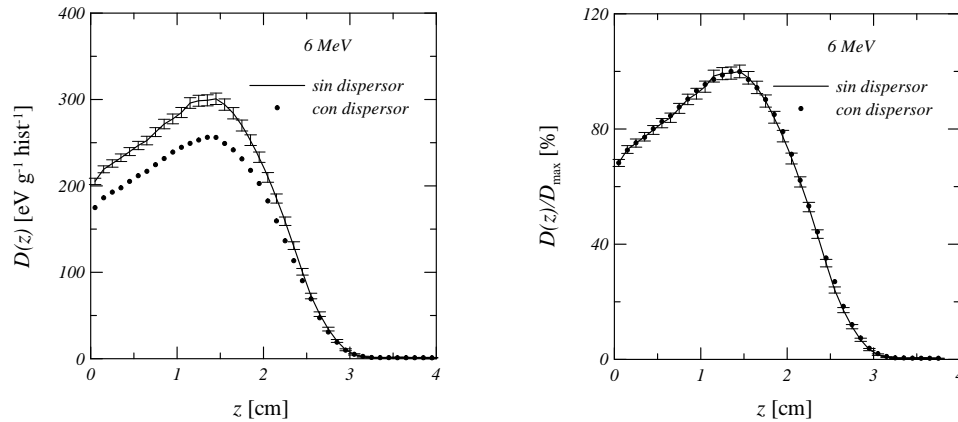


Figura 5.3: Comparación de los rendimientos de dosis en agua para el haz de 6 MeV nominales con y sin hoja dispersora, con energías de sintonización 6.57 y 6.52 MeV, respectivamente. En el panel izquierdo se muestran los resultados no renormalizados. En el panel derecho, los resultados renormalizados.

Con la nueva energía de sintonización y la misma configuración, hemos repetido las simulaciones para el caso de 6 MeV. Los resultados se muestran en la figura 5.4. La coincidencia con el experimento es mejor.

La figura 5.4 incluye también el resultado de la simulación cuando se elimina el aire. De esta forma podemos valorar en qué medida el efecto observado es resultado de su influencia. Como puede verse, buena parte de la variación del factor de salida con el tamaño de campo es debida a la dispersión en el aire, especialmente para el caso de las energías más bajas.

Concluimos que el código GEANT es capaz de reproducir la influencia de la dispersión en aire en este experimento.

5.2 Medida de dispersión en aire

La medida de la dispersión en aire tiene, como ya se ha explicado, una gran importancia pues de este efecto dependerá, en buena medida, la dispersión angular y la penumbra del haz a la entrada del medio irradiado. Desde que se introdujeron en la práctica clínica los sistemas de planificación de tratamiento basados en el uso de haces elementales (*pinceles*), el conocimiento y consideración de esta dispersión, aunque fuera sólo de forma aproximada, ha centrado el interés de muchos investigadores [Hog81, Hui87].

Tradicionalmente la medida de la dispersión se ha basado en la medida de alguna magnitud relacionada con la anchura de la penumbra del haz, determinada sobre perfiles de ionización en aire. Pero distintos autores han utilizado distintos índices para medir esta anchura. Hogstrom y colaboradores [Hog81] y Keall y Hoban [Kea96], han empleado

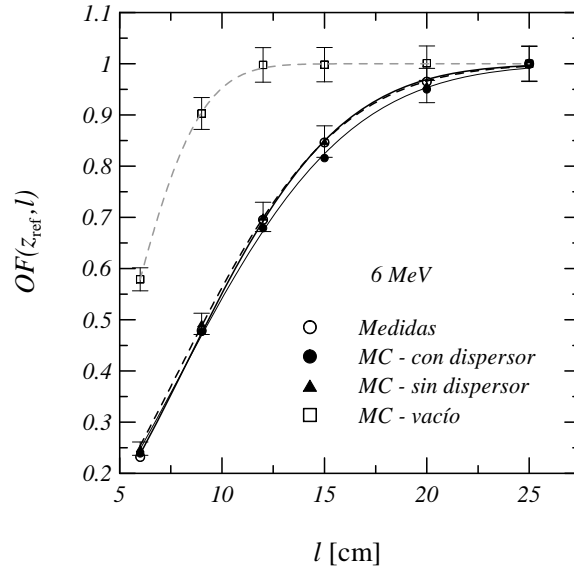


Figura 5.4: Comparación para la energía de 6 MeV entre las medidas (círculos) y las simulaciones, con hoja dispersora de hierro y 0.0025 cm de espesor (puntos), sin hoja dispersora (triángulos) y en ausencia del aire ambiental (cuadrados). Como guía visual se han representado también los ajustes correspondientes de la función 5.2, para las medidas (línea continua gruesa), las simulaciones con hoja dispersora (línea continua delgada), sin hoja dispersora (línea a trazos gruesa) y en ausencia de aire (línea a trazos gris).

como índice la distancia espacial entre las isodosis del 10 y del 90% medida sobre alguno de los ejes principales. Debido a que éste es el método propuesto en el artículo original del método de haces elementales [Hog81], ha sido el que mayor difusión ha alcanzado en la práctica clínica. Pero se han propuesto métodos alternativos. Huizenga y Storchi [Hui87] y Sandison y Huda [San88] utilizan como índice la distancia entre los puntos donde la tangente al perfil de ionización a media altura interseca los niveles de 0 y 100% de ionización. Incluso ICRU [Icr84a] ha dado una recomendación propia empleando como índice la distancia entre las isodosis del 20 y del 80%. La aplicación de estos métodos puede dar diferencias de hasta el 30% en el valor de penumbra y estas diferencias se trasladan parcialmente a los valores de dispersión estimados a partir de ellas.

Existen además problemas metodológicos que no son considerados por muchos autores, tales como el hecho de realizar medidas de penumbra en una región en la que el haz no es ortogonal al dispositivo de medida y la dependencia del valor medido con el tamaño de campo seleccionado, que ninguno de los autores menciona. Tampoco se realiza en estos trabajos una evaluación de las incertidumbres.

Antes, otros autores [McK79, Wer79] habían propuesto medir esta dispersión utilizando ajustes gaussianos sobre la curva de dosis del haz unidimensional, derivados por el método de diferencias a partir del perfil medido en un haz semibloqueado ($x \leq 0$). Pero tampoco en estos casos realizan los autores un análisis detallado de las incertidumbres experimentales.

Esta variedad de métodos y criterios no debe sorprendernos, ya que su intención no es obtener el valor real de la dispersión a la entrada del medio, sino la determinación aprox-

imada de un parámetro ajustable del modelo que debe, en cualquier caso, ser ajustado ad hoc para reproducir las medidas experimentales de referencia obtenidas en el maniquí de agua.

Nuestra intención es distinta. Nosotros pretendemos realizar una medida que nos permita obtener un valor de la dispersión en aire, no con la intención de utilizarlo en el modelo de cálculo, sino para que pueda ser comparado con simulaciones y cálculos de dispersión y de las que podamos derivar magnitudes con significado físico, tales como el poder de dispersión lineal del medio dispersor. Detalles del experimento que se describe en esta sección pueden encontrarse en [Vil99].

Partimos de la aproximación de que un campo extenso se compone de una superposición uniforme de haces elementales idénticos, cada uno de los cuales tendrá un perfil de dosis gaussiano dado por la expresión:

$$D_{(x',y')}(z, x, y) = D_\infty \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(z)} \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{2\sigma_x^2(z)}\right] \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y(z)} \exp\left[-\frac{(y-y')^2}{2\sigma_y^2(z)}\right], \quad (5.3)$$

donde D_∞ es una constante de normalización que representa el valor de la dosis para el haz completo y las variables σ_x y σ_y representan la dispersión espacial del haz elemental en las direcciones transversales principales.

Si interponemos en el haz un bloque semi-infinito capaz de interceptar y detener todos los haces elementales que inciden con $x \geq X_e$ en el plano de colimación $z = 0$, obtenemos, a una distancia z del plano de colimación, un perfil dado por la expresión:

$$\begin{aligned} D(z, x, y) &= \int_{X_e}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' D_{(x',y')}(z, x, y) \\ &= D_\infty \int_{X_e}^{\infty} dx' \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(z)} \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{2\sigma_x^2(z)}\right] \\ &= D_\infty \int_{-\infty}^x dt \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(z)} \exp\left[-\frac{(t-X_e)^2}{2\sigma_x^2(z)}\right] \\ &= D_\infty P(x; X_e, \sigma_x(z)), \end{aligned} \quad (5.4)$$

donde

$$P(x; m, \sigma) = \int_{-\infty}^x dt \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(t-m)^2}{2\sigma^2}\right] = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{m-x}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (5.5)$$

es la distribución acumulada de la distribución normal centrada en m .

La ecuación 5.4 es estrictamente válida sólo para haces semi-infinitos paralelos. Ambas aproximaciones no son satisfechas en la situación experimental dado que el haz tiene extensión finita y procede de una fuente casi puntual que además no está, en general, alineada con el centroide del colimador X_e . Para reducir el efecto de la extensión finita del haz posicionamos la mandíbula correspondiente al lado abierto del haz tan lejos como la unidad Siemens Mevatron KDS nos permite, lo que significa una distancia de 20 cm en el plano $z = 73$ cm en el que se sitúa el isocentro de la unidad en el sistema de referencia elegido para este experimento. Esta extensión es suficiente para asegurar el equilibrio electrónico lateral en el aire, como se desprende de los resultados de la sección anterior, donde se mostraba que la dosis en el maniquí se estabiliza para ese tamaño de campo.

La existencia de una fuente prácticamente puntual situada a una distancia finita es también la causa de que la constante de normalización D_∞ varíe con la distancia z , por lo que la dosis en un punto debe expresarse mejor como:

$$D(z, x, y) = D_\infty(z) P(x; X_e, \sigma_x(z)). \quad (5.6)$$

En esta expresión se asume que el centroide X_e se conserva para todos los planos $z \geq 0$. Pero debido a la imperfecta alineación de la fuente, el colimador y el sistema de referencia del dispositivo de medida, esta constancia de X_e no está garantizada y la posición del centroide puede cambiar con la posición z . El perfil de dosis debe entonces escribirse como

$$D(z, x, y) = D_\infty(z) P(x; x_{\text{cent}}(z), \sigma_x(z)), \quad (5.7)$$

Evidentemente se satisface entonces que

$$x_{\text{cent}}(z = 0) = X_e \quad (5.8)$$

Este desplazamiento, que suponemos lineal, debe determinarse experimentalmente y para ello procedemos como se describe más adelante.

Por otra parte, el cabezal del acelerador, el soporte del dispositivo de medida y otros elementos, pueden ser fuente de radiación dispersa que, en general, no podrá ser correlacionada con el haz directo, de forma que su contribución debe introducirse como un fondo de radiación independiente que añadiremos a la forma del perfil dada anteriormente. Con todo ello, la forma de ese perfil, que emplearemos para ajustar los perfiles experimentales, vendrá dada por la expresión:

$$D_{\text{fit}}(z, x) = D_\infty(z) P(x; x_{\text{cent}}(z), \sigma_x(z)) + B(z, x). \quad (5.9)$$

5.2.1 Experimento

Las medidas fueron realizadas en aire empleando como dispositivo de posicionado del detector la cuba WP700. El detector empleado fue una cámara de ionización Wellhöffer[©] IC-10 de 0.13 cm³ conectada a un electrómetro Wellhöffer[©] WP-5007. Cada perfil fue adquirido en modo continuo, desplazando la cámara a lo largo del eje x ($y = 0$).

Para determinar el centroide de la distribución procedimos como sigue. Primero movimos el colimador positivo ($x \geq 0$) a la posición central X_e y el izquierdo ($x \leq 0$) a la apertura extrema. En esta configuración obtuvimos cuatro perfiles para cada energía y cada distancia $z = 50, 60, 70$ y 80 cm, entre -2 y 2 cm. A continuación movimos el colimador izquierdo hasta contactar el colimador derecho, manteniendo este en su posición original. Empleando la energía más alta se midieron cuatro perfiles para confirmar que la dosis fugada a través del colimador era despreciable y que por tanto ambos colimadores se encontraban en la misma posición X_e . Finalmente movimos el colimador derecho a su apertura extrema y medimos cuatro nuevos perfiles en el mismo rango que antes. Para cada par de perfiles opuestos pudimos determinar el punto de corte, el cual correspondería a la proyección del centroide en el plano de medida, $x_{\text{cent}}(z)$. Dado que disponíamos de cuatro perfiles para cada configuración, obtuvimos 16 parejas distintas y 16 valores de

Energía [MeV]	a	b [cm]	χ^2
6	-0.0017 ± 0.0009	0.11 ± 0.06	-0.946
8	-0.0025 ± 0.0007	0.14 ± 0.04	-0.997
12	-0.0025 ± 0.0004	0.11 ± 0.03	-0.988
15	-0.0032 ± 0.0006	0.10 ± 0.04	-0.998
18	-0.0063 ± 0.0005	0.11 ± 0.03	-0.999

Tabla 5.2: Resultados de los ajustes de los valores $\bar{x}_{cent} \pm \sigma_{x_{cent}}$ obtenidos en nuestro experimento a la función lineal $\bar{x}_{cent} = az + b$. El parámetro b define la posición X_e del borde del colimador.

$x_{cent}(z)$, a partir de los cuales pudimos determinar el valor medio $\bar{x}_{cent}(z)$ y una estimación de la incertidumbre $\sigma_{x_{cent}}(z)$ de ese valor medio.

La tabla 5.2 muestra los parámetros de estos ajustes. La hipótesis de desplazamiento lineal del centroide de las distribuciones se satisface aceptablemente. Además, como puede verse en la tabla, los valores de la ordenada en el origen, b , son muy similares y compatibles con la incertidumbre experimental. Ese valor es precisamente el valor de X_e . El hecho de que la pendiente obtenida en cada caso difiera es debido a que la posición de la fuente puede ser ligeramente diferente para cada energía, debido a un distinto comportamiento del sistema de enfoque magnético. La diferencia máxima observada en la posición de la fuente es de 1.12 mm, lo cual es compatible con las especificaciones del fabricante.

Los perfiles de ionización en aire utilizados para obtener la medida de dispersión son el promedio de cinco perfiles medidos en presencia de una cámara de referencia que permaneció en la misma posición durante todo el experimento, con el objeto de reducir el ruido estadístico introducido por las inevitables fluctuaciones en la fluencia del haz. Para cada energía, se midieron perfiles a siete distancias z , entre 50 y 80 cm, en pasos de 5 cm.

El análisis del perfil se realizó sólo sobre la región bajo el colimador, ($x \leq 0$), para reducir el efecto perturbador que la forma particular del perfil de fluencia, modulado por los filtros ecualizadores, pudiera tener en el análisis. Los perfiles, medidos en modo continuo, fueron muestreados en posiciones x discretas. Para cada coordenada se obtuvo el promedio de las cinco medidas y una estimación de la varianza, $\sigma_D^2(x)$. A esta varianza estadística se le añadió la varianza asociada a la resolución del instrumento de medida, dada por

$$\Delta_D = \frac{1}{\sqrt{3}} \delta_D, \quad (5.10)$$

donde en nuestro caso, $\delta_D = 0.05\%$. El error total se obtuvo como suma cuadrática de ambos componentes:

$$\Sigma_D(x) = \sqrt{\Delta_D^2 + \sigma_D^2(x)}. \quad (5.11)$$

La forma funcional (5.9) se ajustó a los perfiles medidos con sus incertidumbres usando el método de Levenberg-Marquardt [Pre92]. Para la dependencia funcional del fondo de radiación se adoptó un valor constante para cada valor z , es decir, $B(z, x) = B(z)$. Se comprobó que otras dependencias funcionales (lineal y cuadrática) no mejoraban los resultados del análisis.

Energía [MeV]	a [cm ⁻¹]	b	χ^2	z_{vir} [cm]
6	$(8.39 \pm 0.05) \times 10^{-4}$	$(2.09 \pm 0.03) \times 10^{-2}$	0.99998	-24.8 ± 0.5
8	$(9.83 \pm 0.05) \times 10^{-4}$	$(2.29 \pm 0.03) \times 10^{-2}$	0.99968	-23.1 ± 0.5
12	$(10.65 \pm 0.05) \times 10^{-4}$	$(2.42 \pm 0.04) \times 10^{-2}$	0.99998	-23.2 ± 0.5
15	$(11.22 \pm 0.08) \times 10^{-4}$	$(2.52 \pm 0.05) \times 10^{-2}$	0.99998	-23.4 ± 0.7
18	$(12.02 \pm 0.10) \times 10^{-4}$	$(2.84 \pm 0.06) \times 10^{-2}$	0.99998	-23.6 ± 0.7

Tabla 5.3: Resultados de las regresiones lineales $[D_{\infty}(z)]^{-1/2} = az + b$. Se muestra también la posición de la fuente virtual, $z_{\text{vir}} = -b/a$.

Para cada plano z , el valor x_{cent} se fija al valor experimental determinado como se ha descrito anteriormente. El análisis de cada curva genera los valores $D_{\infty}(z)$, $\sigma_x(z)$ y $B(z)$. La incertidumbre del proceso de ajuste se estima mediante técnicas Monte Carlo realizando 10000 sorteos de los valores $D(z, x)$ y x_{cent} de acuerdo a sus incertidumbres experimentales.

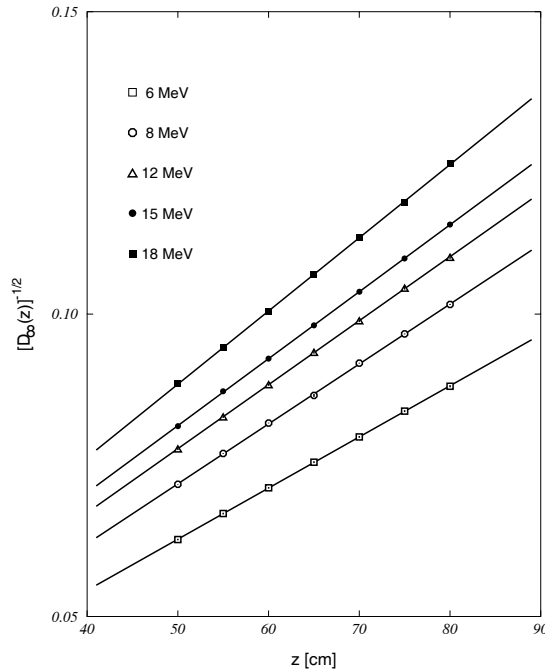


Figura 5.5: Ajustes lineales de los valores $[D_{\infty}(z)]^{-1/2}$.

Con los resultados obtenidos confirmamos, en primer lugar, la dependencia con el inverso del cuadrado de la distancia del valor D_{∞} . La tabla 5.3 muestra los resultados de estos ajustes y la figura 5.5 los presenta gráficamente. Como puede verse, los coeficientes de correlación confirman la existencia de una fuente virtual, cuya posición se encuentra muy próxima en todos los casos, salvo para la energía de 6 MeV. Este resultado es coherente con una particularidad constructiva del acelerador en el que se han realizado las medidas. Como ya se ha dicho anteriormente, y a pesar de la información suministrada por el fabricante, en este acelerador la hoja dispersora está ausente para la energía de 6

MeV y ello conlleva un alejamiento aparente de la fuente virtual.

La figura 5.6 muestra los valores del fondo de radiación $B(z)$ normalizados, para cada energía, al valor $D_\infty(0)$. Como se observa, el valor decrece al aumentar z , por lo que podemos deducir que la influencia de la retrodispersión en el dispositivo de soporte del detector es despreciable, y que la mayor contribución a este fondo de radiación dispersa se encuentra en el propio cabezal de la unidad.

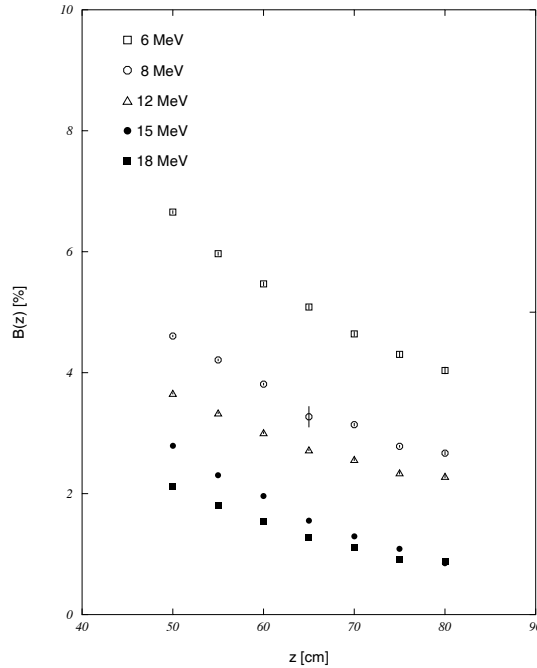


Figura 5.6: Valores del fondo de radiación $B(z)$ normalizados al valor $D_\infty(0)$ para cada energía.

A pesar de que estos valores son pequeños, su efecto en las regresiones de los perfiles es muy importante. La figura 5.7 compara los ajustes realizados con nuestro modelo y los realizados con un modelo gaussiano puro, sin la inclusión del fondo de radiación para las energías y distancias extremas de nuestro experimento. La tabla 5.4 muestra los resultados de ambos ajustes para las dos energías extremas. Como se aprecia, las diferencias son significativas, y la inclusión de $B(z)$ mejora notablemente el coeficiente de correlación.

Para obtener, a partir de los valores de $\sigma_x(z)$, el valor del poder de dispersión $T(E)$, recurrimos a la teoría de Fermi-Eyges [Fer41], según la cual la dispersión espacial muestra una dependencia cúbico-cuadrática con la profundidad z en el medio:

$$\sigma_x^2(z) = \sigma_{\theta,i}^2 z^2 + \frac{1}{6} T(E) z^3, \quad (5.12)$$

donde $T(E)$ es el poder de dispersión lineal para la energía E en el medio considerado. Este valor puede asumirse constante, dado que la pérdida de energía en los espesores de aire considerados es muy pequeña. Mediante regresión de los valores experimentales de $\sigma_x(z)$ a esta expresión, podemos determinar la dispersión angular inicial y el poder de

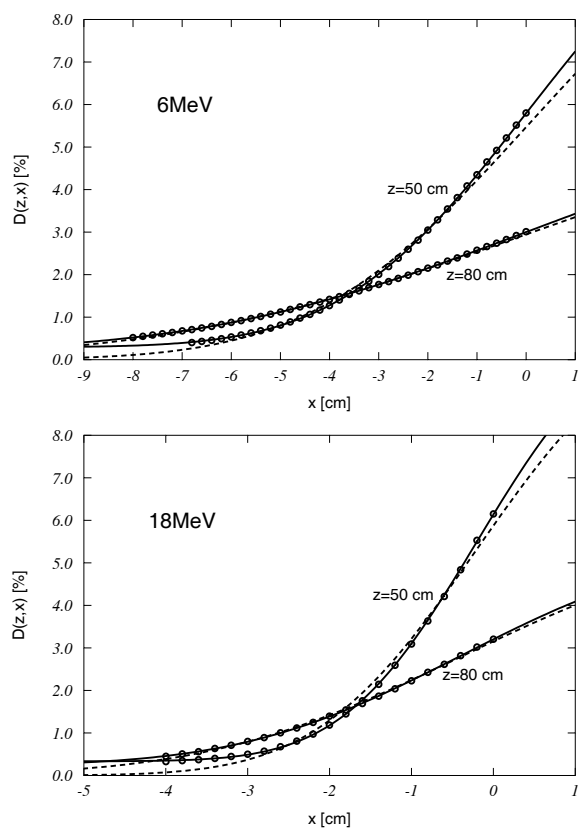


Figura 5.7: Ajustes realizados con (línea continua) y sin (línea discontinua) la inclusión de un fondo $B(z)$ en el modelo de regresión, para las energías y distancias extremas de nuestro experimento.

dispersión del medio. La tabla 5.5 muestra los valores obtenidos para los parámetros de ajuste. Las energías medias de la cuarta columna corresponden al espectro en el plano medio de los colimadores, determinado mediante simulaciones Monte Carlo. Se incluyen también, para comparación, los valores de poder de dispersión obtenidos por interpolación a partir de los datos incluidos en [Icr84a]. Como puede apreciarse, nuestros valores del poder de dispersión experimentales difieren notablemente de los extraídos de la referencia citada.

5.2.2 Simulaciones

Una vez realizado y analizado en detalle este experimento, hemos llevado a cabo una simulación del mismo empleando el código GEANT.

Todos los detalles del cabezal, tal como se describieron en el capítulo anterior, han sido considerados también en estas simulaciones. La única diferencia es que, como en el experimento, uno de los colimadores del par de colimadores X ha sido cerrado hasta la posición central $x = 0$ y el resto de colimadores se encuentra en su máxima apertura, lo que corresponde a una distancia al eje de 20 cm, medidos en el plano del isocentro.

E_{nom} [MeV]	z [cm]	“nuestro modelo”			“gaussiano”	
		$D_\infty(z)$ [%]	$\sigma_x(z)$ [cm]	$B(z)$ [%]	$D_\infty(z)$ [%]	$\sigma_x(z)$ [cm]
6	50	11.08±0.05	2.99±0.01	0.289±0.003	11.01	3.5
	80	5.65±0.02	5.19±0.02	0.171±0.007	5.87	5.7
18	50	10.31±0.07	1.30±0.01	0.325±0.002	10.64	1.5
	80	5.20±0.02	2.12±0.01	0.222±0.06	5.59	2.4

Tabla 5.4: Valores $D_\infty(z)$, $\sigma_x(z)$ and $B(z)$ obtenidos por nosotros para las energías y distancias extremas consideradas en nuestro experimento. En el ajuste gaussiano puro el fondo $B(z)$ ha sido considerado cero. Los valores $D_\infty(z)$, para ambos modelos, y $B(z)$ se han normalizado al valor $D_\infty(0)$.

E_{nom} [MeV]	“nuestro modelo”			Ref. [Icr84a]
	$\sigma_{\theta,i}^2$ [rad ²]	$T(E)$ [rad ² cm ⁻¹]	\bar{E}_0 [MeV]	$T(\bar{E}_0)$ [rad ² cm ⁻¹]
6	$(25.5 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	$(12.5 \pm 0.6) \times 10^{-5}$	5.82	23.15×10^{-5}
8	$(16.2 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$(8.8 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	7.86	13.62×10^{-5}
12	$(10.1 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(3.3 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	11.62	6.83×10^{-5}
15	$(8.9 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(1.6 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	15.43	4.14×10^{-5}
18	$(6.2 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(0.6 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	17.90	3.18×10^{-5}

Tabla 5.5: Valores de $\sigma_{\theta,i}^2$ and $T(E)$ obtenidos con nuestro modelo, energías medias en el plano de colimación \bar{E}_0 y valores de $T(E)$ obtenidos por interpolación de la Tabla 2.6 de [Icr84a] para esas energías medias y considerando la corrección de Møller.

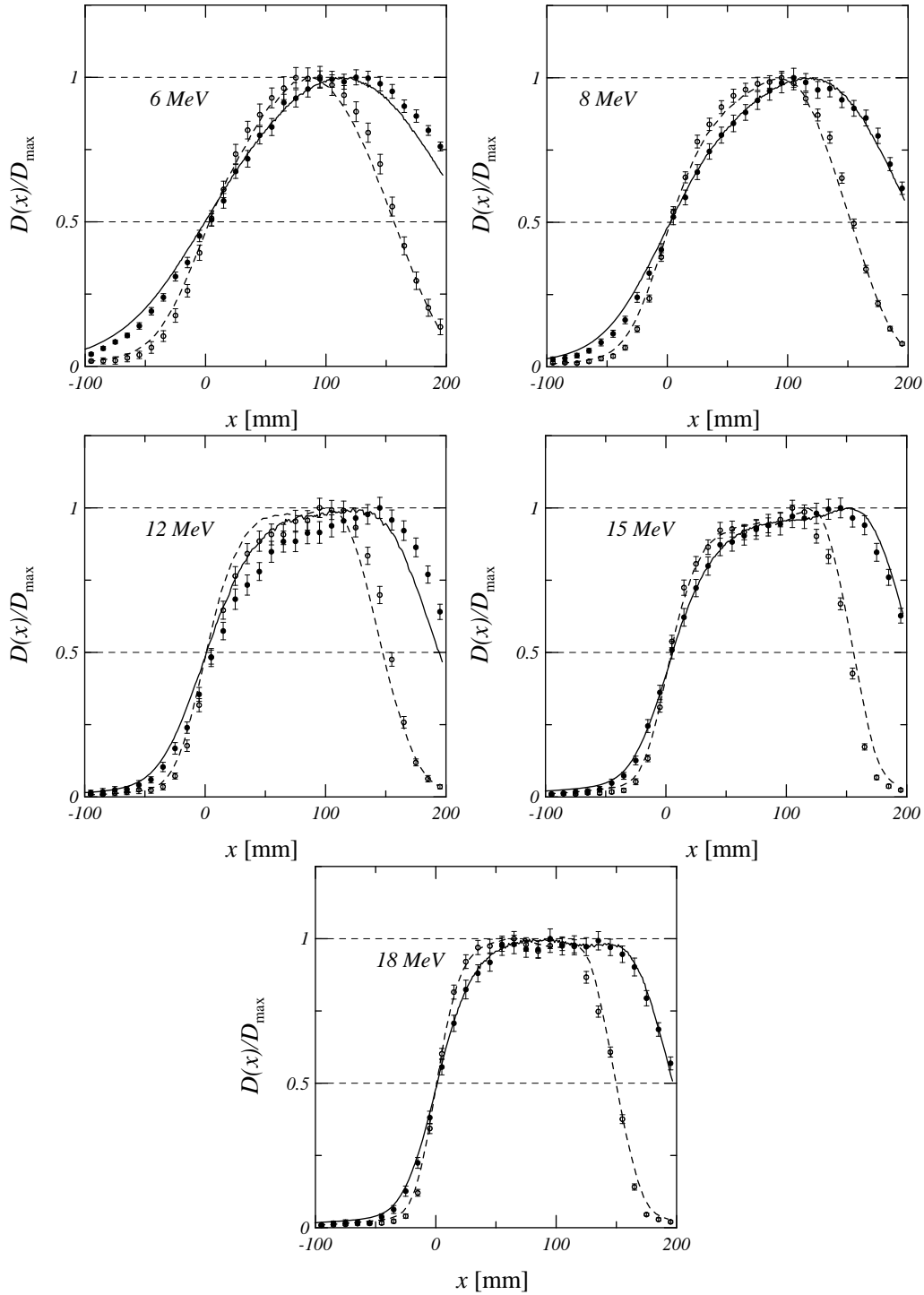


Figura 5.8: Perfiles de dosis en aire obtenidos en simulaciones con GEANT (símbolos) y experimentales (líneas) para las energías de 6, 8, 12, 15 y 18 MeV nominales del acelerador y para los dos planos de medida extremos, $z = 50$ cm y $z = 80$ cm. La coincidencia entre simulaciones y experimento es aceptable para todas las energías, aunque con diferencias significativas. Para el haz de 12 MeV, la diferencia entre la simulación y el experimento es excepcionalmente marcada y señala la existencia de una anomalía.

De nuevo, hemos empleado en las simulaciones las energías de sintonización obtenidas con GEANT en el capítulo anterior. Acumulamos la energía depositada en aire, empleando celdas de acumulación con dimensiones $\Delta x = \Delta z = 1$ cm, y $\Delta y = 2$ cm en los planos de medida experimentales. Las simulaciones se realizan empleando los mismos parámetros que en las realizadas para la sintonización.

El resultado de estas simulaciones, que se muestra en la figura 5.8, describe razonablemente bien el experimento para todas las energías, salvo para 12 MeV. Esta desviación parece indicar que también en este caso, la hoja dispersora realmente montada en nuestra unidad no corresponde con la especificación del fabricante. En la revisión realizada sobre el equipo hemos comprobado que el material de la hoja es oro, tal como el fabricante indica, pero resulta imposible medir su espesor con los medios disponibles. Hemos revisado datos de otros equipos similares y hemos comprobado que en muchos de ellos la hoja de oro utilizada como dispersor para la energía nominal de 12 MeV tiene un espesor de 0.0051 cm, que es la mitad del espesor indicado por el fabricante para nuestra unidad.

Hemos repetido las simulaciones para 12 MeV con este espesor de la hoja dispersora y la nueva energía de sintonización, estimada a partir de una única simulación realizada con la energía de sintonización original calculada en el capítulo anterior. La nueva energía de sintonización es 12.45 MeV, de nuevo muy similar a la obtenida analíticamente aplicando el poder de frenado total tabulado en [Ber05]. En la figura 5.9 se comparan los rendimientos de dosis obtenidos en nuestras simulaciones con ambas configuraciones del haz de 12 MeV. En el panel izquierdo, los resultados se muestran sin normalizar y en el derecho, normalizados al valor máximo de cada simulación. Como vemos, la situación es similar ala comentada anteriormente para 6 MeV, si bien la diferencia entre las distribuciones sin normalizar es, en este caso, más acentuada.

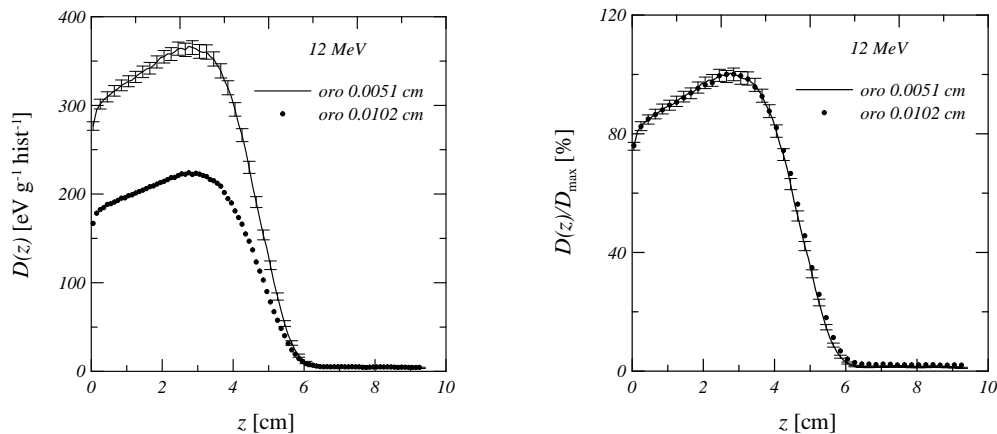


Figura 5.9: Comparación de los rendimientos de dosis en agua para el haz de 12 MeV nominales con hojas dispersoras de oro de espesores 0.0102 y 0.0051 cm, con energías de sintonización 12.72 y 12.45 MeV, respectivamente. En el panel izquierdo se muestran los resultados no renormalizados. En el panel derecho, los resultados renormalizados.

En la figura 5.10 se comparan los resultados obtenidos para el experimento de dispersión utilizando ambas hojas dispersoras. Como resulta evidente, la nueva configuración mejora de forma notable el resultado de la simulación, a pesar de que este cambio apenas resulta visible en los rendimientos de dosis renormalizados.

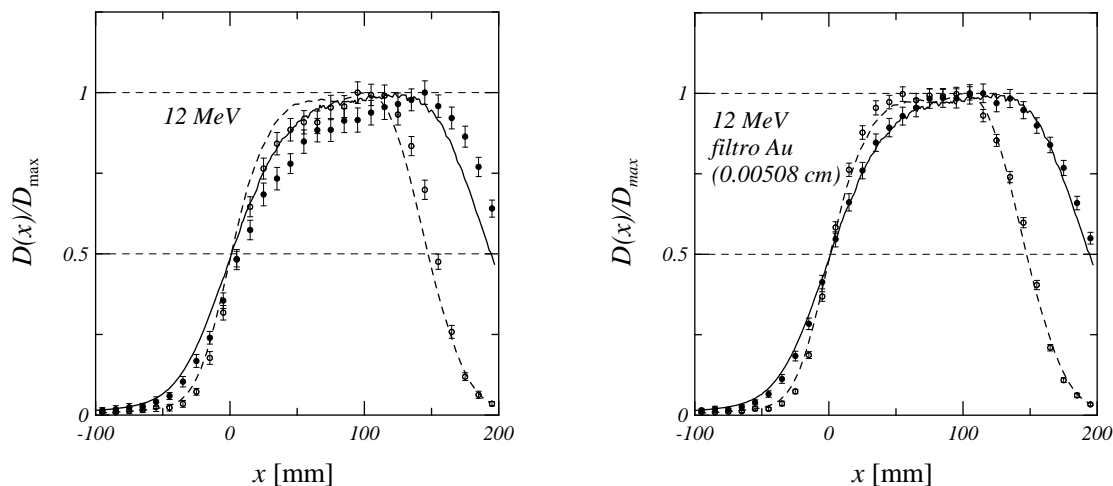


Figura 5.10: Comparación entre los perfiles de dosis en aire para el haz de 12 MeV nominales, obtenidos en las simulaciones con GEANT y en el experimento. En la figura de la derecha la simulación se realiza con la hoja dispersora descrita por el fabricante. En la figura de la izquierda esta hoja ha sido sustituida por la hoja empleada para esta energía nominal en otros aceleradores de la misma serie.

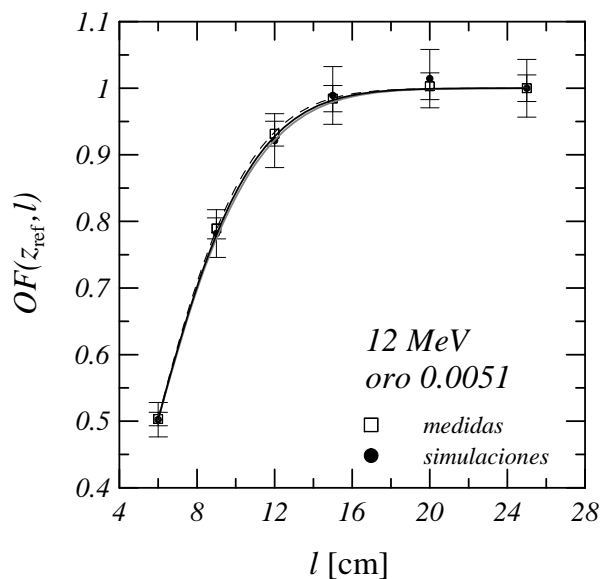


Figura 5.11: Valores $OF(z_{\text{ref}}, l)$ para la energía de 12 MeV. Se muestran los resultados de la simulación empleando la hoja dispersora de oro y 0.0051 cm de grosor (puntos) y las medidas (cuadrados). Como guía se muestran los resultados de los ajustes de la función (5.2) para las simulaciones (línea continua) y las medidas (línea a trazos).

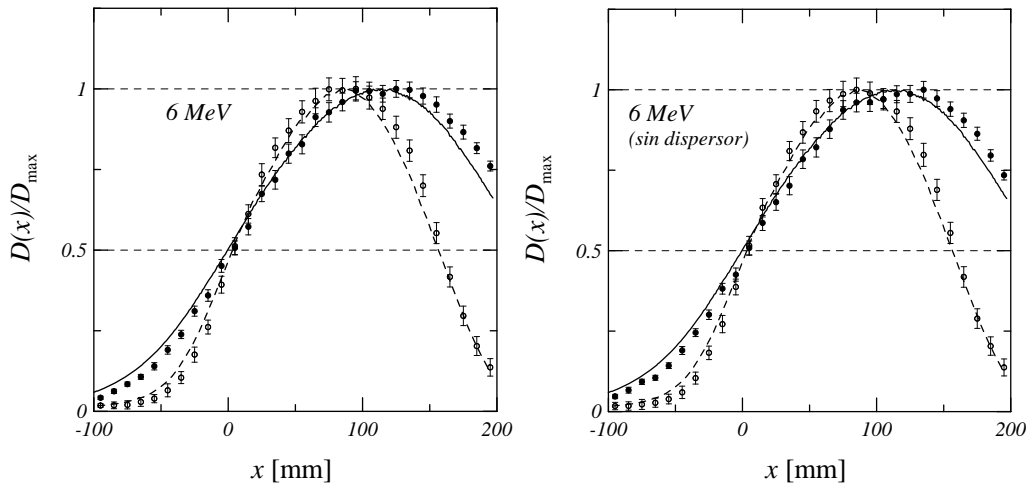


Figura 5.12: Comparación entre los perfiles de dosis en aire para el haz de 6 MeV nominales, obtenidos en las simulaciones con GEANT y en el experimento. En la figura de la derecha la simulación se realiza con la hoja dispersora descrita por el fabricante en la hoja de características. En la figura de la izquierda esta hoja ha sido eliminada pues esa es la configuración confirmada en el acelerador considerado en este estudio.

Hemos estudiado qué efecto tiene este cambio de hoja dispersora en la variación del factor de salida $OF(z_{\text{ref}}, l)$. La figura 5.11 muestra la comparación entre los valores de $OF(z_{\text{ref}}, l)$ obtenidos en las simulaciones con ambas hojas dispersoras y los resultados experimentales. Puede apreciarse una leve mejora de la coincidencia, si bien la coincidencia con la configuración original era ya suficientemente buena.

Hemos repetido también la simulación para la energía de 6 MeV, dado que para esta energía nuestro acelerador no dispone, como hemos comprobado, de hoja dispersora. Los resultados se muestran en la figura 5.12. Como se ve, en este caso la presencia o no de la hoja dispersora no tiene un efecto dramático en el resultado de esta simulación, debido a que para este caso, la contribución de la hoja dispersora a la dispersión angular del haz es pequeña comparada con la contribución del resto de elementos interpuestos, incluyendo el aire.

Hemos analizado los perfiles obtenidos en nuestras simulaciones empleando la ecuación (5.9). En la figura 5.13 se muestran los valores de $\sigma_x^2(z)/z^2$ experimentales y los obtenidos en nuestras simulaciones. Es obvio que las simulaciones no reproducen los resultados experimentales, siendo especialmente significativa la diferencia de las pendientes obtenidas para las regresiones lineales. De acuerdo a la ecuación (5.12) esta pendiente debe corresponder al valor $T(E)/6$ del medio dispersor, aire en este caso.

En la figura 5.14 mostramos los valores de $T(E)$ obtenidos para las simulaciones y el experimento. Para la representación se considera como valor de energía la energía media en el plano inferior del colimador obtenida mediante simulaciones Monte Carlo. Se comparan los resultados de la simulación y las medidas con los valores de poder de dispersión de la referencia [Icr84a]. Como puede verse, los resultados de las simulaciones se encuentran próximos a los valores calculados de la referencia [Icr84a], pero los experimentales son sustancialmente más pequeños. La discrepancia es significativa y nos sugiere que algún

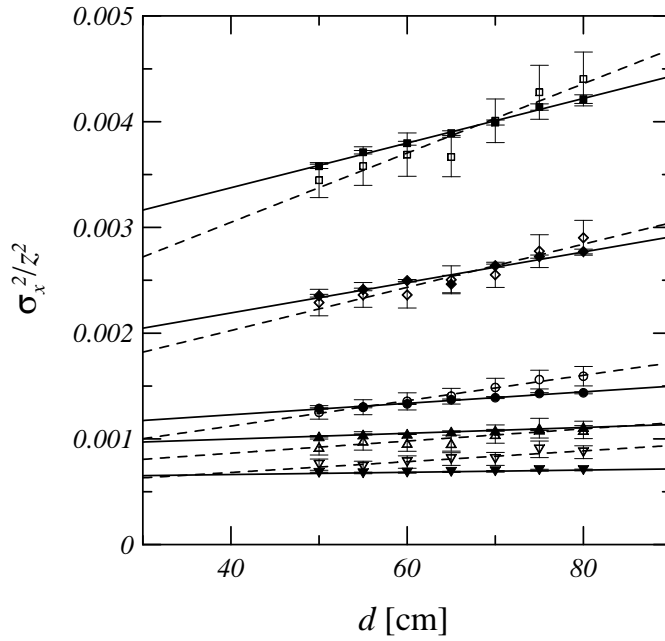


Figura 5.13: Valores de $\sigma_x^2(z)/z^2$ experimentales (símbolos negros) y los obtenidos en nuestras simulaciones (símbolos blancos). Se muestran también las regresiones lineales para cada conjunto.

aspecto del haz real generado por nuestro acelerador no ha sido incluido en nuestras simulaciones.

El origen de este desacuerdo, que no es más que la consecuencia de la discrepancia observada en la comparación de los perfiles de dosis en aire, puede encontrarse en que hemos utilizado una fuente puntual en nuestras simulaciones, si bien es conocido el hecho de que los haces que emergen del acelerador lineal tienen una extensión espacial no despreciable. En buena aproximación el haz emergente de la guía aceleradora puede asumirse unidireccional pero con un perfil de fluencia gaussiano, con valores de FWHM que pueden llegar a ser de algunos milímetros [Wei09].

Hemos realizado simulaciones empleando distribuciones radiales gaussianas para el modo de 12 MeV, con valores de desviación estándar radial de 0.5, 1.0, 1.5 y 2.0 mm.

5.3 Sumario

A la vista de estas discrepancias, que no hemos podido resolver variando la configuración de las hojas dispersoras ni modificando la distribución espacial de la fuente original, nos hemos planteado la posibilidad de que las diferencias observadas en estas simulaciones sean debidas a la asunción de un espectro inicial monoenergético.

Un espectro monoenergético permite obtener, como hemos visto antes y siempre queelijamos adecuadamente la configuración del cabezal, resultados satisfactorios para la curva de rendimiento de dosis y también para la variación del factor $OF(z_{\text{ref}}, l)$ y para la

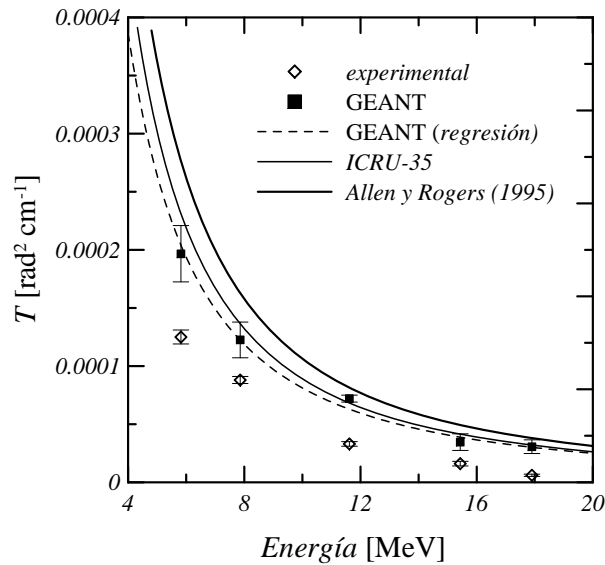


Figura 5.14: Se muestran los poderes de dispersión experimentales, obtenidos aplicando la regresión (5.12) (diamantes) y los obtenidos aplicando esta regresión a los resultados de la simulación (cuadrados). Como referencia se muestran los valores de las referencias [Icr84a] (línea continua delgada) y [All95] (línea continua gruesa) interpolados con la función $T(E) = a * E^b$. Esta misma regresión se ha realizado a los datos de las simulaciones (línea discontinua).

forma general de los perfiles de dosis en aire, situación que consideramos extremadamente exigente con la simulación. Pero este aparente acuerdo en la forma de los perfiles en aire se desmorona cuando realizamos la comparación en términos del poder de dispersión lineal, para el cual la discrepancia con el experimento es manifiesta, si bien los valores resultantes de la simulación son suficientemente próximos a los valores tabulados, máxime si tenemos en cuenta que las condiciones del experimento no permiten esperar que los valores de dispersión obtenidos coincidan con los que suministran los modelos teóricos. Los valores experimentales son muy inferiores a lo esperado, y resulta sorprendente si consideramos que el experimento fue repetido íntegramente. No cabe argumentar tampoco la corrección del método de análisis de los perfiles, dado que el mismo se aplica tanto a los datos experimentales como a los resultados de las simulaciones.

Hemos utilizado los espectros bigaussianos descritos en el capítulo anterior para realizar de nuevo las simulaciones del experimento de dispersión en aire para las energías de 6, 12 y 18 MeV. Los resultados se muestran en la figura 5.15.

Las diferencias con las simulaciones con espectros monoenergéticos no son significativas, y estas nuevas simulaciones no resuelven la discrepancia en los poderes de dispersión en aire discutida anteriormente.

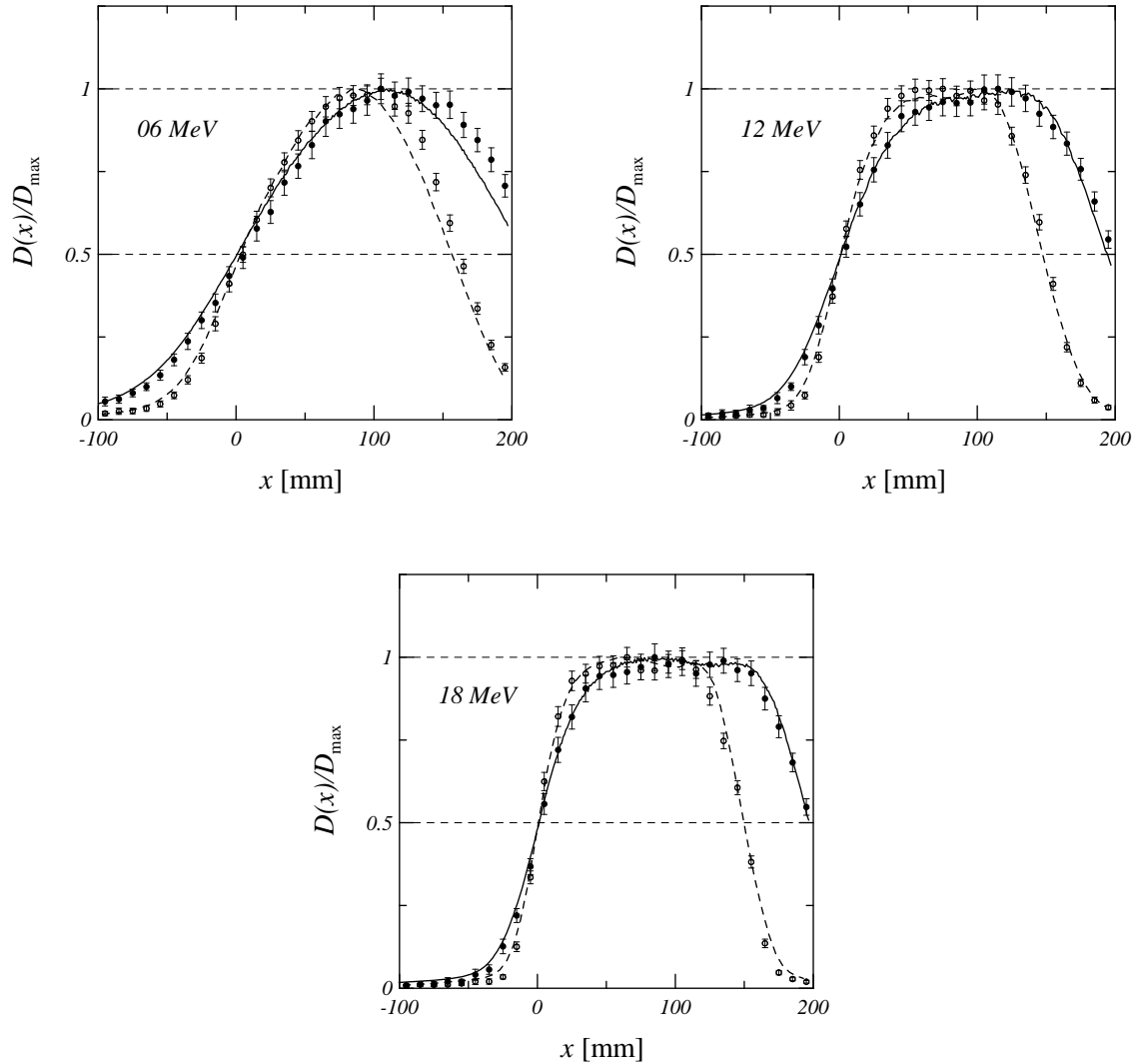


Figura 5.15: Perfiles de dosis en aire obtenidos en simulaciones con GEANT (símbolos) empleando los espectros bigausianos de la figura 4.7 y experimentales (líneas) para las energías de 6, 12 y 18 MeV nominales del acelerador y para los dos planos de medida extremos, $z = 50$ cm (círculos huecos) y $z = 80$ cm (círculos sólidos). La coincidencia entre simulaciones y experimento es aceptable para todas las energías, aunque con diferencias significativas. Para el haz de 12 MeV, la diferencia entre la simulación y el experimento es excepcionalmente marcada y señala la existencia de una anomalía.

Capítulo 6

Conclusiones y perspectivas

La simulación Monte Carlo de haces de electrones de uso clínico es una herramienta muy valiosa en la investigación y la práctica clínica con estos haces y aporta una valiosa información sobre su comportamiento en situaciones inaccesibles experimentalmente. Pero su uso debe someterse a una crítica exhaustiva para asegurar la ausencia de desviaciones sistemáticas que puedan tener consecuencias en los observables dosimétricos. Esta crítica debe basarse en la comparación cuidadosa con la escasa información experimental disponible o, en su defecto, entre los distintos códigos, a fin de garantizar la robustez de nuestras investigaciones.

Cada mecanismo de interacción debe ser estudiado detalladamente en aplicaciones elementales antes de emplearlo en situaciones complejas, donde las deficiencias intrínsecas pueden quedar enmascaradas. Así se ha hecho con muchos de estos mecanismos, especialmente con aquéllos relacionados con la pérdida de energía. La dispersión elástica múltiple ha recibido una especial atención desde una perspectiva teórica, pero la escasez de datos experimentales ha hecho que este interés no cristalice en una comparación sistemática entre los distintos códigos.

La distribución angular resultante de la dispersión elástica en las láminas delgadas sólidas o en las láminas gruesas de aire es un aspecto muy importante en la simulación realista de haces clínicos. Esta dispersión es la principal responsable de la extensión del haz y, por tanto, de su intensidad en el eje. Pero las diferencias entre los distintos códigos ocasionadas por las diferencias en la dispersión múltiple quedan enmascaradas generalmente por el inevitable proceso de sintonización de energía y renormalización al que debemos someter los resultados de nuestras simulaciones para poder compararlos con las medidas realizadas en condiciones clínicas, en las que las características espectrales y de fluencia de la fuente nos son desconocidas. Tampoco la comparación de perfiles, realizada en condiciones de irradiación clínicas, será sensible a estas diferencias entre códigos, debido a que estas condiciones incluyen, por lo general, un aplicador que colima el haz muy cerca del medio irradiado, haciendo que la dispersión y extensión del haz en el espacio entre la colimación y la superficie del medio sea un efecto poco importante.

Hemos comparado los resultados experimentales de dispersión en láminas delgadas disponibles con la simulaciones realizadas con varios códigos Monte Carlo y hemos encontrado importantes diferencias, entre los códigos y los datos experimentales, entre los

resultados de los distintos códigos e incluso entre las distintas versiones de un mismo código o entre simulaciones realizadas con un mismo código empleando distintos parámetros o modos de simulación. Nuestros trabajos iniciales en este sentido han motivado la realización de un nuevo experimento de dispersión en láminas delgadas. La comparación de estos nuevos datos con las versiones más recientes de los códigos arroja resultados más satisfactorios, pero las diferencias entre los códigos siguen siendo significativas. Las simulaciones detalladas con PENELOPE (v. 2005) muestran un acuerdo magnífico. GEANT y PENELOPE (v. 2005) en simulaciones condensadas, muestran un buen acuerdo (mejor del 3%). Hemos encontrado problemas con las simulaciones realizadas con Geant4, donde las distribuciones obtenidas son más estrechas que las experimentales y las diferencias superan el 5%. En general, el acuerdo entre las versiones más recientes de los códigos y los datos experimentales es bueno, pero las diferencias no son despreciables. Las conclusiones no dependen de la energía del haz (13 y 20 MeV).

Hemos demostrado que estas diferencias tienen consecuencias significativas en las distribuciones de dosis en condiciones clínicas, cuando simulamos con detalle el cabezal de un acelerador, si bien estas diferencias desaparecen, aparentemente, cuando comparamos resultados normalizados y empleamos energías sintonizadas para reproducir los alcances experimentales. Que estas conclusiones son extrapolables a otros modelos de acelerador, distintos al empleado en nuestras medidas, es razonable, dado que las diferencias en las geometrías implicadas son mínimas, cuando tratamos con aceleradores de haz dispersado.

La situación es similar cuando estudiamos la dispersión en láminas de aire de espesores del orden de los encontrados en las situaciones clínicas de interés, y también en este caso estas diferencias se trasladan a las distribuciones de dosis en medios irradiados en condiciones clínicas.

Respecto al código GEANT, en el que se centraba nuestro interés inicial, su comportamiento es similar al observado en el resto de códigos y en muchas de las comparaciones realizadas demuestra una capacidad comparable a la de los códigos más modernos. Como era de esperar, su aspecto más crítico es el mecanismo de transporte, el cual debe ser controlado mediante una selección adecuada de los parámetros. Esto se ha puesto especialmente de manifiesto en la simulación de láminas extensas de aire, donde el parámetro **STEMAX** tiene un papel clave si pretendemos obtener distribuciones espaciales aceptables. El código tiene tras de sí una importante experiencia acumulada pues ha sido utilizado desde mediados de los años 80 en un entorno experimental muy activo, lo que ha permitido ajustar los parámetros de los modelos físicos implementados a una importante variedad de datos experimentales. Casi podemos calificar de sorprendentes los resultados obtenidos con este código en la simulación de los dos experimentos de dispersión realizados con el acelerador Siemens Mevatron KDS, dado que esa experiencia a la que nos acabamos de referir no se ha obtenido en el rango de energías de interés en radioterapia. La comparación de los resultados experimentales con los resultados de nuestras simulaciones nos ha permitido detectar pequeñas discrepancias entre la configuración real de las hojas dispersoras y la configuración informada por el fabricante, diferencias que, al menos en el caso del haz de 6 MeV, hemos podido confirmar aprovechando una operación de mantenimiento en el acelerador. Especialmente llamativo es el caso de la medida de perfiles en aire para el haz de 12 MeV, donde la reducción del espesor de la lámina dispersora de oro, de 0.0102 a 0.0051 cm provoca cambios muy significativos en la distribución de fluencia, obteniéndose tras el cambio perfiles muy similares a los experimentales. Este cambio tan

radical no se observa en los perfiles de 6 MeV cuando eliminamos la hoja dispersora de acero. Pero en este caso, ese cambio de filtro sí tiene una influencia observable en los valores del factor de salida que no observamos en el caso de 12 MeV con el cambio de hoja dispersora.

El hecho de que el uso de un espectro bigaussiano experimental, que difiere significativamente del espectro monoenergético que hemos empleado por defecto, no tenga una influencia significativa en los resultados de nuestras simulaciones, como tampoco lo tiene el uso de distribuciones radiales de fluencia no puntuales en el haz inicial emergente de la guía aceleradora, parece contrastar con la influencia tan significativa que tienen las modificaciones de esas hojas dispersoras. Si añadimos a esto que, con mucha probabilidad, las hojas dispersoras realmente instaladas podrían también no coincidir con las informadas por el fabricante para las energías de 8 y 10 MeV, para las cuales no se han observado discrepancias significativas con el experimento, nos lleva a concluir que si bien la influencia de los elementos del cabezal puede ser muy relevante, es difícil determinar a priori en qué condiciones su correcta definición será crítica, como en el caso de los perfiles en aire de 12 MeV; significativa, como en el caso de los factores de salida de 6 MeV, o despreciable, como en el caso de los perfiles relativos en aire de 6 MeV o los rendimientos relativos de dosis en agua que se estudiaron en el capítulo 5.

Los resultados de nuestras simulaciones de la medida de perfiles en aire son también sorprendentes. En esta situación tan exigente con la simulación, el código GEANT genera perfiles de dosis en aire que son muy similares a los obtenidos experimentalmente. Pero cuando pretendemos obtener a partir de estos perfiles el valor del poder de dispersión en aire, obtenemos valores que están en buen acuerdo con la bibliografía, pero discrepan significativamente de los valores resultantes del experimento. No acertamos a entender el origen de esta discrepancia entre el experimento y los valores publicados y éste puede ser un asunto relevante, pues puede estar asociado a la influencia de elementos que han sido ignorados en la geometría de nuestras simulaciones.

Queda pendiente en esta línea de trabajo aclarar la causa de la discrepancia entre los valores del poder de dispersión en aire obtenidos de nuestro experimento y de nuestras simulaciones. Aclarar este aspecto nos obligará a repetir el experimento utilizando distintos dispositivos detectores, y a realizar la simulación utilizando el resto de códigos estudiados.

También debemos continuar investigando la influencia que la configuración de la hoja dispersora primaria puede tener en los aspectos estudiados y en otros observables dosimétricos para todas las energías, empleando un conjunto alternativo de hojas dispersoras, correspondientes a aceleradores de iguales características.

Queremos también extender este estudio a otros modelos de aceleradores de haz dispersado, cuya concepción en el diseño y ubicación de las hojas dispersoras difiera sustancialmente del acelerador aquí estudiado.

La comparación sistemática y exhaustiva de códigos es, y seguirá siendo en el futuro inmediato, un campo de investigación muy valioso y nosotros queremos continuar este trabajo con el análisis de otros mecanismos de interacción.

Los aceleradores de uso clínico no están diseñados para realizar experimentos fundamentales pero creemos que, con un poco de imaginación y esfuerzo, es posible diseñar

situaciones en las que podremos asociar el comportamiento de los haces a aspectos particulares de la interacción, pudiendo de esta forma verificar la bondad de los modelos implementados en los distintos códigos.

El uso de la simulación Monte Carlo se va a generalizar en la práctica clínica en los próximos años, y los distintos códigos compiten hoy por ser el *corazón* de esa revolución. Nuestro grupo tiene experiencia en la aplicación de todos los códigos actualmente utilizados en el campo de la física médica, y tiene acceso directo a la realización de experimentos en una variedad significativa de aceleradores. Puede, por tanto, realizar una importante aportación en la validación de los códigos y debe ser éste un campo prioritario de nuestro trabajo futuro, manteniendo una especial colaboración con el grupo de desarrollo de PENELOPE, de la Universidad de Barcelona, y contribuyendo a mantener este código en una posición mundial prevalente.

Bibliografía

- [Ago03] S. Agostinelli et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 2003, 506: 250-303.
- [All95] X. Allen Li y D.W.O. Rogers. *Med. Phys.* 1995, 22: 531-541.
- [Alm99] P.R. Almond, P.J. Biggs, B.M. Coursey, W.F. Hanson, M.S. Huq, R. Nath y D.W.O. Rogers. *Med. Phys.* 1999, 26: 1847-1870.
- [And91] P. Andreo. *Phys. Med. Biol.* 1991, 36: 861-920.
- [And93] P. Andreo, J. Medin y A.F. Bielajew. *Med. Phys.* 1993, 20: 1315-1325.
- [Ber63] M.J. Berger. *Methods in Computational Physics* 1963, 1: 135-215.
- [Ber83] M.J. Berger y S.M. Seltzer. Stopping power and ranges of electrons and positrons, NBS Report NBSIR 82-2550-A. Gaithersburg: National Bureau of Standards, 1983.
- [Ber87] M.J. Berger y J.H. Hubbell. XCOM: Photon Cross Sections on a Personal Computer, Report NBSIR 87-3597. Gaithersburg: National Bureau of Standards, 1987.
- [Ber05] M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker and J. Chang.
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [Bet53] H.A. Bethe. *Phys. Rev.* 1953, 89: 1256-1266.
- [Bew85] D.K. Bewley. *Br. J. Radiol.* 1985, 58: 213-217.
- [Big87] F. Biggs y R. Lighthill. Analytical approximations for x-ray cross sections 3. SAND87-0070 UC-34. Lugar: Sandia National Laboratory, 1987.
- [Big75] F. Biggs, L. Mendelsohn y J. Mann. *At. Data Nucl. Data Tables* 1975, 16: 201-309.
- [Bra79] A. Brahme y H. Svensson. *Med. Phys.* 1976, 3: 95-102.
- [Bra81] A. Brahme, I. Lax, P. Andreo. *Acta Radiol Oncol.* 1981, 20: 147-158.
- [Bra84] A. Brahme. *Acta Radiol Oncol.* 1984, 23: 379-391.
- [Bur96] D.T. Burns, G.X. Ding y D.W.O. Rogers. *Med. Phys.* 1996, 23: 383-388.

- [Cul97] D.E. Cullen, J.H. Hubbell y L. Kissel. EPDL97 The evaluated data library, '97 version, Report UCRL-50400 vol. 6, rev. 5. Livermore: Lawrence Livermore National Laboratory, 1997.
- [Den01] J. Deng, S.B. Jiang, T. Pawlicki, J. Li y C.M. Ma. *Phys. Med. Biol.* 2001, 46: 1429-1449.
- [Din95a] G.X. Ding, D.W.O. Rogers y T.R. Mackie. *Med. Phys.* 1995, 22: 489-501.
- [Din95b] G.X. Ding and D.W.O. Rogers. Energy spectra, angular spread and dose distributions of electron beams from various accelerators used in radiotherapy. NRC Report PIRS 439. Ottawa: NRC, 1995.
- [Din96] G.X. Ding y D.W.O. Rogers. *Med. Phys.* 1996, 23: 361-376.
- [Eyg48] L. Eyges. *Phys. Rev.* 1948, 74: 1534-1535.
- [Fad00] B.A. Faddegon y T. Blevis. *Med. Phys.* 2000, 27: 514-526.
- [Fer41] E. Fermi, citado en B. Rossi y K. Greisen. *Rev. Mod. Phys.* 1941, 13: 265-268.
- [Fer93] J.M. Fernández-Varea, R. Mayol, J. Baró y F. Salvat. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B.* 1993, 73: 447-473.
- [Gou40a] S. Goudsmit y J.L. Saunderson. *Phys. Rev.* 1940, 57: 24-29.
- [Gou40b] S. Goudsmit y J.L. Saunderson. *Phys. Rev.* 1940, 58: 36-42.
- [Gea93] GEANT - Detector description and simulation tool, CERN Program Library. Geneva: CERN, 1993.
- [Gea4] Geant 4 Physics Reference Manual.
<http://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/PhysicsReferenceManual.html>
- [Han51] A.O. Hanson, L.H. Lanzl, E.M. Lyman y M.B. Scott. *Phys. Rev.* 1951, 84: 634-637.
- [Hei54] W. Heitler. The Quantum Theory of Radiation. London: Oxford Univ. Press, 1954.
- [Hog81] K.R. Hogstrom, M.D. Mills y P.R. Almond. *Phys. Med. Biol.* 1981, 26: 445-459.
- [Hub75] J.H. Hubbell, W.J. Veigele, E.A. Briggs, R.T. Brown, D.T. Cromer y R.J. Howerton. *J. Phys. Chem. Ref. Data* 1975, 4: 471-538. Erratum: *ibid.* 1976, 6: 615-616.
- [Hub79] J.H. Hubbell y I. Øverbø. *J. Phys. Chem. Ref. Data* 1979, 8: 69-105.
- [Hub80] J.H. Hubbell, H.A. Gimm y I. Øverbø. *J. Phys. Chem. Ref. Data* 1980, 9: 1023-1147.

- [Hui87] H. Huizenga y P.R.M. Storchi. *Phys. Med. Biol.* 1987, 32: 1011-1029.
- [Iae87] International Atomic Energy Agency. Code of practice for absorbed dose determination in photon and electron beams, TRS-277. Viena: I.A.E.A., 1987.
- [Iae95] International Atomic Energy Agency. The use of plane-parallel ionization chambers in high-energy electron and photon beams. An international code of practice for dosimetry. TRS-381. Viena: I.A.E.A., 1995.
- [Iae01] International Atomic Energy Agency. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. TRS-398. Viena: I.A.E.A., 2001.
- [Icr84a] International Commission on Radiation Units and Measurements. Radiation Dosimetry: Electron Beams with Energies between 1 and 50 MeV. ICRU Report-35. Bethesda: I.C.R.U., 1984.
- [Icr84b] International Commission on Radiation Units and Measurements. Stopping Powers for Electrons and Positrons. ICRU Report-37. Bethesda: I.C.R.U., 1984.
- [Icr07] International Commission on Radiation Units and Measurements. Elastic Scattering of Electrons and Positrons. ICRU Report-77. Bethesda: I.C.R.U., 2007.
- [Jet96] D. Jette. *Med. Phys.* 1996, 23: 459-478.
- [Jia00] S.B. Jiang, A. Kapur y C.M. Ma. *Med. Phys.* 2000, 27: 180-191.
- [Kap98] A. Kapur, C.M. Ma, E.C. Mok, D.O. Findley y A.L. Boyer. *Phys. Med. Biol.* 1998, 43: 3479-3494.
- [Kaw98] I. Kawrakow y A.F. Bielajew, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* 1998, 134: 325-336.
- [Kaw00] I. Kawrakow. *Med. Phys.* 2000, 27: 485-498.
- [Kaw03] I. Kawrakow y D.W.O. Rogers. The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport, NRCC Report PIRS-701. Ottawa: NRC, 2003.
- [Kea96] P.J. Keall y P.W. Hoban. *Phys. Med. Biol.* 1996, 41: 1511-1515.
- [Kha91] F.M. Khan, K.P. Doppke, K.R. Hogstrom, G.J. Kutcher, R. Nath, S.C. Prasad, J.C. Purdy, M. Rozenfeld y B.L. Werner. *Med. Phys.* 1991, 18: 73-109.
- [Kis83] L. Kissel, C.A. Quarles y R.H. Pratt. *At. Data Nucl. Data Tables* 1983, 28: 381-460.
- [Kul41] L.A. Kultchitsky y G.D. Latyshev. *Phys. Rev.* 1941, 61: 254-265.
- [Lax87] I. Lax. *Radiother. Oncol.* 1987, 10: 307-319.
- [Led78] C.M. Lederer y V.S. Shirley eds. Table of Isotopes, New York: Wiley, 1978.

- [Ma97] C.M. Ma, B.A. Faddegon, D.W.O. Rogers y T.R. Mackie. *Med. Phys.* 1997, 24: 401-416.
- [Ma99] C.M. Ma y S.B. Jiang. *Phys. Med. Biol.* 1999, 44: R157-R189.
- [Mcn02] Monte Carlo N-Particle Transport Code System for Multiparticle and High Energy Applications, RSICC Computer Code Collection Report CCC-715. Los Alamos: LANL, 2002.
- [McK79] A.L. McKenzie. *Phys. Med. Biol.* 1979, 24: 628-635.
- [Mat81] L.O. Mattsson, K.A. Johansson y H. Svensson. *Acta Radiol. Oncol.* 1981, 20: 385-399.
- [Mol47] G.Z. Molière. *Z. Naturforsch.* 1947, 2a: 133-145.
- [Mol48] G.Z. Molière. *Z. Naturforsch.* 1948, 3a: 78-97.
- [Nac80] Nordic Association of Clinical Physics. *Acta Radiol. Oncol.* 1980, 19: 55-79.
- [Nac81] Nordic Association of Clinical Physics. *Acta Radiol. Oncol.* 1981, 20: 401-415.
- [Neg04] C. Negreanu, X. Llovet, R. Chawla y F. Salvat. *Rad. Phys. Chem.* 2005, 74: 264-281.
- [Nel85] W.R. Nelson, H. Hirayama, y D.W.O. Rogers. The EGS4 Code System. SLAC Report 265. Stanford: SLAC, 1985.
- [Pre92] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling y B.P. Flanner. *Numerical Recipes in Fortran. The Art of Scientific Computing.* Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
- [Ril75] M.E. Riley, C.J. MacCallum y F. Biggs. *Atom. Data Nucl. Data Tables* 1975, 15: 443-476.
- [Rog06] D.W.O. Rogers. *Phys. Med. Biol.* 2006, 51: R287-R301.
- [Ros41] B. Rossi y K. Greisen. *Rev. Mod. Phys.* 1941, 13: 240-309.
- [Ros08a] C.K. Ross, M.R. McEwen, A.F. McDonald, C.D. Cojocar, B.A. Faddegon. *Med. Phys.* 2008, 35: 4121-4131.
- [Ros08b] ftp://ftp.aip.org/epaps/medical_phys/E-MPHYA6-35-034809/
- [Sal03] F. Salvat, J.M. Fernández-Varea, J. Sempau. PENELOPE - A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. Paris: NEA-OECD, 2003.
- [Sal05] F. Salvat, A. Jablonski y C.J. Powell. *Comput. Phys. Commun.* 2005, 165: 157-190.
- [Sal06] F. Salvat, J.M. Fernández-Varea, J. Sempau. PENELOPE - A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. Paris: NEA-OECD, 2006.

- [San88] G.A. Sandison y W. Huda. *Med. Phys.* 1988, 15: 498-510.
- [Sau31] F. Sauter. *Ann. Phys.* 1931, 11: 454-488.
- [Sco63] W.T. Scott. *Rev. Mod. Phys.* 1963, 35: 231-313.
- [Sef84] Sociedad Española de Física Médica. Procedimientos recomendados para la dosimetría de fotones y electrones de energías comprendidas entre 1 MeV y 50 MeV en radioterapia de haces externos. Publicación 1. Madrid: S.E.F.M., 1984.
- [Sef87] Sociedad Española de Física Médica. Suplemento al documento SEFM nº1. Publicación 2. Madrid: S.E.F.M., 1987.
- [Sel86] S.M. Seltzer y M.J. Berger. *At. Data Nucl. Data Tables* 1986, 35: 345-418.
- [Sem01] J. Sempau, A. Sánchez-Reyes, F. Salvat, H. Oulad ben Tahar, S.B. Jiang y J.M. Fernández-Varea. *Phys. Med. Biol.* 2001, 46: 1163-1186.
- [Sou86] R. Souhami y J. Tobias. *Cancer and its management*. Oxford: Blackwell, 1986.
- [Ste71] R.M. Sternheimer y R.F. Peierls. *Phys. Rev. B* 1971, 3: 3681-3692.
- [Sto70] E. Storm y H.I. Israel. *At. Data Nucl. Data Tables* 1970, 7: 565-681.
- [Uda88] M. Udale. *Phys. Med. Biol.* 1988, 33: 939-953.
- [Uda92] M. Udale. *Phys. Med. Biol.* 1992, 37: 85-105.
- [Urb02] L. Urbán, Multiple scattering model in GEANT4.
<http://doc.cern.ch/archive/electronic/cern/preprints/open/open-2002-070.pdf>
- [Veg07] J.M. de la Vega, D. Guirado, M. Vilches, J.I. Perdices, A.M. Lallena. *Revista de Física Médica* 2007, 8: 363-370.
- [Veg08] J.M. de la Vega, D. Guirado, M. Vilches, J.I. Perdices, A.M. Lallena. *Radiother. Oncol.* . 2008, 86: 109-113.
- [Vil99] M. Vilches, J.C. Zapata, D. Guirado, D. Fernández, D. Burgos, A.M. Lallena. *Med. Phys.* 1999, 26: 550-558.
- [Vil07a] M. Vilches, S. García-Pareja, R. Guerrero, M. Anguiano y A.M. Lallena. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* 2007, 254: 219-230.
- [Vil07b] M. Vilches, S. García-Pareja, R. Guerrero, M. Anguiano y A.M. Lallena. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 2007, 580: 153-156.
- [Vil08a] M. Vilches, S. García-Pareja, R. Guerrero, M. Anguiano y A.M. Lallena. *Radiother. Oncol.* 2008, 86: 104-108.
- [Vil08b] M. Vilches, S. García-Pareja, R. Guerrero, M. Anguiano y A.M. Lallena. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2008, 55: 710-716.

- [Vit79] V.T. De Vita, A. Goldin, V.T. Oliverio. *Cancer Clin. Trials*. 1979, 2: 195-216.
- [Wei06] J. Wei, G.A. Sandison y A.V. Chvetsov. *Med. Phys.* 2006, 33: 354-359.
- [Wei09] R. Weinberg, J.A. Antolak, G. Starkschall, R.J. Kudchadker, R.A. White y K.R. Hogstrom *Phys. Med. Biol.* 2009, 54: 105-116.
- [Wer79] B.L. Werner, F.M. Khan y F.C. Deibel. *Med. Phys.* 1979, 9: 180-187.
- [Zha97] G.C. Zhang, D.W.O. Rogers, J.E. Cygler y T.R. Mackie. *Med. Phys.* 1999, 26: 743-750.