



UNIVERSIDAD DE GRANADA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR

Tesis de doctorado

Caracterización y control de calidad de la
energía de los haces de electrones empleados
en radioterapia

Jose Manuel de la Vega Fernández

Granada, abril de 2015

Editorial: Universidad de Granada. Tesis Doctorales
Autor: José Manuel de la Vega Fernández
ISBN: 978-84-9125-188-0
URI: <http://hdl.handle.net/10481/40535>



UNIVERSIDAD DE GRANADA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR

Tesis de doctorado

Caracterización y control de calidad de la
energía de los haces de electrones empleados
en radioterapia

Jose Manuel de la Vega Fernández

Granada, abril de 2015

Agradecimientos

La poca experiencia vital que acumulo me ha demostrado que en los hitos vitales que se alcanzan a lo largo de la existencia lo importante no es el final sino el camino que se ha recorrido. Debo, o más bien siento la necesidad de, agradecer a todos aquellos que han estado de una forma u otra en este trayecto. De este modo, un tanto egoísta, me aferro a la profecía del poeta Pablo Neruda, alivio en los momentos más complicados: *no hay soledad inexpugnable*.

A mis cuatro hermanas, Cristina, Susana, Beatriz y Yolanda, y a mi hermano Julio, porque siempre sabéis ver lo mejor de mí, ignorando mis faltas, y me habéis permitido aprender de lo mejor de vosotros.

Este último tramo, de este perenne verano, hubiese sido más duro sin la permanente esperanza que inyectaba Rafael C. Gardón. Te debo mucho de lo que aquí hay escrito y de mi vida.

Agradezco a mis amigos su apoyo y fe en mí, en especial a Emilio, Pablo y Maribel, Rosario, Albita, Angie, Clara y Jara, sé que muchas veces no soy merecedor del gran cariño que me dais pero siempre estáis en mis pensamientos.

A mis compañeros de trabajo del Hospital Clínico de Granada, a los dos Diegos, Toñi, Cristina, Miguel y Julia, y todos los profesionales que por allí han pasado durante estos años, por liberarme muchas veces del quehacer diario para poder dedicar tiempo a esta investigación y a este manuscrito.

Agradezco a mi colega Rafa su disposición a colaborar conmigo en todo momento, en especial en mi aprendizaje del L^AT_EX.

Al personal del departamento de Radiofísica y Protección Radiológica del Hospital San Juan de Alicante, Waldo, Juan, ahora en el Hospital Torrecárdenas, y Tomeu, sin cuya colaboración una parte importante de esta investigación hubiera sido imposible.

Para parte de las medidas experimentales fue inestimable la colaboración y asesoramiento de Paco Moreno e Ignacio Perdices, del servicio técnico de Siemens; además su conocimiento sobre el funcionamiento del LINAC proporcionó una ayuda fundamental en la culminación de este trabajo.

En la recta final de esta investigación se han unido a nuestro grupo de trabajo Rafael, Samuel y Ana, que han aportado nuevos puntos de vista que han estimulado la actividad de este proyecto.

A Manolo, por querer participar en este proyecto, la pasión que demuestra por nuestra profesión y por la vida lo contagia todo, te estaré siempre agradecido por compartir ambas conmigo, me han permitido aprender mucho.

A Damián Guirado, amigo y tutor, ha probado con creces ser merecedor y tener las cualidades de ambas calificaciones, te agradezco ser depositario de tu generosidad y espero poder algún día devolverte todo aquello que me has entregado.

A Antonio Lallena maestro de todo lo que aquí se relata, gracias por la confianza depositada en este proyecto, por las horas dedicadas, confío que la espera y el tiempo hayan merecido la pena.

*A mi padre y a mi madre, Julio César y María,
por enseñarme el valor del trabajo y del sacrificio.*

Con todo mi amor.

Índice

Prefacio	1
Introducción	3
1. Generación, caracterización y control de calidad del haz clínico de electrones	9
1.1. El acelerador lineal de electrones de uso clínico	11
1.2. Caracterización de los haces de electrones	19
1.2.1. Instrumentación empleada en la caracterización y control de haces de electrones	19
1.2.2. Parámetros de caracterización de los haces de electrones	26
1.3. Simulación Monte Carlo de haces de electrones	31
1.3.1. Código GEANT	32
1.3.2. Código PENELOPE	33
1.4. Control estadístico de la calidad	33
1.5. Tratamiento de las incertidumbres	36
2. Modelado del espectro intrínseco del haz de electrones	39
2.1. Espectro intrínseco de un haz de electrones	42
2.2. Simulaciones de haces monoenergéticos de electrones	43
2.3. Generalización del modelo y método experimental	45
2.4. El espectro intrínseco de haz de electrones	48

2.5.	Variación del espectro intrínseco con el V_{PFN}	58
2.6.	Variación en la distribución de la dosis fuera del eje	63
2.7.	Recapitulación	67
3.	Control estadístico del índice de calidad espectral	69
3.1.	De la variable de referencia, R_{50} , al control estadístico de la variable F_E	72
3.1.1.	La variable de referencia R_{50}	72
3.1.2.	La variable de control estadístico F_E	75
3.1.3.	Correlación entre R_{50} y F_E : niveles de acción	80
3.2.	Control estadístico de procesos aplicado a F_E	82
3.2.1.	Gráficos de control Shewhart y de rango móvil	82
3.2.2.	Gráfico de control CUSUM algorítmico	85
3.2.3.	Análisis de los gráficos de control CUSUMa	87
3.2.4.	Análisis de los gráficos de control de rango móvil	92
3.3.	Correlación temporal de los datos	94
3.3.1.	Modelado ARIMA de una serie temporal	95
3.3.2.	Propuesta de Alwan y Roberts	99
3.3.3.	Análisis del gráfico de control de causas comunes	100
3.3.4.	Análisis del gráfico de control de causas especiales	102
3.4.	Recapitulación	106
4.	Uso de dispositivos de control frecuente de estabilidad para la verificación de la calidad espectral	109
4.1.	El dispositivo StarTrack	112
4.2.	Método para correlacionar las variaciones en R_{50} con las medidas en el dispositivo StarTrack	117
4.3.	Defecto en el diseño del dispositivo StarTrack	121
4.4.	Análisis de la serie histórica	123
4.5.	Recapitulación	126

	VII
5. Conclusiones y perspectivas	129
5.1. Conclusiones	131
5.2. Perspectivas	132
Bibliografía	135
Lista de figuras	147
Lista de tablas	150
Publicaciones, comunicaciones y distinciones	151

Prefacio

Echando la vista atrás, hasta el año 2006, y después del trabajo realizado, es difícil pensar que el origen de la memoria que aquí se presenta estuviera en dos cuestiones que por aquel entonces, como residente de radiofísica hospitalaria, rondaban mi cabeza. La primera era una cuestión general, y provenía de mis primeros meses trabajando en el Hospital San Cecilio de Granada: ¿qué bases teóricas o matemáticas se habían utilizado para fijar los valores de las tolerancias en el Real Decreto 1566/1998 que establece los criterios de calidad en radioterapia? [Rea98]. Esta pregunta resulta pertinente por sí misma, pero más aún si en la práctica diaria se observaba que la variabilidad que presentaban algunos de los parámetros allí descritos era mucho menor que la tolerancia que ese documento establecía. Además, los “adjuntos” mostraban preocupación cuando alguno de aquellos parámetros se escapaba de su variabilidad “común” aunque no sobrepasaran su tolerancia legal. Sería por aquellos meses cuando les escuché por primera vez la expresión *control estadístico de la calidad*.

La segunda de las cuestiones era mucho más específica. A finales de ese mismo año, el parámetro que controlaba la estabilidad del espectro energético del haz de electrones del acelerador que se empleaba en el tratamiento de los pacientes, empezó a comportarse de forma errática y su variabilidad aumentó. De manera simultánea, la fuente de corriente que fija la ventana de selección de energía del espectro energético de esos mismos haces se comportaba de forma inestable: suministraba valores de la intensidad de corriente que variaban de un día para otro. La pregunta directa fue: ¿justifican las variaciones en esa intensidad de corriente las variaciones en el parámetro que controla la estabilidad del espectro del haz de electrones? Para tratar de responder a esa pregunta no existía otra posibilidad que provocar cambios controlados de la intensidad y ver qué sucedía.

Esta memoria es un resumen del camino que se recorrió en un intento de responder a esas dos preguntas, desde la teoría de la generación de haces de electrones hasta el control día a día, y a pie de máquina, de su espectro energético.

*Del lector solicito como único regalo
que esboce alguna vez una media sonrisa:
tan sólo busco cómplices que sepan de qué hablo.*

*No reclamo, por tanto, privilegios de artista:
me limito a ordenar, quizá sin merecerlo,
asuntos que una voz ignorada me dicta.*

Carlos Marzal.

Las buenas intenciones, 1987.

Introducción

En las tres últimas décadas el área de la radioterapia ha vivido una eclosión tecnológica que ha mejorado y diversificado las herramientas de las que se sirve para aplicar los tratamientos. Además, este hecho ha supuesto un aumento de la precisión en la aplicación de los haces de radiación y una mejora de los diferentes algoritmos encargados de estimar la dosis que recibe el paciente.

Paralelamente, y en parte por las necesidades que ha generado el progreso tecnológico, ha germinado la idea de que es necesario desarrollar programas de garantía de calidad que aseguren que los procedimientos médicos y técnicos se aplican de manera adecuada para la obtención de unos resultados acordes con unos objetivos previamente establecidos. Este planteamiento ha ido progresando desde sus bases iniciales y más generales, promulgadas por la Organización Mundial de la Salud y la Unión Europea [Who88, Thw95], hasta recomendaciones mucho más específicas y nacidas al amparo de un simposio interdisciplinar celebrado en Dallas (Estados Unidos) en 2007 [Wil08].

El rol del especialista en física médica es de crucial importancia en el desarrollo de estos programas de garantía de calidad, y así ha sido reconocido por sociedades como la *European Society for Radiotherapy and Oncology* (ESTRO) y la *European Federation of Organisations for Medical Physics* (EFOMP) [Bel96]. Una de las principales aportaciones que ha hecho la figura del físico, dentro del equipo multidisciplinar que se necesita para llevar a buen término un tratamiento radioterápico, es su visión científica y rigurosa del proceso. Desde el final del siglo pasado, la necesidad de implantar un enfoque más científico al ámbito sanitario coincide con el sentir de los especialistas médicos, en lo que se ha venido a denominar medicina basada en la evidencia (científica) [Evi92].

Estas tres circunstancias, el avance tecnológico de la radioterapia, la aparición de programas de garantía de calidad y la consolidación de la figura del físico médico, confluyen en el mismo objetivo: dar en todo momento el mejor tratamiento al paciente con la mayor seguridad posible, sirviéndose para tal fin de un mayor conocimiento científico de los procedimientos que se utilizan. En la lectura de esta memoria se observará que se transita desde una parte menos práctica, como es la generación de haces de electrones en un acelerador lineal de uso clínico, hasta una mucho más experimental como es el control diario de la estabilidad de su espectro energético. El fin de este recorrido es

dotar al plan de garantía de calidad en radioterapia de datos y herramientas científicas para que pueda lograr su fin.

El acelerador lineal de electrones para uso clínico es hoy día la herramienta principal de la que se sirve la radioterapia para administrar el tratamiento prescrito para diferentes patologías, principalmente de carácter oncológico. Estas unidades generan radiación, ya sean haces de electrones o de fotones, para tratar el tumor a distancia, con energías nominales que oscilan entre los 4 y los 21 MeV. Los electrones, al ser partículas cargadas y con masa, tienen un alcance mucho menor que los fotones. Así, el rango de alcance de los electrones está comprendido entre 1 y 7 cm. La estructura aceleradora no produce haces monoenergéticos, sino radiación con un espectro continuo, cuya distribución en energías está centrada en una energía mayor, pero cercana, a su valor nominal. De este espectro, conocido como espectro intrínseco, se seleccionará solo una parte de él, denominada espectro de salida. Esta selección se realiza para eliminar los electrones de energía más baja y mantener la energía media del espectro lo más constante posible ante posibles fluctuaciones en el funcionamiento de la estructura aceleradora.

El espectro energético del haz de electrones es de suma importancia porque determinará la forma y profundidad máxima en la que es absorbida la energía en la interacción del haz con el paciente. Por otro lado, en el tratamiento con fotones, define el espectro del haz que se genera en el blanco y, por consiguiente, cómo deposita su energía el haz de fotones durante el tratamiento. No es extraño que una de las pruebas de control de calidad más importante, que es obligatorio detallar en el programa de garantía de calidad, sea la relacionada con la estabilidad del espectro energético, tanto del haz de electrones como de fotones [Rea98]. Como la medida directa del espectro es por ahora inviable con los medios de los que dispone un servicio de radiofísica hospitalaria, se propone como alternativa comprobar la estabilidad del proceso por el cual los haces depositan su energía en un maniquí de agua, que emula a un paciente real. En el seno del maniquí se sumergen detectores capaces, junto con el *software* que los controla, de medir la forma en que la energía se va depositando en profundidad y el mapa de dosis en profundidad.

Dentro de este mapa de dosis, esta memoria se centra en las curvas de rendimiento de dosis en profundidad generadas por los haces de electrones. La forma de estas curvas no depende solo del espectro del haz de partículas que emerge de la estructura aceleradora, sino también de aquellas partículas secundarias generadas en el camino del haz de electrones hasta llegar al maniquí. Las fuentes de radiación secundaria serán dos fundamentalmente: el aire y la propia estructura del cabezal del acelerador, que incluye el aplicador de electrones. Estos electrones tienen baja energía y la depositarán principalmente en la zona más superficial del maniquí, en los primeros milímetros de material. Para evitar la influencia de estos electrones secundarios en la caracterización del espectro del haz se escoge un parámetro de la curva que esté más allá de su alcance. La constancia de este parámetro sirve para comprobar la estabilidad de la curva y, por tanto, del espectro energético del haz de electrones; su valor también caracteriza el espectro energético de salida.

El parámetro recomendado en la guías y protocolos internacionales para el fin indicado en el párrafo precedente es R_{50} , o profundidad en la que la dosis absorbida en agua en el eje del haz de radiación toma un valor igual a la mitad del valor máximo de la dosis absorbida en el propio eje [Alm99, And01]. Esta recomendación parte de la premisa siguiente: para un acelerador dado y una energía nominal dada, la curva de rendimiento de dosis en profundidad mantiene una relación unívoca con el valor de R_{50} , es decir, si existe una variación en su valor se puede concluir que el espectro energético del haz se ha modificado [Vil09b].

El control de R_{50} está englobado en el programa de garantía de calidad. Estos programas giran en gran medida alrededor de las pruebas de control de calidad, aunque engloban muchos más aspectos que van desde la definición de las estructuras y objetivos del proceso de la radioterapia, hasta la formación del personal que participa en él. El único requerimiento es que cada uno de los ítems que conforman el programa tenga algún parámetro que sea medible para poder evaluar si se ha alcanzado el objetivo marcado y actuar en consecuencia [Val13]. En el caso de la prueba de control de calidad de la estabilidad del espectro energético del haz de electrones el parámetro de control es R_{50} .

De forma que, por la aplicación de los protocolos internacionales y del programa de garantía de calidad, en todo servicio de radiofísica se debe disponer de una colección de valores de R_{50} que provienen de los controles de estabilidad. Sin embargo, el análisis estadístico de este conjunto de datos se trata de manera insuficiente en la mayoría de las guías que se ocupan de este asunto. Aunque autores como Pawlicki *et al.* [Paw05, Paw08a] o Vilches *et al.* [Vil07] han ido concretando un enfoque sobre esta cuestión, que coincide con el que se presenta en esta memoria: tratar de adaptar las herramientas del control estadístico de procesos que se han aplicado en la producción industrial desde hace décadas al programa de garantía de calidad en radioterapia. Estas herramientas nacieron en los años veinte del siglo pasado a propuesta de Shewhart [She31], pero su uso se extendió después de la II Guerra Mundial de la mano de Deming [Dem82]. Deming y sus ideas tuvieron mucho que ver con el llamado “milagro japonés”, a propósito de la recuperación económica tan vertiginosa que experimentó este país en los años posteriores a la guerra.

La base del control estadístico de la calidad es que todo proceso tiene una variabilidad inherente, lo que provoca que el valor que monitoriza la estabilidad del mismo oscile de forma azarosa. El control estadístico de procesos tiene como objetivo caracterizar la variabilidad propia del parámetro escogido para controlar el proceso y comprobar su estabilidad a lo largo del tiempo, de manera que se pueda asegurar con cierto nivel de confianza que el proceso se encontrará controlado si los valores del parámetro se ajustan a cierta distribución. Si se encontrara algún valor que, con cierto nivel de confianza, sepamos que no pertenece a la distribución, se admite que este se ha producido por la actuación de alguna causa externa diferente a las que comúnmente caracterizan la variabilidad del parámetro. En estos casos hay que buscar y asignar una causa a este comportamiento anómalo del parámetro de control, que se denomina causa asignable, para posteriormente tratar de eliminar su efecto.

En un último paso, el control estadístico de procesos realiza un análisis de las causas inherentes de la variabilidad mostradas, denominadas causas comunes, y se pueden proponer acciones para tratar de disminuir esa variabilidad. Es, por tanto, la variabilidad del proceso el objeto y el objetivo del control estadístico de procesos.

La introducción de estas ideas en el ámbito sanitario no está exenta de problemas. Mientras que en el ámbito industrial la mejora de un procedimiento puede medirse en términos de un coste-beneficio económico, esto no está tan claro en los procesos de salud. Existe una componente ética que impide guiarse por una motivación exclusivamente monetaria, y es que en juego está la salud de los pacientes. A pesar de ello, este no es motivo suficiente para no tratar de aplicar en esta área dichos conceptos y herramientas cuya utilidad en el mundo industrial está fuera ya de toda duda.

La finalidad de esta tesis es estudiar y caracterizar la variabilidad del valor de R_{50} , o lo que es lo mismo, del espectro energético de salida de los haces de electrones generados en los aceleradores lineales de uso clínico, y valorar la introducción del control estadístico de procesos para monitorizar su estabilidad. Para conseguir este objetivo se han seguido dos estrategias. La primera es provocar cambios controlados en el espectro de salida de los haces de electrones de diferentes aceleradores y así comprender mejor el efecto que esta variación tiene sobre el valor de R_{50} . La segunda es analizar los resultados de las series históricas de las pruebas de control de estabilidad del espectro de salida recogidas en el programa de garantía de calidad del Hospital San Cecilio de Granada. La memoria aborda diferentes cuestiones, por tanto, sobre el espectro del haz de electrones generado en un acelerador de uso clínico, pero siempre con la variabilidad del parámetro que lo caracteriza como leitmotiv.

Los resultados de estas estrategias quedan estructurados en la memoria de la siguiente forma. En el capítulo inicial se desarrollan todas las cuestiones generales sobre las que se sustenta este trabajo: la generación y caracterización de los haces de electrones en un acelerador lineal de uso clínico, los códigos Monte Carlo de simulación del transporte de partículas, los principios de funcionamiento del control estadístico de procesos y el tratamiento de las incertidumbres. En el segundo capítulo se detallan los métodos para variar de manera controlada el valor de R_{50} a través de dos parámetros que participan en la aceleración y transporte de los electrones: la intensidad de corriente del *bending magnet* y el voltaje de la red de conformación del pulso del generador de la microonda. Estas variaciones permiten desarrollar un método para obtener un modelo del espectro intrínseco que se validará a través de simulaciones Monte Carlo con los códigos descritos en el primer capítulo. En el capítulo 3 se correlacionan los valores de R_{50} y la variable elegida para el control estadístico de procesos, de la que se tiene una serie histórica de valores. Caracterizar la variabilidad de esta última nos permitirá establecer unos límites de acción y aplicar las herramientas estadísticas para su control. En el penúltimo capítulo se presenta un dispositivo comercial específico diseñado para el control frecuente de estabilidad de diversos parámetros del acelerador. A través del método de obtención del espectro del haz de electrones, expuesto en el segundo capítulo, se relaciona la respuesta del dispositivo y su variabilidad con el valor y variabilidad de R_{50} . Finalmente, se hace un sumario de las conclusiones más impor-

tantes que se pueden extraer de los resultados ilustrados a lo largo de la memoria, y se indican algunas de las líneas de investigación que se abren con el trabajo realizado.

Capítulo 1

*Generación, caracterización y control de calidad
del haz clínico de electrones*

Este capítulo desarrolla los fundamentos teóricos necesarios para la comprensión de los capítulos ulteriores. En una primera sección se exponen los principios básicos de funcionamiento de un acelerador lineal de electrones de uso clínico (LINAC); en ella se describen los módulos más relevantes en la generación del haz de electrones, prestando especial atención a dos partes que tienen influencia en la forma del espectro intrínseco de salida de un haz de electrones y que son objeto de estudio en esta tesis: la red de conformación del pulso o *pulse forming network* (PFN), y el deflector magnético o *bending magnet* (BM). En la segunda sección se definen los parámetros usuales para determinar las características dosimétricas del haz. Previamente se describe la instrumentación que se utiliza para ese fin. La siguiente sección trata sobre las características básicas de los códigos de simulación Monte Carlo GEANT y PENELOPE, que se emplean para la simulación de la interacción de los haces de electrones con la materia. La cuarta sección resume los conceptos más importantes del control estadístico de procesos. Finalmente, se exponen los criterios seguidos para el tratamiento de las incertidumbres, tanto de los datos experimentales y de simulación, como de los diferentes ajustes que se realizan.

1.1. El acelerador lineal de electrones de uso clínico

Los primeros tratamientos del cáncer con teleterapia, con haces que alcanzaban energías del orden del MeV, usaban unidades de ^{60}Co [Pod03], que suministraban la radiación empleando como fuente ese material radiactivo. Estas unidades fueron gradualmente sustituidas por los LINAC, mucho más versátiles. Estos últimos tienen la capacidad de generar fotones a través de la interacción de un haz de electrones, previamente acelerado, con un material de alto número atómico (llamado blanco), a través del fenómeno conocido como *bremsstrahlung* o radiación de frenado. Los LINAC actuales disponen generalmente de dos modos para haces de fotones: uno de baja energía (alrededor de los 6 MV) y otro de energía más alta (15 ó 18 MV). En otra configuración, sin el blanco interpuesto en el camino del haz de electrones, un LINAC puede suministrar directamente electrones de energías entre 4 y 21 MeV que, aunque menos penetrantes que los fotones, resultan fundamentales en tratamientos de diferentes patologías oncológicas.

Existen varios fabricantes de LINAC, cada uno de los cuales introduce una serie de particularidades en el diseño de sus equipos, pero con una base de funcionamiento que es esencialmente la misma para todos ellos. En un LINAC se pueden diferenciar dos partes básicas atendiendo a su función: una primera, que acelera los electrones hasta la energía adecuada, se encuentra constituida por los elementos que existen en la parte no giratoria del acelerador y una parte de los elementos del brazo rotatorio o *gantry*; y una segunda que conforma el haz de electrones o fotones (el blanco se encuentra en esta parte también) para que el campo de radiación tenga las características geométricas y dosimétricas necesarias para tratar al paciente de forma adecuada. Esta última parte está situada en el cabezal del acelerador e integrada también en el *gantry*. En la figura 1.1 se representa el diseño básico de un LINAC; a continuación se describe cada uno de los módulos funcionales que se muestran en ella.

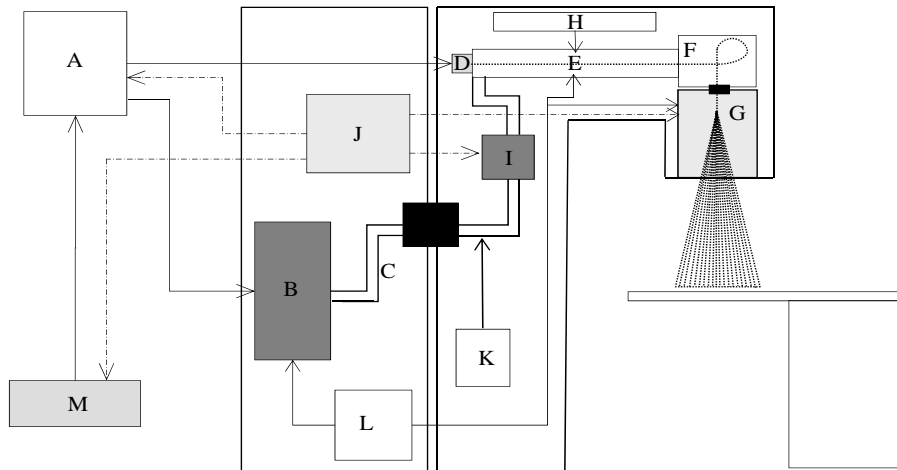


Figura 1.1. Diagrama básico del diseño de un LINAC. (A) Modulador. (B) Generador de la microonda. (C) Guía de ondas. (D) Fuente e inyector de electrones. (E) Guía aceleradora. (F) *Bending magnet*. (G) Cabezal. (H) Bomba de vacío. (I) Sistema de control automático de frecuencias. (J) Sistemas eléctricos y de seguridad. (K) Sistema de control de presión del gas de llenado. (L) Sistema de refrigeración. (M) Consola de control.

- A. Modulador. Su principal función es suministrar un pulso de voltaje al generador de la microonda. En el modulador está integrada la PFN, que tiene la doble labor de almacenar la energía requerida para cada pulso y descargar esa energía con una forma de pulso específica [Kar93]. El esquema general de la PFN puede verse en el panel A de la figura 1.2. Está constituida por un serie de condensadores y bobinas, que son los encargados de almacenar la energía y de acoplar la descarga de energía, respectivamente. En el panel B de la figura 1.2 se representan tres pulsos generados por la PFN para diferentes valores de corriente (I_{PFN}) en el modo de electrones de 12 MeV de un acelerador Primus de Siemens. La curva continua corresponde a la I_{PFN} de funcionamiento normal del modo 12 MeV. La I_{PFN} controla la altura del pulso, es decir, el tiempo que la PFN se está cargando, y determina la amplitud de la microonda encargada de la aceleración. La anchura del pulso es similar para todos los modos de funcionamiento y viene dada por los valores de capacidad e inductancia de la PFN, en torno a los $5 \mu s$. El control del proceso de descarga es realizado por un circuito interruptor de alta velocidad o thyatron.
- B. Generador de la microonda. La aceleración de electrones tiene lugar mediante la absorción de la energía transportada por una microonda de alta potencia. La microonda se produce mediante dos tipos de dispositivos: magnetrón y klystron. El primero es un auténtico productor de microonda amplificada; el segundo es un amplificador y precisa por ello de un piloto oscilador que genere una microonda de baja intensidad que posteriormente será amplificada en el dispositivo.
- C. Guía de ondas. Desde el generador, la microonda es conducida a la estructura de aceleración a través de una guía de ondas. La guía de ondas y la estructura de

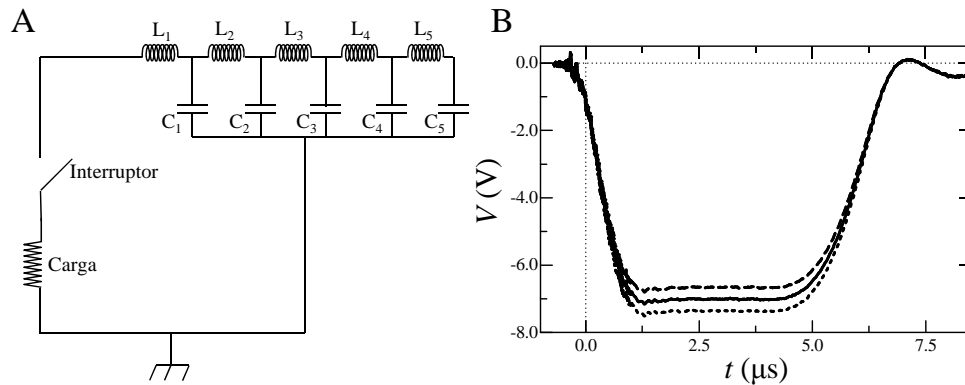


Figura 1.2. (A) Esquema general del circuito que integra la PFN. (B) Pulsos generados para tres valores de la I_{PFN} , en el modo de electrones de 12 MeV de un acelerador Primus de Siemens. La línea continua representa el pulso correspondiente a la I_{PFN} de funcionamiento normal del LINAC, la línea a trazos a un valor de intensidad menor y la línea punteada a uno mayor.

aceleración están separadas por un ventana que aísla la transmisión y disminuye las posibles pérdidas.

D. Fuente e inyector de electrones. Su principal función es suministrar los electrones a la estructura de aceleración. La fuente está compuesta por un cátodo que emite electrones por efecto termoiónico, que son focalizados y dirigidos hacia un ánodo. El inyector controla la cantidad y la energía de los electrones que entran en la estructura de aceleración; esta energía está en torno a los 150 keV. Todo el conjunto es solidario con la primera cavidad de aceleración.

E. Guía aceleradora. Esta estructura tiene como finalidad incrementar la energía de los electrones inyectados hasta el valor necesario para cada modo de funcionamiento. Está constituida por un conjunto de cavidades cilíndricas resonantes metálicas. Los electrones se aceleran “en fase” con el campo eléctrico oscilante que hay en el interior de las cavidades, campo que se conforma según las características geométricas de estas cavidades. La energía del paquete electrónico se incrementa de forma progresiva en la dirección de su avance. Existen dos tipos de guías: de onda viajera, como las empleadas por Elekta, y de onda estacionaria, como las fabricadas por Siemens y Varian. En el caso de la guía de onda estacionaria se producen nodos en ciertas cavidades donde los electrones no son acelerados, estas cavidades pueden ser desplazadas fuera del eje de la guía y acopladas a las cavidades aceleradoras, lo que no altera la onda estacionaria y permite acortar la longitud de la guía.

F. *Bending magnet*. Las funciones básicas del BM son tres: cambiar la dirección del haz y dirigirlo hacia el paciente, realizar una selección del espectro de energía que emergerá por la ventana de salida y focalizar el haz de radiación. Para alcanzar este fin se utiliza la combinación de varios campos magnéticos.

Un electrón que se mueve con velocidad v en el seno de un campo magnético

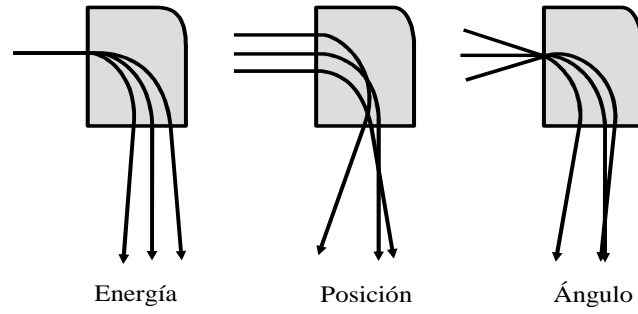


Figura 1.3. Efectos de dispersión de un dipolo magnético debido a la diferencia en energía, posición y ángulo de los electrones incidentes en el campo del BM.

homogéneo \mathbf{B} está sometido a la acción de una fuerza que viene dada por:

$$\mathbf{F} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (1.1)$$

donde e es la carga del electrón. El electrón sigue una trayectoria circular de radio ρ , que vale:

$$\rho = \frac{mv}{eB}. \quad (1.2)$$

Esta ecuación se denomina ecuación de rigidez magnética [Kar93].

Para la construcción del BM se utilizan sistemas acromáticos de deflexión, que minimizan los efectos de dispersión debidos a diferencias en la energía de los electrones y en la posición y angulación de sus trayectorias al entrar en el campo del BM, de forma que el haz permanece centrado y alineado. En la figura 1.3 puede verse el efecto de estos tres tipos de dispersión en caso de no ser minimizadas.

Por la especial importancia que tienen los LINAC fabricados por Siemens en este trabajo, se describe a continuación la configuración del BM que utilizan. Está integrado por el sistema descrito en el esquema del panel A de la figura 1.4. Mediante el ajuste de los tres ángulos (α_1 , α_2 y α_3) y de las zonas de campo uniforme (B_2 , B_3) y otra de campo no uniforme (B_1), se consigue una correcta focalización radial y transversal del haz [Kar93].

En el interior del BM se construye una ventana de selección energética que, mediante una rendija (marcada como S en el panel B de la figura 1.4) detiene aquellos electrones más alejados de la trayectoria central, seleccionando los que se ajusten a las características energéticas deseadas. Esta rendija tiene una posición fija, por lo tanto, la anchura de la ventana de selección (2Δ) deberá ser la óptima para el buen funcionamiento en todos los modos energéticos de electrones disponibles en el LINAC. Con la selección energética se pretende que las variaciones en la energía media sean mínimas ante cambios en el espectro energético. Valores típicos de la anchura de la ventana están entre el 3 y el 10 % del valor de la energía correspondiente a la trayectoria central [Kar93].

La principal limitación de la anchura de la ventana se encuentra en la selección de energías: si es excesivamente estrecha pueden surgir problemas en la tasa de dosis, porque se eliminarían demasiados electrones del haz; si es excesivamente ancha

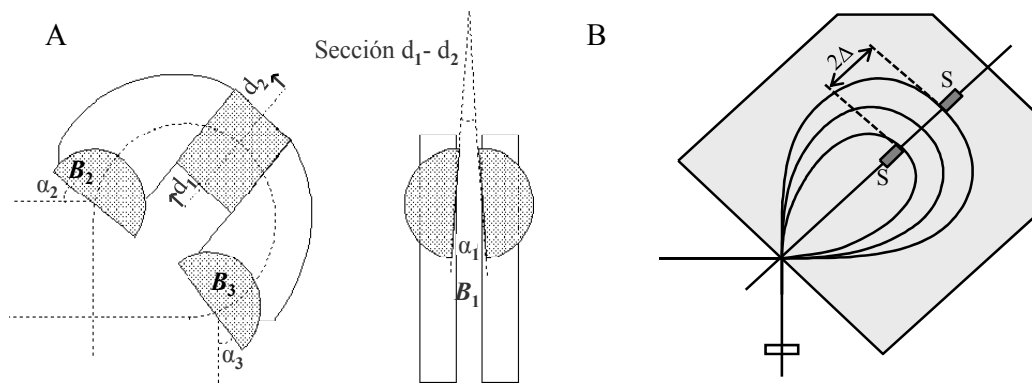


Figura 1.4. (A) Esquema del BM utilizado por los LINAC fabricados por Siemens. (B) Esquema de funcionamiento de la ventana de selección energética.

no cumple su función de estabilizar la energía media. Cada fabricante obtiene un espectro más ancho o más estrecho según el diseño de su estructura de aceleración, por lo que deberá ajustar el tamaño de su ventana en función de ese espectro de salida. En resumen, se debe llegar a un compromiso entre la anchura del espectro y el tamaño de la ventana para conseguir que la calidad espectral sea lo más estable posible.

G. Cabezal. Un esquema del cabeza de un LINAC puede verse en la figura 1.5. En ella se distinguen:

- (1) La ventana de salida, que termina en la salida del BM, separa la zona de vacío del resto del cabezal.
- (2) El carro que sitúa las hojas dispersoras o el blanco cuando el acelerador funciona con haces de electrones o fotones. Estas hojas son las encargadas de dispersar los electrones, ya que emergen de la ventana en un haz radial y angularmente muy focalizado. Para cada modo de energía se selecciona una hoja con el material y el espesor adecuados. Cuando el LINAC opera con haces de fotones, el carro sitúa el blanco en la trayectoria del haz de electrones.
- (3) El conjunto de hojas dispersoras secundarias, que es común a todos los modos de funcionamiento de electrones y tiene como finalidad dispersar electrones hacia la periferia del haz, homogeneizándolo, de manera que el campo de radiación sea lo más uniforme posible.
- (4) El filtro homogeneizador. Los fotones generados en el blanco tienen una distribución angular con una forma tal que la fluencia es mayor en la dirección de impacto y va disminuyendo simétricamente conforme más nos desplazamos a la periferia. El filtro homogeneizador tiene como finalidad corregir este hecho y conseguir que el campo de radiación presente un frente lo más plano posible.
- (5) Las cámaras monitoras, que son cámaras de ionización para controlar las características del haz: tasa de dosis, dosis total, simetría y homogeneidad del haz. Si se superan ciertos umbrales de estos parámetros se activan los sistemas de seguridad del LINAC.

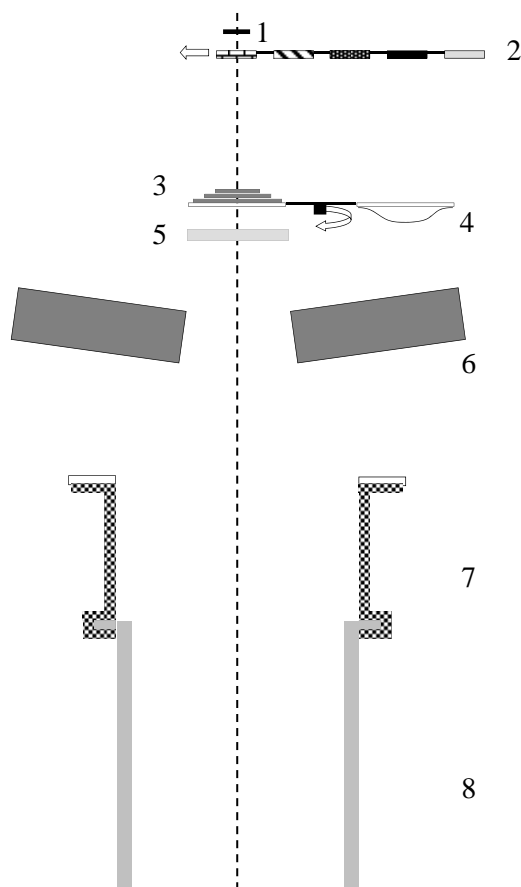


Figura 1.5. Esquema del cabezal de un LINAC: (1) Ventana de salida. (2) Carro que contiene las diferentes hojas dispersoras primarias y el blanco generador del haz de fotones. (3) Conjunto de hojas dispersoras secundarias para el haz de electrones. (4) Filtro homogeneizador del haz de fotones. (5) Cámaras monitoras. (6) Colimadores móviles. (7) Porta-accesorios. (8) Aplicador de electrones. Los diferentes elementos del dibujo no están a escala para que se aprecien mejor.

- (6) La estructura formada por dos pares de colimadores móviles, que delimita el tamaño del haz en las direcciones transversales a la del desplazamiento del haz. Cuando el LINAC opera con electrones, los colimadores tienen una abertura fija dependiendo del tipo de aplicador que se coloque.
- (7) El porta-accesorios, en el que se colocan aquellos elementos que son necesarios para terminar de conformar el campo de radiación.
- (8) El aplicador de electrones, que establece el tamaño y forma del campo de radiación del haz de electrones en la superficie del paciente. Puede ser fijo, si tiene un solo tamaño de campo, o variable si sus mandíbulas inferiores pueden moverse para fijar diferentes tamaños de campo. También pueden ser circulares o cuadrados en función de la forma que den al campo de radiación.

H. Bomba de vacío. Su función es mantener el alto vacío necesario en la estructura de aceleración. Otra bomba se encarga de hacer la misma función en el generador de

la microonda.

- I. Sistema de control automático de frecuencias. La frecuencia de resonancia del acelerador varía por los cambios que se producen en las condiciones geométricas (debidos a variaciones en la temperatura) o por cambios en la impedancia de la guía (debidos a variaciones en el número de electrones que se inyectan en la guía). Para mantener las condiciones de onda estacionaria es necesario adaptar la frecuencia constantemente, y esta es la función del sistema de control automático de frecuencias.
- J. Sistemas eléctricos y de seguridad. Estos sistemas se encargan de monitorizar todos los aspectos del funcionamiento del LINAC (sistemas de vacío, temperatura en diferentes puntos, corrientes del BM, tasa de dosis, etc.). Si el valor del parámetro que se controla supera cierto umbral, el funcionamiento del LINAC se detiene y se activa un *interlock* de seguridad con una indicación en un panel o en la pantalla del ordenador, que muestra qué es lo que ha sucedido.
- K. Sistema de control de presión del gas de llenado. Como gas de llenado de la guía de ondas, encargada de llevar la microonda amplificada del generador a la estructura de aceleración, se usa SF₆. Este sistema asegura que la presión del gas sea la apropiada.
- L. Sistema de refrigeración. Este sistema es el encargado de mantener una temperatura aproximadamente constante en aquellos elementos que, en caso contrario, alcanzarían temperaturas muy elevadas. Estos elementos son la estructura de aceleración, el generador de la microonda, la ventana de entrada de la microonda, el BM, la ventana de salida del BM y el blanco para la generación de fotones.
- M. Consola de control. Desde aquí los técnicos controlan la aplicación de los tratamientos de radioterapia. También se pueden comprobar los parámetros de funcionamiento del LINAC.

El LINAC está diseñado para que el eje de giro del *gantry* del colimador y de la mesa de tratamiento se corten en un punto llamado isocentro (figura 1.6). Se definen tres ejes cartesianos de forma tal que el eje z se toma en el eje de la radiación. Si suponemos un observador que se sitúa a los pies de la mesa y mira hacia al *gantry*, el eje x (*crossplane*) positivo apuntaría a su izquierda y el eje y (*inplane*) positivo hacia él. El foco de radiación se considera el origen de coordenadas (0,0,0) cuando el *gantry* está situado a 0°. Se establece que el *gantry* está en esta posición cuando la dirección y sentido del haz de radiación coinciden con los de la fuerza gravitacional. Además, en esta posición el isocentro tiene coordenadas: $x = 0$, $y = 0$, $z = 100$ cm.

El LINAC tiene integrado en el cabezal un sistema óptico que incluye un telémetro y que proyecta un patrón de luces (un aspa y una escala en cm) en la dirección z positiva. Si se coloca una superficie perpendicular al haz de radiación en ella se refleja la distancia foco-superficie (*Source to Surface Distance*, SSD). El aspa señala dónde se encuentra el centro del campo de radiación en esa superficie, lo que indicaría las coordenadas $x = 0$ e $y = 0$, y el telémetro proporciona el valor de z .

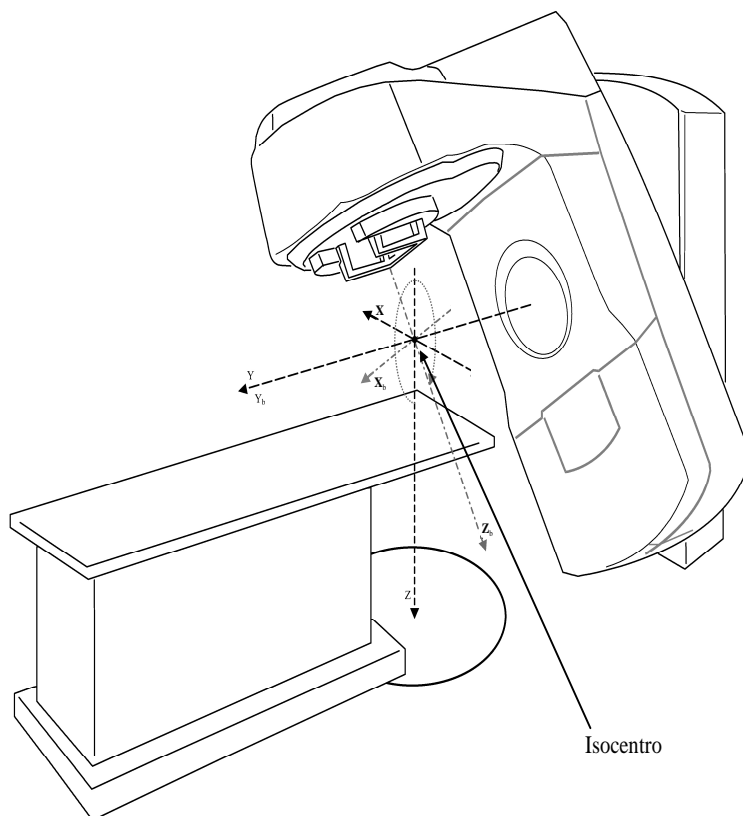


Figura 1.6. Caracterización geométrica de un LINAC (figura extraída de [Pin09]).

Además del sistema anterior, en las paredes del búnker se dispone de tres láseres que proyectan diferentes planos de luz. Dos de los láseres se sitúan en las dos paredes, opuestas entre sí, que miran hacia la mesa en su parte más larga, de forma que la luz que despiden sea coincidente con el plano $y = 0$; así se consigue proyectar una luz en este plano que abarca toda la longitud del búnker. Estos dos láseres también proyectan luz en el plano $z = 100$. El tercero se localiza enfrente con el *gantry*, de manera que el plano de luz coincide con $x = 0$ y cubre toda la altura del búnker. Cuando se sitúa un objeto, por ejemplo un cubo, sobre la mesa de tratamiento y en las cercanías del isocentro, los láseres proyectan su luz sobre tres de sus superficies. Con el *gantry* a 0° , se utiliza el telémetro para fijar una SSD de 100 cm en la cara superior del cubo, los dos láseres que proyectan su luz en el plano $y = 0$ iluminarán esa superficie y la luz se verá reflejada justo en dos de las aristas de esta cara. Si movemos la mesa hasta que el láser del plano $x = 0$ coincida con la mitad de la longitud de las otras dos aristas, tendremos situado el centro de esa cara en el isocentro. Es decir, este sistema nos permite colocar cualquier punto de un objeto en el isocentro. Además, se pueden realizar desplazamientos relativos a esa primera posición de manera sencilla. Dentro de los controles de calidad que se realizan al LINAC se incluyen aquellos que aseguran tanto la estabilidad del sistema de referencia de la unidad, como que todos los elementos del acelerador se muevan solidariamente con él.

1.2. Caracterización de los haces de electrones

1.2.1. Instrumentación empleada en la caracterización y control de haces de electrones

Se pueden distinguir dos áreas diferentes en la dosimetría de electrones que requieren de instrumentación con características particulares [Kle93]. Una es la determinación de la distribución espacial de la dosis depositada en un material, tanto en profundidad en la dirección del eje de radiación, *percentage depth dose* (PDD) o curvas de rendimiento de dosis en profundidad, como lateralmente en medidas fuera del eje (perfiles). Estas medidas son relativas respecto al valor en algún punto de la curva. La segunda área está relacionada con la calibración de la dosis absorbida por el medio, en general agua, cuando el haz de electrones interacciona con él. Este trabajo de investigación analizará únicamente la primera de estas áreas.

Cuando se adquiere un LINAC, es obligatorio realizar una serie de mediciones con el objetivo de asegurar que el equipo, los procedimientos establecidos y los datos que se emplearán para diseñar los tratamientos de radioterapia, son adecuados y se usarán de forma segura y precisa [Kir06]. Este proceso se denomina preparación para uso clínico del LINAC o *commissioning* y existen recomendaciones internacionales que describen cómo deben realizarse estas pruebas [Kir06, Das08]. Además, durante este periodo se suelen recoger datos adicionales que servirán para modelar los haces de radiación en la herramienta informática denominada *sistema de planificación de tratamientos* (*Treatment Planning System*, TPS). El TPS permite calcular la dosis de tratamiento en el paciente a partir de un conjunto de medidas experimentales realizadas en un maniquí de agua, es decir, con procedimientos similares a los usados durante el *commissioning*. Ambos conjuntos de datos, los obtenidos durante *commissioning* y los usados en el TPS, están íntimamente relacionados por la semejanza de los procedimientos usados para su determinación y por la coincidencia temporal en que fueron realizados. De forma que, controlando la estabilidad de uno, por ejemplo el conjunto de datos recogidos en el *commissioning*, se asegura la estabilidad del otro.

Una cuestión fundamental es, por tanto, comprobar la constancia de estos primeros datos, para ello se realizan las medidas de los diferentes parámetros reproduciendo las condiciones del *commissioning*; a las pruebas de control realizadas con este fin y en estas circunstancias se las denomina *medidas en condiciones de referencia*. Sin embargo, estas pruebas son de periodo largo (mensuales, semestrales o anuales) porque, por sus características, consumen muchos recursos (tiempo y personal). Se deben diseñar, por tanto, otras pruebas más sencillas y rápidas que sirvan para comprobar de manera indirecta la constancia de los valores recogidos en el *commissioning*; son las denominadas *pruebas de control frecuente de estabilidad*, que tendrán una periodicidad diaria o semanal. En general, las pruebas en condiciones de referencia y las pruebas de control frecuente de estabilidad requieren instrumentación diferente.

Aunque los beneficios clínicos de imponer un determinado límite en la precisión del

cálculo de la dosis absorbida son aún inciertos [Che07], históricamente se ha considerado que es necesaria una precisión del 5 % para conseguir los objetivos de la radioterapia [Dut87]. Se hace necesario: el desarrollo de un programa de garantía de calidad que incluya tanto las pruebas de control en condiciones de referencia, como las de control frecuente de estabilidad, y que garantice la estabilidad dosimétrica (tanto física como clínica). Este programa debe incluir, además de las pruebas mencionadas sobre el LINAC, las específicas para el TPS [Fra98, Che07].

A continuación se describen los diferentes dispositivos que se han utilizado en este trabajo para los dos tipos de pruebas, de referencia y de control frecuente asociadas al LINAC.

Maniqués

Se denomina maniquí a un dispositivo que simula el tejido humano, es decir, que es lo más equivalente posible a este en su respuesta a la radiación (por ejemplo, que tiene un Z efectivo y una densidad electrónica similares), y que puede alojar en su interior detectores de radiación para realizar medidas de caracterización del haz. En las medidas llevadas a cabo en este trabajo se han utilizado dos tipos de maniqués.

- Analizador tridimensional de haces de radiación

Está integrado por un recipiente cúbico de paredes de metacrilato, cuyas aristas tienen una longitud de unos 60 cm. Este dispositivo está conectado a un depósito, del que se puede ir extrayendo agua mediante una bomba hasta alcanzar el nivel de llenado que se desea. El agua es el material recomendado para realizar las medidas de calibración de la dosis depositada por los haces de electrones en los principales protocolos internacionales [Alm99, And01].

El dispositivo tiene una estructura a la que se pueden acoplar diferentes soportes para cada tipo de detector de radiación que haya de utilizarse y deben estar diseñados para poder sumergirse en agua. Esta estructura tiene la capacidad de moverse en las tres direcciones cartesianas. Antes de realizar cualquier medida hay que alinear el eje z del soporte con el eje gravitacional; con este fin el dispositivo dispone de unos manubrios que son capaces de desplazar su base y realizar así el ajuste. De esta forma conseguimos que los movimientos del detector sean perpendiculares o paralelos a la superficie del agua.

El analizador tridimensional de haces de radiación está conectado a un ordenador situado fuera del búnker que permite controlar los movimientos de la cámara. En este trabajo de investigación hemos utilizado tres modelos de analizadores tridimensionales diferentes: WP700 de Wellhöfer, RFA 300 de Scanditronix y Blue Phantom de Iba Dosimetry. Una fotografía del primero puede verse en el Panel A de la figura 1.7. Estos equipos se utilizan para las medidas en condiciones de referencia y deben superar una serie de pruebas de calidad para asegurar su correcto funcionamiento [Mel90, Das08].

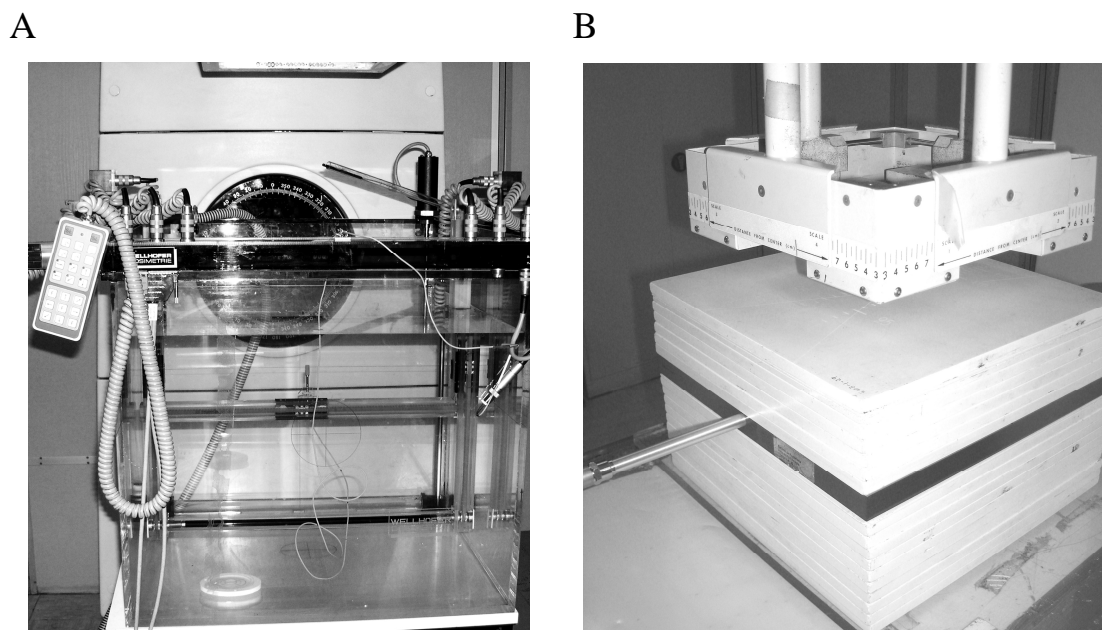


Figura 1.7. (A) Fotografía del analizador tridimensional WP700 de Wellhöfer. (B) Fotografía del maniquí de láminas de material RW3 de PTW.

■ Maniquí sólido

Para las medidas de control frecuente de estabilidad se usa el maniquí sólido. Está integrado por un conjunto de láminas paralelepípedicas de base cuadrada de diferentes espesores (1, 0.5, 0.2, y 0.1 cm) con una superficie de 900 cm². El maniquí dispone adicionalmente de láminas diseñadas con un alojamiento según el tipo de detector de radiación que haya de utilizarse. Se suelen hacer combinaciones de láminas de diferentes espesores para situar el detector a la profundidad en la que se quiere realizar la medida, que se fija con una precisión de 0.1 cm. La profundidad mínima a la que se podrá medir viene dada por el diseño de la lámina que aloja al detector y varía según su modelo.

El material de las láminas debe ser necesariamente equivalente al agua. Esto se debe a que el agua es el material del maniquí en el que se realizan las medidas del *commissioning* y las medidas en condiciones de referencia, con las que se quiere correlacionar las medidas en el maniquí sólido. Se deben utilizar plásticos conductores para evitar problemas de acumulación de carga [Kha91]. En este trabajo se ha utilizado un maniquí de agua sólida de RW3 de PTW. En el panel B de la figura 1.7 puede verse una fotografía de este maniquí, que ha sido sometido a las pertinentes pruebas de calidad para asegurar su correcto funcionamiento [Das08].

Detectores de radiación

Cada tipo de detector de radiación posee unas características, como su eficiencia y resolución espacial, que determinan para qué clase de medida es más apropiado en la caracterización de haces de electrones. En este trabajo se han utilizado dos tipos básicos de detectores: cámaras de ionización y detectores semiconductores.

- Cámaras de ionización

Estos detectores basan su funcionamiento en la medida de la ionización que produce la radiación en el gas, normalmente aire, contenido en su volumen útil de detección. Este tipo de detectores es el más usado y desarrollado en dosimetría [Kle93]. Un amplio tratado sobre el funcionamiento general de las cámaras de ionización se encuentra en [Kno00]. A continuación describimos las características más importantes de las diferentes cámaras de ionización que se han utilizado en este trabajo y las particularidades de diseño que afectan a las medidas de caracterización de los haces de electrones.

- Cámaras plano-paralelas

Cualquier detector debe tener una geometría tal que, cuando se introduzca en el maniquí, perturbe lo menos posible la fluencia energética del haz de electrones en el medio, respecto de la que tendría en ausencia del detector. Si las condiciones de la perturbación que produce el detector son adecuadas, se podrá aplicar la teoría de Bragg-Gray, o alguna de sus modificaciones, y la dosis depositada en el maniquí en ausencia de cámara se podrá relacionar con el número y característica de las partículas que penetran en el volumen útil del detector [Gra36, Spe55, Bur66].

Con este propósito se diseñó la cámara plano-paralela. Esta cámara presenta una forma cilíndrica, tal que el radio de la base es mayor que la altura. De esta forma, si se coloca la cámara con la base enfrentada perpendicularmente a la dirección del eje de radiación del haz, se disminuye la perturbación de la cámara en el medio en la dirección z . No obstante esta disposición hace que exista una dependencia de la medida con la dirección de incidencia del haz. Para aumentar el volumen útil de detección, lo que equivale a aumentar la sensibilidad de la cámara, se ensancha la base. En el panel A de la figura 1.8 puede verse el diseño de la cámara NACP02 de Scanditronix. La contribución de los electrones que penetran a través de sus paredes laterales es despreciable. Esto es debido a las particularidades de su diseño. Lo que hace a las cámaras plano-paralelas especialmente interesantes para la medidas de curvas de ionización en profundidad (*percentage depth ionization*, PDI), que posteriormente se pueden transformar en curvas PDD como se explicará en el siguiente apartado. Estas cámaras son también las recomendadas para la

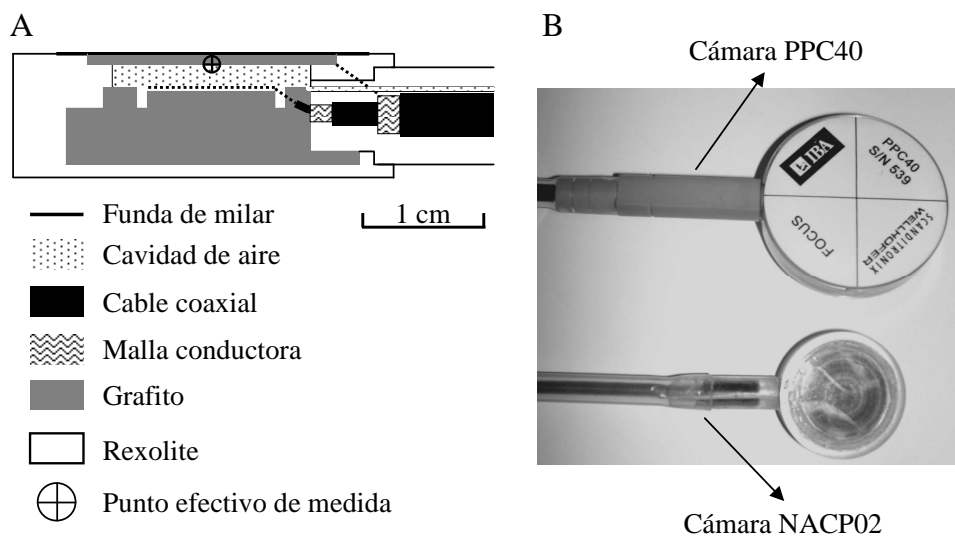


Figura 1.8. (A) Esquema del diseño de una cámara NACP02 de Scanditronix. (B) Fotografía de dos cámaras plano-paralelas: la superior corresponde a una cámara PPC40 de Iba Dosimetry, la inferior corresponde a un cámara NACP02 de Scanditronix.

calibración de la dosis depositada por los haces de electrones en los principales protocolos internacionales [Alm99, And01]. Sin embargo, debido a su gran tamaño lateral no se usan para la medida de perfiles.

Se define el punto efectivo de medida de un detector como el lugar del detector al que se hace corresponder la medida de la dosis depositada en el maniquí; de manera más práctica, si el detector toma una medida con su punto efectivo en las coordenadas x, y, z , esa medida se asociará a la ionización que produce el haz de radiación en el punto del maniquí con esas mismas coordenadas. El punto efectivo de medida de las cámaras plano-paralelas está en el centro de la superficie de la base frontal de aire [And95] (ver panel A de la figura 1.8).

En esta investigación se usan dos modelos de cámaras plano-paralelas que se muestran en el panel B de la figura 1.8: la cámara NACP02 de Scanditronix y la cámara PPC40 de Iba Dosimetry. La primera se denomina así por responder al diseño propuesto por la *Nordic Association of Clinical Physics* [Nor80, Mat81, Nor81]. La segunda se suele denominar cámara Ross y sus características pueden verse en la referencia [And95].

- Cámaras cilíndricas

En el panel A de la figura 1.9 puede verse el esquema de una cámara cilíndrica 23332 de PTW. Su diseño hace que la dependencia con la dirección de incidencia del haz sea mínima. El volumen de estas cámaras está entre 0.1 y 1 cm^3 y viene delimitado por paredes suficientemente delgadas, hechas de materiales parecidos al aire (como, por ejemplo, grafito) para no perturbar

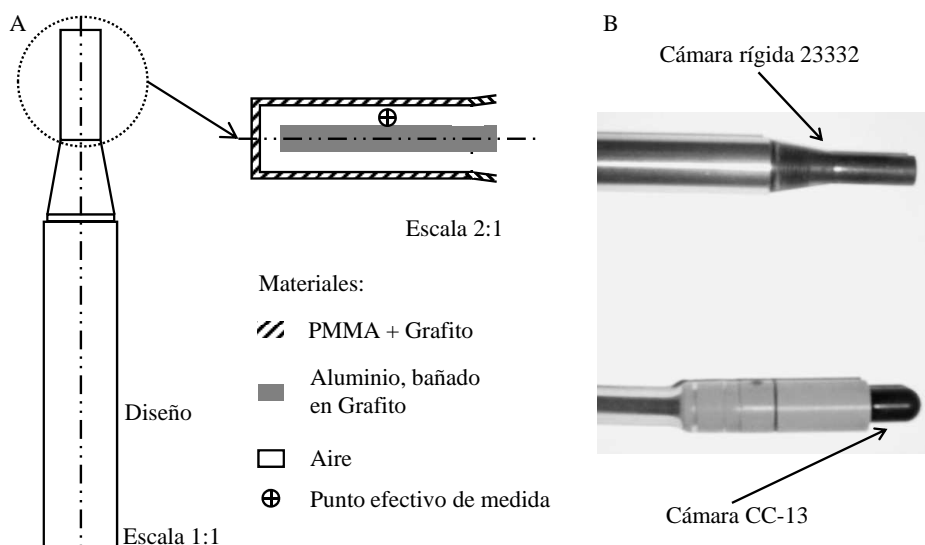


Figura 1.9. (A) Esquema del diseño de una cámara 23332 de PTW. (B) Fotografía de dos cámaras cilíndricas: la superior corresponde a una cámara 23332 de PTW, la inferior corresponde a una cámara CC-13 de Iba Dosimetry.

la fluencia energética de las partículas, especialmente si se usan en la medida de haces de electrones.

Las cámaras cilíndricas fueron ideadas en principio para la calibración de la dosis depositada por haces de fotones. Para haces de electrones solo se recomienda su uso con ese propósito para energías superiores a los 10 MeV [And01], debido a que para energías menores la perturbación de las paredes es importante: el rango de las partículas secundarias será del orden del espesor de las paredes y la interpretación de los eventos que produce la interacción es más difícil [Kle93]. El punto efectivo de medida de estas cámaras está desplazado con respecto al centro de la cámara 0.5 veces el valor del radio interno en la dirección del eje z negativo según el sistemas de referencia del acelerador (ver el detalle de la figura 1.9, panel A).

El panel B de la figura 1.9 muestra una fotografía con las dos cámaras cilíndricas que se han utilizado en las medidas experimentales de esta tesis. La cámara 23332 de PTW, que se ha usado en el control frecuente de estabilidad, y la cámara CC-13 de Iba Dosimetry, empleada como cámara de referencia para las medidas con otras cámaras de ionización. Un detector de referencia es aquel que se sitúa en alguna parte del cabezal del LINAC, de forma que no interfiera en la lectura del detector que se utiliza para medir algún parámetro del haz de radiación en el seno del maniquí, de esta manera se pueden medir las fluctuaciones en el haz de radiación de origen y corregir así la lectura del detector principal.

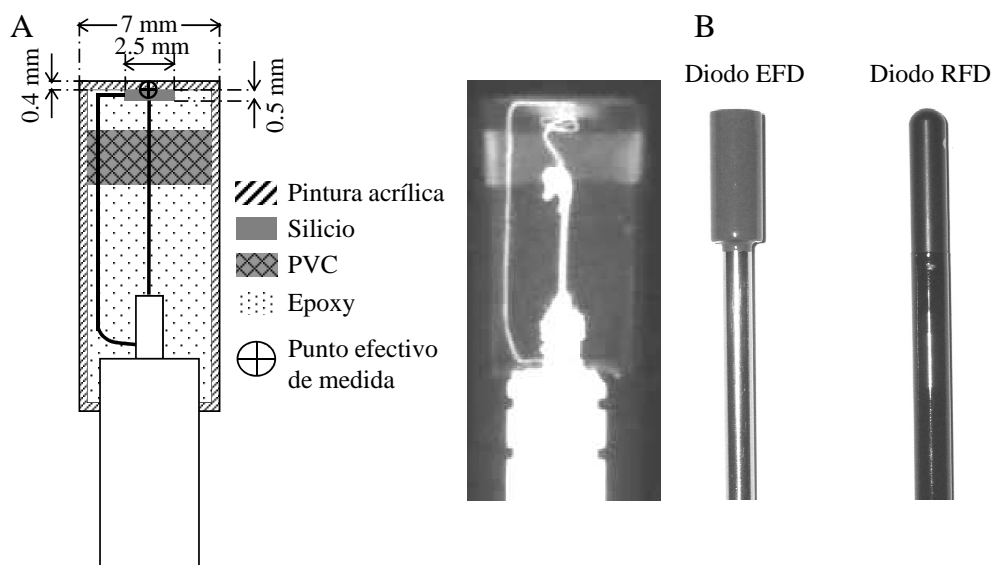


Figura 1.10. (A) Esquema del diseño de un diodo EFD de Scanditronix, datos extraídos de [Mck06], y su radiografía. (B) Fotografía de dos diodos: a la izquierda el diodo EFD y a la derecha el diodo RFD, ambos de Scanditronix.

■ Detectores de semiconductor

Son varios los tipos de detectores de semiconductor existentes en el mercado. En este trabajo se han utilizado los de silicio que se propusieron hace décadas como detectores para la medida de dosimetría relativa de electrones [Rik85]. La principal característica de estos detectores es que tienen una alta sensibilidad, lo que permite reducir su tamaño; como consecuencia, la perturbación que se produce al introducirlos en un medio es mínima y se aumenta la resolución espacial, lo que los hace interesantes para la medida de perfiles y de zonas con alto gradiente de dosis. El panel A de la figura 1.10 representa el esquema del diseño de un diodo EFD, tipo p, de Scanditronix, dedicado a la caracterización de haces de electrones.

El punto efectivo de medida está en la base superior del cilindro, justo debajo de la pintura acrílica. Por otra parte la señal es independiente de los cambios de presión, los efectos de recombinación son despreciables y tienen una respuesta rápida a la radiación, con lo que pueden ser usados para irradiaciones cortas en el tiempo [Wil04]. Pero quizás la característica que los hace más interesantes es que pueden medir directamente curvas PDD, sin necesidad de hacer la transformación de ionización a dosis absorbida que requieren las curvas medidas con las cámaras de ionización.

Sin embargo, los diodos presentan algunos inconvenientes, como son su dependencia con la temperatura y la variación de su sensibilidad debido al daño que va produciendo en ellos la radiación [Rik83]. Estas dependencias parecen tener más importancia cuando los diodos se usan en la dosimetría *in-vivo*, es decir, para la verificación de la dosis impartida en los tratamientos de radioterapia [Ess99], que en la dosimetría relativa de electrones.

En el panel B de la figura 1.10 se muestra una fotografía de los dos diodos que se utilizaron en esta tesis, los modelos EFD, utilizado para la medida de curvas PDD y perfiles, y RFD, como detector de referencia, ambos de Scanditronix.

Cada detector va conectado a un electrómetro y juntos conforman el conjunto lo que se denomina equipo ionométrico de medida. La principal misión del electrómetro es amplificar la señal suministrada por el detector. A lo largo de la memoria se detallará el modelo y fabricante del electrómetro utilizado en cada caso, ya que un mismo detector puede conectarse a diferentes electrómetros. Tanto detectores como electrómetros deben estar sometidos a un proceso de control de calidad que asegure la estabilidad de su funcionamiento a lo largo del tiempo. Una forma de monitorizar estos equipos se desarrolla en [Veg10].

Dispositivos dosimétricos de control frecuente de estabilidad

En la última década se han venido desarrollando equipos de medida que intentan agrupar maniqués y cámaras en un solo dispositivo, de manera que se facilite la medida de las pruebas de control frecuente de estabilidad. La importancia de estos dispositivos se ha ido incrementado y han contribuido a un cambio en las prácticas del control de calidad [Pal12b]. La finalidad es que, con un montaje sencillo y una única medida, se puedan obtener simultáneamente diferentes valores de distintas variables de control estadístico. En concreto, para la última parte de esta investigación se utilizó el dispositivo de medida StarTrack de Iba Dosimetry [Iba08], del que se hablará con más profundidad en el capítulo 4.

1.2.2. Parámetros de caracterización de los haces de electrones

Para determinar la dosis impartida durante el tratamiento de un paciente en radioterapia es necesario conocer cómo se distribuye la dosis absorbida en él. Como resulta imposible realizar estas medidas en el escenario real se recurre, como ya se ha mencionado, al TPS. Independientemente del desarrollador del *software* del TPS, las medidas que se realizan con este fin son de dos tipos fundamentalmente: las curvas PDD y los perfiles de dosis.

Curvas de rendimiento en profundidad: caracterización espectral del haz

La manera en la que una haz de electrones deposita su energía en profundidad, es decir, la forma de la curva PDD, está relacionada con la forma en la que los electrones interaccionan con el medio: muchas interacciones con poca pérdida energética en cada una de ellas. El poder de frenado másico, $(S/\rho)_{\text{tot}}$, mide la pérdida energética, tanto por colisión como radiativa, para una longitud dl , en un medio de densidad ρ [Int80].

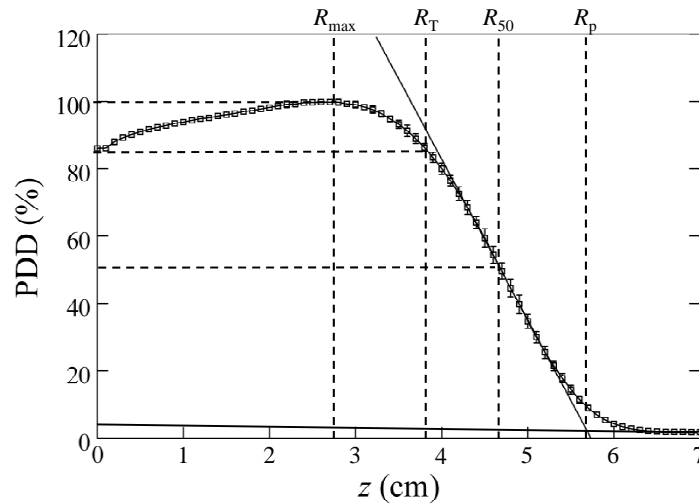


Figura 1.11. Gráfica de una curva PDD medida experimentalmente para el modo de 12 MeV de un acelerador Primus de Siemens, y sus principales parámetros de caracterización. Las barras de incertidumbre muestran un factor de cobertura $k = 2$.

Esta cantidad se incrementa si la energía disminuye. Así, la pérdida energética es más rápida conforme más profundo penetra el haz y el espectro energético se degenera, pues disminuye su energía media al aumentar el número de electrones con energías más bajas, incrementándose el valor de $(S/\rho)_{\text{tot}}$.

Suelen distinguirse tres espectros según el lugar en el que se observen: el intrínseco, que es el espectro a la salida de la estructura de aceleración, antes de entrar en el BM; el inicial, que es el espectro a la salida de la ventana del BM, es decir, el espectro intrínseco recortado a su paso por la ventana energética; y el superficial, que es el espectro que llega a la superficie del maniquí. Este último es el resultante del paso del espectro inicial por dos tipos de elementos: los interpuestos en el cabezal, que, además de dispersar el haz, disminuyen la energía máxima y la energía más probable del espectro inicial, y los periféricos de colimación, que afectan solo a los electrones que sufren una mayor dispersión y que generan electrones de baja energía.

En la figura 1.11 puede verse una curva PDD para el modo energético de 12 MeV de un acelerador Primus de Siemens, en la que se indican algunos de los parámetros que caracterizan el haz: R_{max} o profundidad a la que se alcanza el máximo de dosis; R_T o profundidad terapéutica, correspondiente a la isodosis escogida para cubrir el volumen blanco a tratar (este valor puede variar de un centro hospitalario a otro e incluso entre diferentes tratamientos); R_{50} o profundidad en la que la dosis absorbida en agua en el eje de radiación toma un valor igual a la mitad del valor máximo de la dosis absorbida en el propio eje [Alm99, And01], y R_p o profundidad práctica, en la que se intersecan la tangente de la curva en R_{50} y la extrapolación de la cola de frenado. Hay que señalar que, aunque el eje en profundidad es el eje z , cuando nos referimos a una profundidad específica es usual utilizar R con el subíndice correspondiente.

Se ha tratado de relacionar el espectro energético de los haces de electrones con

algunos de los parámetros de su curva PDD medida en agua. Así, la energía más probable del espectro superficial se expresa como:

$$E_{\text{sup},0} = C_3 + C_4 R_p + C_5 R_p^2, \quad (1.3)$$

donde C_3 , C_4 y C_5 son constantes obtenidas empíricamente [Int84]. Por otra parte la energía media del espectro superficial viene dada por:

$$\bar{E}_{\text{sup}} = C_6 R_{50}, \quad (1.4)$$

donde C_6 es una constante [Int84].

La energía media del espectro conforme el haz va penetrando en el material, $\bar{E}(z)$, se relaciona linealmente con la profundidad z a través de la expresión de Harder [Int84]:

$$\bar{E}(z) = \bar{E}_{\text{sup}} \left(1 + \frac{z}{R_p} \right). \quad (1.5)$$

Sin embargo, estas primeras expresiones presentan ciertas limitaciones: tienen en cuenta solo los electrones primarios del espectro, pero no los detalles de conformación del haz que pueden afectar al valor de la energía media en la superficie debido a los electrones generados de baja energía o a las particularidades de cada acelerador [Din95a, Din96].

Los protocolos actuales tienen en cuenta estos aspectos [Alm99, And01]. Para ello definen una profundidad de referencia, en general mayor que R_{max} :

$$z_{\text{ref}} = 0.6 R_{50} - 0.1 \text{ cm}. \quad (1.6)$$

Se ha demostrado que, a esta profundidad, se reduce significativamente la influencia en la medida de las diferencias espectrales entre los diferentes aceleradores y de los electrones y fotones de contaminación generados por el haz de electrones primarios. Además, a esta profundidad el valor de la razón de poderes de frenado agua-aire, $S_{w,\text{air}}$, puede expresarse, a través de ecuaciones empíricas, en términos de R_{50} [Bur96]. $S_{w,\text{air}}$ tiene especial importancia porque, como se ha dicho, las cámaras de ionización de aire son los detectores utilizados en la medida de la dosis en condiciones de referencia para haces de electrones. El valor de R_{50} se revela así como el mejor parámetro para definir la calidad espectral del haz.

Para la medida de R_{50} se recomienda el uso de maniqués de agua con cámaras de ionización plano-paralelas, con las que se pueden obtener medidas de curvas de ionización en profundidad y determinar $R_{50,\text{ion}}$; esto es, la profundidad a la que el valor de la ionización en el eje de radiación es la mitad que el valor máximo de la ionización en el propio eje. Para la conversión de estas curvas de ionización a dosis se necesita saber el valor de $S_{w,\text{air}}$, pero para ello se debe conocer el valor de R_{50} , que es precisamente el que se busca. Se entra en un proceso cíclico del que se escapa si se recurre a expresiones analíticas que relacionan ambos alcances [Din95b]:

$$R_{50} = 1.029 R_{50,\text{ion}} - 0.06 \text{ (g} \cdot \text{cm}^{-2}\text{)}, \text{ si } R_{50,\text{ion}} \leq 10 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}, \quad (1.7a)$$

$$R_{50} = 1.059 R_{50,\text{ion}} - 0.37 \text{ (g} \cdot \text{cm}^{-2}\text{)}, \text{ si } R_{50,\text{ion}} > 10 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}. \quad (1.7b)$$

El valor de $R_{50,\text{ion}}$ se expresa en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ porque se divide su valor en cm por la densidad del agua.

También se aceptan como alternativa a las cámaras de ionización dispositivos como los diodos, capaces, como hemos comentado antes, de medir directamente una curva PDD. Se ha de verificar, sin embargo, que el detector es apropiado para dichas medidas mediante una comparación del resultado de la medida con el diodo con el obtenido con alguna cámara de ionización plano-paralela, para diferentes calidades de haz, después de convertir la curva de ionización a dosis [And01].

Medidas relativas fuera del eje: perfiles

Cuando el haz de electrones llega a la piel del paciente ha interactuado en su camino con numerosos elementos interpuestos en el eje (ventana de vacío, láminas dispersoras y cámaras monitoras), con otros elementos más periféricos (colimadores y aplicador) y con el aire. En el apartado anterior se ha descrito que estos elementos afectan al espectro del haz, de forma que va evolucionando hasta un determinado espectro en superficie. R_{50} es el parámetro que permite singularizar el espectro electrónico, pero no es un buen indicador para comprobar si la dispersión que se ha producido en el haz hasta llegar a la superficie del paciente tiene las características adecuadas.

Para analizar la dispersión del haz y, por tanto, la distribución del depósito de dosis en un plano a determinada profundidad, se realizan medidas de curvas de dosis relativa fuera del eje de radiación, que suelen normalizarse al valor de la curva en el eje. Estas medidas se denominan perfiles y se toman en direcciones perpendiculares al eje de radiación y, por tanto, paralelas a la superficie del maniquí.

Los perfiles habitualmente se miden para una colección de campos de radiación cuadrados de diferentes tamaños y a diferentes profundidades, en las direcciones *inplane* (y), *crossplane* (x) y diagonal del campo. De cada perfil se pueden obtener una serie de parámetros cuya definición, al contrario de lo que sucede con el parámetro R_{50} , varía dependiendo del protocolo que se decida utilizar. Estos parámetros ayudan a caracterizar geométrica y dosimétricamente el haz. En este trabajo se utilizan cuatro parámetros: los tres primeros, tamaño de campo, penumbra y simetría, provienen de las definiciones de la *International Electrotechnical Commission* (norma IEC-60976 de 1989) en su versión oficial en español [Aso01a, Aso01b]; para el último (homogeneidad) se utiliza la definición dada por la *American Association of Physicists in Medicine* (AAPM) [Rav94], ya que su uso es el más generalizado (figura 1.12):

- Tamaño del campo de radiación, T_c . Es la distancia que existe entre los puntos a ambos lados del eje de radiación que reciben un 50% de la dosis absorbida en el eje de radiación, D_{cax} .
- Penumbra, p . Es la distancia lateral que existe entre los puntos que reciben un 80% y un 20% de la dosis D_{cax} . Se evalúa en los lados derecho e izquierdo del

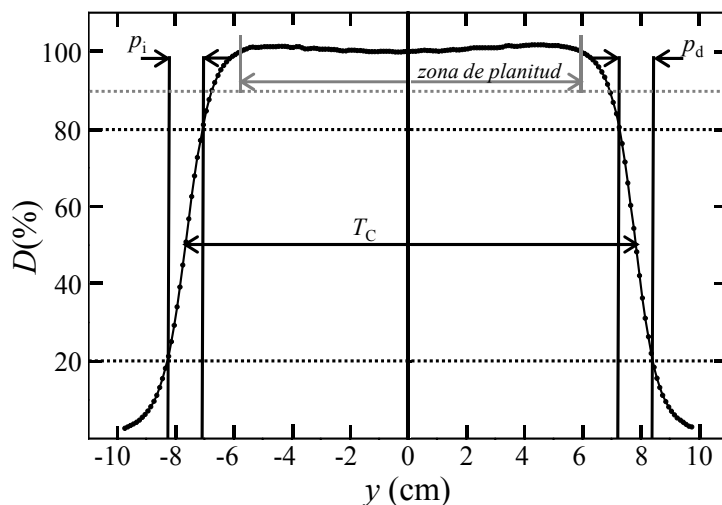


Figura 1.12. Gráfica de un perfil en la dirección *inplane* a la profundidad del máximo de dosis de la curva PDD del modo 12 MeV de un acelerador Primus de Siemens y sus parámetros de caracterización geométricos.

perfil, p_d y p_i respectivamente. T_c y penumbra son los parámetros geométricos del perfil y su definición es común para la mayoría de los protocolos, incluido el español [Pin09].

- Simetría, M . Se define como:

$$M = \max \left[\frac{D_i}{D_d}, \frac{D_d}{D_i} \right], \quad (1.8)$$

donde D_i y D_d son las dosis medidas en dos puntos situados a igual distancia a izquierda y derecha del eje central, respectivamente, y dentro de la zona de planitud (ver figura 1.12). Esta zona de planitud está delimitada por los puntos que distan 1 cm de los límites correspondientes al 90% de la D_{cax} (hacia el eje). La simetría se expresa usualmente en porcentaje.

- Homogeneidad, U . Se define como:

$$U = \frac{D'_{max} - D'_{min}}{D'_{max} + D'_{min}}, \quad (1.9)$$

donde D'_{max} y D'_{min} , son las dosis máxima y mínima en la zona comprendida entre los dos valores del 80% de dosis absorbida respecto a la dosis D_{cax} . La homogeneidad se suele expresar en porcentaje.

1.3. Simulación Monte Carlo de haces de electrones

Se llama técnica Monte Carlo (MC) a cualquier método que haga uso de los números aleatorios para resolver un problema [Jam80]. Los diferentes códigos de simulación MC de transporte de partículas en medios materiales desarrollados aprovechan el carácter probabilístico de la interacción de la radiación con la materia, expresado en forma de secciones eficaces, para implementar diferentes modelos que tratan de reproducir la interacción real. En la simulación de partículas cargadas, fue el trabajo de Berger el que estableció un punto de arranque en los años sesenta [Ber63]. En la bibliografía pueden encontrarse diferentes trabajos que revisan los aspectos fundamentales de los códigos de simulación de la interacción de la radiación con la materia [And91, Ma99, Rog06].

Para la simulación de la interacción de los electrones en un medio material se necesita especificar los mecanismos de interacción que pueden afectar al electrón en su movimiento en el medio. En el rango de las energías que genera un LINAC estos mecanismos son:

- Colisiones elásticas con el campo electrostático atómico, en las que el electrón intercambia una cantidad de energía con el medio y modifica la dirección de su trayectoria.
- Colisiones inelásticas con los electrones de la corteza atómica. Aquí se produce una cesión de energía al electrón cortical, que, o bien es expulsado del átomo (se genera un electrón secundario), o bien pasa a un nivel energético superior, con la posterior emisión de radiación cuando su nivel original es ocupado (rayos X característicos).
- Radiación de frenado o *bremsstrahlung*. En este proceso el electrón es acelerado por el campo electrostático del átomo, cambiando su dirección y velocidad, emitiendo fotones con un espectro energético continuo.
- Aniquilación de positrones. Se presenta cuando un positrón penetra en un medio y se aniquila con un electrón de ese medio, dando lugar a la emisión de dos fotones. El proceso puede ocurrir en reposo o en vuelo.

A lo largo del camino del electrón se producen electrones secundarios, que sufrirán las mismas interacciones, y fotones que interaccionan con la materia según los siguientes procesos:

- Dispersión elástica o Rayleigh, en la que el fotón es dispersado por electrones atómicos ligados, sin excitación del átomo.
- Absorción fotoeléctrica, en la que el fotón es absorbido y cede toda su energía a un electrón de la corteza atómica.

- Efecto Compton, en el que el fotón cede parte de su energía a un electrón de la corteza atómica y es dispersado con cierto ángulo.
- Producción de pares electrón-positrón, en la que el fotón, en la vecindad de una partícula masiva (como el núcleo atómico) es absorbido, generándose un electrón y un positrón.

En los procesos fotoeléctrico y Compton, los electrones involucrados pueden ser emitidos produciéndose, seguidamente, la emisión de rayos X característicos de ocuparse la vacante que dejan.

Entre el gran número de interacciones que sufre un electrón en un medio, una proporción muy alta de ellas solo producen pequeñas pérdidas de energía y pequeños cambios de dirección. Este hecho ha motivado el desarrollo de modelos analíticos, denominados teorías de dispersión múltiple, que se implementan en los códigos y que describen el efecto global, tanto en la dirección como en la pérdida energética, de un conjunto de eventos de dispersión.

Para simular el transporte de electrones desde la ventana de vacío hasta el paciente o el maniquí se ha de definir y conocer la geometría y los materiales de construcción del LINAC, ya que las características espectrales del haz que llega a la superficie del maniquí o del paciente dependen de la interacción con los diferentes elementos que se interponen en su recorrido.

En el desarrollo de este trabajo de investigación se han utilizado el código GEANT y el código PENELOPE, cuyas principales características se describen a continuación.

1.3.1. Código GEANT

El código GEANT es un sistema desarrollado en el *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) para la simulación del transporte de partículas elementales e iones entre 10 keV y 10 TeV [Gea93]. Un completo resumen sobre los aspectos fundamentales del código GEANT se encuentra en [Vil09a]. Aquí se ha usado la versión 3.21.

Para calcular los diferentes tipos de interacción de los electrones con la materia GEANT recurre a varios modelos estadísticos y de secciones eficaces [Ros41, Bet53, Int84, Gea93]. El código permite seleccionar entre varios modelos para según qué tipo de interacción. En las simulaciones de este trabajo se ha optado por los modelos que han demostrado tener buenos resultados en la simulación del LINAC Mevatron KDS [Vil09a]. Estos modelos son aplicables a otros aceleradores ya que las diferencias en las geometrías son pequeñas.

De igual forma, para la simulación de la interacción de fotones el código se nutre, unas veces, de expresiones semiempíricas y, otras, de la parametrización de secciones eficaces o de regresiones sobre datos ya tabulados [Hub80, Nel83, Big87, Gea93].

GEANT dispone de una serie de parámetros que controlan el transporte de las partículas emitidas o generadas, y da la opción al usuario de elegir qué mecanismos van a estar presentes o no durante la simulación. GEANT, como otros códigos, diferencia entre aquellos eventos ionizantes que generan un electrón secundario y los que no. Esta distinción es controlada mediante un parámetro, DCUTE, que especifica la energía umbral a partir de la cual se considera que el electrón secundario puede desplazarse a lugares alejados de donde fue creado, y su historia será, por tanto, simulada. Otros dos parámetros importantes son CUTGAM y CUTELE, que especifican la energía de absorción de fotones y electrones, es decir, la energía por debajo de la cual la simulación de estas partículas concluye. Para las simulaciones realizadas en este trabajo los tres parámetros han sido fijados a un valor de 10 keV.

1.3.2. Código PENELOPE

PENELOPE es un código MC para simular el transporte de electrones y fotones desde unos cientos de eV hasta 1 GeV en cualquier medio material. La versión que se ha utilizado es la 2008 [Sal08].

La simulación de la interacción de los electrones y fotones con la materia emplea bien modelos de secciones eficaces, o valores tabulados [Sal08]. Una particularidad del código es que las interacciones de los electrones se clasifican en blandas y duras. Las primeras, al igual que los fotones, son simuladas de forma detallada, esto es, evento a evento cronológicamente. Para simular las segundas se hace uso de las teorías de dispersión múltiple. La distinción entre ambas es controlada por el usuario mediante cuatro parámetros: C_1 , C_2 , W_{cc} y W_{cr} . Los dos primeros están relacionados con la dispersión elástica. C_1 indica la deflexión angular promedio producida por todos los eventos blandos entre dos colisiones duras, y C_2 la máxima pérdida de energía fraccional media que puede ocurrir entre dos eventos duros. W_{cc} y W_{cr} son los valores de la energía que delimitan el tipo de interacción, tanto para las pérdidas por colisión inelástica como para las pérdidas por radiación. Los valores de estos parámetros deben fijarse para cada material. Así, para este trabajo y las simulaciones en el maniquí de agua se han seleccionado valores de $C_1 = 0.05$, $C_2 = 0.05$, $W_{cc} = 5$ keV y $W_{cr} = 1$ keV.

1.4. Control estadístico de la calidad

Como ya se mencionó en la introducción, el Real Decreto 1566/1998 [Rea98] establece como obligatoria la implantación de un programa de garantía de calidad en todas las unidades asistenciales de radioterapia y, en particular, un programa de control de calidad para las unidades generadoras de radiación a fin de asegurar la optimización del tratamiento de radioterapia y la protección radiológica del paciente. En general, el objetivo de un plan de garantía de calidad es establecer una serie de actuaciones que se deben llevar a cabo según la cuantificación de unas variables de control, para asegurar que el proceso satisface las condiciones necesarias para obtener unos resultados

óptimos. A tal efecto se establece una serie de pruebas de periodicidades determinadas con unos ciertos niveles de tolerancia para sus resultados.

El Real Decreto 1566/1998 estatuye que la ejecución de esos programas de garantía de calidad debe hacerse siguiendo protocolos aceptados y refrendados por instituciones científicas nacionales o internacionales, competentes y de reconocido prestigio. La Sociedad Española de Física Médica presentó el *Protocolo para el control de calidad en aceleradores de electrones de uso médico* en el año 2009 [Pin09]. En él se describen detalladamente las pruebas fundamentales que se deben llevar a cabo sobre dichas unidades.

Curiosamente, nada se menciona en ninguno de los dos documentos citados en el párrafo precedente sobre las técnicas estadísticas que se deben aplicar a los datos de control que se irán recolectando a lo largo del tiempo. Sin embargo, las bases del control estadístico de procesos son conocidas desde hace años y proporcionan una serie de herramientas que han sido ampliamente utilizadas en la industria y que pueden aplicarse en el ámbito de actuación profesional de la radiofísica hospitalaria [Vil07].

El objetivo del control estadístico de procesos es desarrollar herramientas que permitan monitorizar las variables de control estadístico (VCE) que caracterizan un proceso. La base del diseño de estas herramientas es tratar de afirmar, con un cierto grado de confianza estadística, si una VCE se halla bajo control; en otras palabras, que solo operan en ella factores sobre los que no se puede actuar, que introducen cierta aleatoriedad en el proceso bajo análisis (causas no *asignables* o *comunes*) y que, por lo tanto, dotan a la VCE de cierta variabilidad [Oak03]. En términos más prosaicos, y que englobaban más aspectos del control de calidad, se expresaba Shewhart: “Un fenómeno se dirá que está controlado cuando, a través del uso de la experiencia pasada, podamos predecir, al menos dentro de unos límites, cómo se espera que pueda variar en el futuro” [She31].

Para el control de un proceso se requiere, en primer término, establecer un estado de referencia durante un periodo denominado de estimación o pre-control. En este periodo, en el que se supone que el proceso se encuentra bajo la acción exclusiva de causas comunes, se realizan una serie de medidas sucesivas de la VCE de manera que se asume que la media de estas medidas está relacionada con el valor verdadero de la VCE, y su dispersión representa la aleatoriedad debida a las causas comunes.

Antes de continuar hay que distinguir entre el valor de referencia de la VCE obtenido en este periodo de pre-control y la referencia inicial de los parámetros de funcionamiento y caracterización del LINAC, como pueden ser los valores de R_{50} de los haces de electrones que se establecen en el *commissioning*. Los valores de referencia de los parámetros se consideran estables mientras no se superen ciertos umbrales de tolerancia (en general los establecidos en Real Decreto 1566/1998 [Rea98]), mientras que el valor de referencia de las VCE puede ir variando con el tiempo o incluso puede renovar su valor (si así lo establece el programa de calidad) con cierta periodicidad. Por tanto, es fundamental establecer una correlación entre el valor del parámetro del LINAC que se quiere controlar, medido en condiciones de referencia, y el valor de la VCE que se utiliza para monitorizar dicho parámetro, de forma que podamos asociar cambios en el

valor de la media o la variabilidad de la VCE con cambios en el valor o la variabilidad del parámetro.

Por tanto, cuando el proceso está en control se asume que solo están actuando sobre él las causas comunes. Se considera que el proceso está fuera de control cuando operen otros factores que lo llevan fuera de unos límites establecidos durante el periodo de pre-control. La acción de estos factores sobre el proceso tendrá una causa, a esta causa se la denomina *asignable*, cuyo efecto es posible evitar si se mantiene dentro de un nivel aceptable [Oak03]. Es precisamente sobre estas causas sobre las que habrá que efectuar un control estadístico para comprobar que sus valores se encuentra en intervalos aceptables y el proceso sigue en control.

La herramienta estadística por excelencia para el análisis de las VCE es el gráfico de control. Un gráfico de control es un gráfico en el que se hace corresponder un punto a cada valor de la VCE del proceso de control [Oak03].

En principio, y de manera general, supongamos que la VCE se representa por la letra x , y que su media y desviación poblacional son μ_0 y σ_0 , respectivamente, con una distribución poblacional $N(\mu_0, \sigma_0)$. En una prueba de control se toma una muestra de tamaño n de la VCE, se obtiene, por tanto, una colección de datos $\{x_i, i = 1, \dots, n\}$. A lo largo del tiempo se irán realizando más controles, por lo que se irán registrando j muestras todas ellas de tamaño n , $\{x_{i,j}, i = 1, \dots, n\}$. La VCE se considera bajo control si cualquier muestra j de tamaño n y que pertenecen a un distribución normal $N(\bar{x}_i, \sigma_{x_i})$ coincide con $N(\mu_0, \sigma_0)$ [Vil07]. Es decir, que la distribución de valores de la muestra j es equivalente estadísticamente a la distribución poblacional. Expresado en términos del gráfico de control, diremos que la VCE está en control si su valor está comprendido entre un límite de control superior, LCS, y un límite de control inferior, LCI.

La elección de estos límites es importante, ya que serán los que determinen la probabilidad de que se produzcan falsas alarmas: medidas que muestran estados aparentemente fuera de control pero que en realidad sí están bajo control; y el caso contrario, que la medida esté dentro de los límites pero su estado real correspondiente esté fuera de control. Unos límites excesivamente bajos pueden conducir a demasiadas falsas alarmas, lo que se conoce como sobrecontrol; unos límites demasiado altos pueden conducir a la situación contraria, en la que durante largos periodos de tiempo no se produzca ninguna situación fuera de control, el infracontrol.

En general los límites de control están preestablecidos según el tipo de gráfico para evitar situaciones de sobrecontrol o subcontrol. De hecho están asociados al nivel de confianza que se quiera establecer sobre la variable x . Así, si \bar{x} y σ_x son la media y la desviación típica de la VCE durante el periodo de estimación, en general se definen:

$$\text{LCS} = \bar{x} + k\sigma_x, \quad (1.10a)$$

$$\text{LCI} = \bar{x} - k\sigma_x, \quad (1.10b)$$

donde el valor de k define el nivel de confianza adoptado. El valor \bar{x} es el denominado

valor objetivo del proceso, que no es sino un estimador del valor medio de la población, μ_0 , de la que se extrae la muestra.

Ahora se pueden definir con más exactitud dos periodos en la monitorización de la VCE:

1. Periodo de estimación o pre-control, durante el cual se toman medidas a lo largo de un cierto tiempo, en el que el proceso se supone bajo control, y con ellas se estiman los estadísticos \bar{x} y σ_x . Si alguno de los puntos utilizados para el cálculo de estos parámetros cayera fuera de LCS o LCI se descartaría y se volverían a calcular \bar{x} y σ_x .
2. Periodo de uso. Una vez que en el periodo de pre-control se establecen los límites de control, se comienzan a realizar los controles con la periodicidad y tamaño de la muestra que se hayan especificado durante el periodo de estimación.

En general se acepta que si un punto cae dentro de los límites se halla bajo control, aunque existen patrones de puntos, algunos de ellos con todos sus puntos bajo control, que son indicativos de un estado fuera de control, debido a que su probabilidad de ocurrencia conjunta es, al menos, igual a la de una situación en la que un punto cae fuera de los límites de control.

Antes de concluir conviene señalar que el aseguramiento de la calidad consiste en tener la mayor certeza posible de que los valores que resultarán de las medidas, antes de que se realicen, se encontrarán dentro del intervalo que fije el estado de referencia de la VCE [Vil07]. El aseguramiento de la calidad incluye el control de calidad pero abarca más aspectos como son el equipamiento, la formación del personal o las instrucciones de trabajo. En esta memoria de investigación se analiza el control de calidad, que es solo un aspecto de la calidad y, como se ha señalado, es un proceso fundamentalmente estadístico.

Por último hay que decir que todo el análisis que se ha presentado presupone que la VCE se distribuye normalmente. Aún así, cuando la variable no cumple esta condición, existen diferentes estrategias para solucionar este inconveniente [Vil07]. Las VCE con las que se ha trabajado aquí se ajustan a distribuciones normales, lo que se ha comprobado siempre con un test de Kolmogorov-Smirnov [Fro79].

1.5. Tratamiento de las incertidumbres

Es indispensable, para poder analizar e interpretar correctamente cualquier resultado experimental, conocer la incertidumbre que se produce durante el proceso de medida. Esta incertidumbre refleja la carencia del método experimental para conocer el valor exacto y verdadero de la cantidad medida. Para el tratamiento de incertidumbres existen recomendaciones internacionales ISO/IEC [Int08] y nacionales en el ámbito

de la radioterapia [Gra97]. A continuación se describen los aspectos fundamentales del tratamiento de incertidumbres que se ha seguido en este trabajo de investigación. Para aplicar estos métodos se asume que los datos manejados siguen una distribución normal.

Las fuentes de incertidumbre asociadas a una medida se clasifican en dos tipos. Mientras que las incertidumbres de tipo A son aquellas que pueden evaluarse siguiendo procedimientos estadísticos, las de tipo B se determinan mediante cualesquiera otros métodos [Int08]. La evaluación de incertidumbres tipo A requiere solo del conocimiento de la distribución de frecuencias del resultado de una serie de medidas independientes. La estimación de la incertidumbre tipo B necesita conocimiento previo: sobre el proceso de medida anterior, conocimiento sobre el comportamiento y propiedades del material y los instrumentos que se utilizan en la medida, información suministrada por el fabricante de la instrumentación, datos provenientes de calibraciones, certificados o protocolos, etc. En general, existen recomendaciones que se deben seguir para que la estimación no tenga un carácter plenamente subjetivo [Int08].

La incertidumbre total de la medida de una magnitud x viene dada por:

$$u_x^2 = u_A^2 + u_B^2, \quad (1.11)$$

donde u_A y u_B son las incertidumbres de tipo A y B, respectivamente.

En algunos casos la medida de una magnitud y no se puede obtener directamente de una única observación ya que su magnitud es función de otras n magnitudes, $\{x_i, i = 1, 2, \dots, n\}$, $y = f(x_1, \dots, x_n)$. En caso de que las n observaciones sean independientes entre sí, el valor de la incertidumbre de y valdrá:

$$u_y^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u_{x_i}^2, \quad (1.12)$$

donde u_{x_i} es la estimación de la incertidumbre de la magnitud x_i . Esta expresión es válida siempre que la falta de linealidad de f no sea significativa.

Otra cuestión es cómo llevar a cabo el tratamiento de incertidumbres cuando se trata de ajustar una función a un conjunto de datos experimentales. En esta memoria se presentan dos métodos de ajuste, el de mínimos cuadrados clásico o una modificación del anterior, el método de Levenberg-Marquardt [Pre92] que minimiza el valor de la χ^2 . Si tratamos de describir un conjunto de datos experimentales $\{(x_i, y_i, u_{y_i}), i = 1, 2, \dots, n\}$, usando un modelo que viene dado por $y_i = f(x_i; \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_p)$ con p parámetros libres, tenemos:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{|y_i - f(x_i; \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_p)|^2}{u_{y_i}^2}. \quad (1.13)$$

En general las incertidumbres de los p parámetros del ajuste α dependerán del método utilizado para llevar a cabo dicho ajuste. En el caso de que las incertidumbres de los puntos experimentales afecten también a las coordenadas x_i se pueden utilizar técnicas MC para determinar las incertidumbre de los parámetros de ajuste. Para ello

basta generar colecciones de puntos $\{(x'_i, y'_i), i = 1, 2, \dots, n\}$, teniendo en cuenta que x'_i e y'_i siguen distribuciones $N(x_i, u_{x_i})$ y $N(y_i, u_{y_i})$, respectivamente. Con cada nuevo conjunto de valores se puede realizar un nuevo ajuste y obtener los p parámetros α correspondientes. Si se opera así m veces se obtiene un conjunto de m valores de los parámetros tal que el valor medio de los mismos se asocia con el valor verdadero de α_p y la desviación típica es su incertidumbre. En general el método descrito es válido mientras las fluctuaciones de las variables x_i no estén correlacionadas entre sí. Si no se dice lo contrario, los datos presentados en este trabajo cumplen dicha condición. Esta técnica MC también se puede aplicar al primer caso de la medida experimental de $y = f(x_1, \dots, x_n)$.

Uno de los objetivos de las simulaciones MC del transporte de partículas de radiación en medios materiales es obtener histogramas que determinen la energía depositada en una malla de celdas de acumulación, o vóxeles, de geometría y tamaño dados. El valor en cada vóxel tendrá una incertidumbre estadística que será menor conforme el número de historias simuladas, N , aumente.

La dosis en cada vóxel j , para la curva PDD o el perfil correspondiente, se calcula a partir del valor medio de la energía depositada en él:

$$\bar{E}_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e_{ij}, \quad (1.14)$$

donde e_{ij} es la energía depositada en la j -ésima celda de acumulación por todas las partículas generadas en la i -ésima historia simulada. La incertidumbre asociada a este valor medio se estima como [Sal08]:

$$\sigma_{E_j} = \sqrt{\frac{1}{N} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e_{ij}^2 - \bar{E}_j^2 \right)}. \quad (1.15)$$

Se define el factor de cobertura k como el factor numérico usado como multiplicador de la incertidumbre asociada a una variable para abarcar una fracción más grande de la distribución de sus valores [Int08]. A lo largo de la memoria se indicará en cada caso que valor de k se ha usado para expresar la incertidumbre.

Capítulo 2

Modelado del espectro intrínseco del haz de electrones

Conocer el espectro de un haz de electrones que emerge de la ventana de salida del BM resulta de interés en dosimetría. Este espectro es relevante a la hora de caracterizar el propio haz, además de ser muy útil para la realización de simulaciones MC del acelerador que lo genera. En concreto, en el área de la investigación es posible obtener información valiosa sobre algunos aspectos del diseño de un LINAC.

Se han realizado intentos para obtener modelos del espectro a partir de medidas realizadas en maniquís de agua [Fad00, Den01, Wei06]. Los modelos que se obtienen en estos trabajos están referidos a la superficie de entrada del maniquí, lo que limita su utilidad para usarlos en las simulaciones de geometría completa, es decir, aquellas que incluyan el cabezal del acelerador. Además, los espectros resultantes están determinados únicamente para ciertas condiciones específicas de funcionamiento del acelerador y no estudian el efecto de la variabilidad de dicho funcionamiento sobre esos espectros.

Sawkey *et al.* [Saw09] proponen un método para obtener un modelo del espectro de salida de un LINAC después de que el haz de electrones haya cruzado la ventana del BM. Este procedimiento presenta el inconveniente de que es necesario realizar las medidas en agua retirando todos los elementos del cabezal del acelerador que hay en el camino del haz hasta llegar al maniquí. La retirada de los componentes del cabezal es un proceso complejo; de igual modo, su recolocación resulta delicada ya que deben quedar centrados con respecto al haz de radiación. De hecho, las medidas del trabajo citado están realizadas en un acelerador clínico que no era utilizado para el tratamiento de pacientes.

En este capítulo se presenta una metodología novedosa para modelar el espectro intrínseco de diferentes haces de electrones. El procedimiento permite la obtención del espectro completo que se produce a la salida de la guía aceleradora y la posición de la ventana energética del BM con respecto a él. La aplicación del método implica un estudio de la variación del espectro de salida frente a alteraciones de uno de los elementos que lo configuran: la corriente del BM, I_{BM} . Adicionalmente, este procedimiento se emplea para estudiar la influencia que tiene en el espectro intrínseco otro de los componentes que afecta a su conformación: el voltaje de la PFN, V_{PFN} . Con este procedimiento hemos determinado los espectros intrínsecos de electrones de los diferentes haces producidos en los aceleradores: Mevatron KDS y Primus de Siemens y del acelerador SL20 de Elekta. El primero instalado en el Hospital “San Cecilio” de Granada, y los dos últimos pertenecientes al Hospital “San Juan” de Alicante.

Parte de este capítulo se encuentra publicado en [Veg07, Veg08].

2.1. Espectro intrínseco de un haz de electrones

El método que se propone se basa en el análisis del efecto de una variación de la I_{BM} sobre la forma en que la dosis es depositada en un maniquí de agua, en particular, en la curva de rendimiento de dosis en profundidad. Se parte del hecho de que una variación de dicha intensidad produce un cambio en la posición de la ventana de selección del BM respecto del espectro de energías. De las ecuaciones (1.1) y (1.2) podemos deducir que el radio de la trayectoria de un electrón está asociado a la energía que tiene ese electrón; como el radio de la trayectoria depende de la intensidad del campo magnético y este de la intensidad que circula por el BM, podemos asumir que:

$$E_c = wI_{\text{BM}}, \quad (2.1)$$

donde E_c es el centro de la ventana de energía y w una constante. Es precisamente el desplazamiento lineal de la ventana energética del sistema deflector con respecto a su estado inicial lo que constituye la base experimental del método que, para que tenga sentido, asume que la anchura de la ventana y la forma del espectro son independientes del valor que tenga la I_{BM} , ya que de no ser así las expresiones de ajuste que se explicarán a continuación carecerían de sentido. La figura 2.1 muestra un esquema del cambio que se presenta en la ventana al variar la I_{BM} .

Por tanto, esta modificación del valor de la I_{BM} produce un cambio en el número y energía de los electrones del haz emergente, es decir, en el espectro de salida y, como consecuencia, una variación del parámetro de referencia de la curva PDD, R_{50} , y del valor de la tasa de dosis, \dot{D} , en profundidad y en la dirección del eje del haz.

En primer lugar se estudiará el efecto que tiene sobre el valor de R_{50} y \dot{D} la variación del espectro más simple, el de haces de electrones monoenergéticos. Para ello se realizarán simulaciones MC de estos haces en distintos aceleradores. Posteriormente se realizará una generalización para espectros más realistas, que incluye ya la presencia de la ventana de selección en energía.

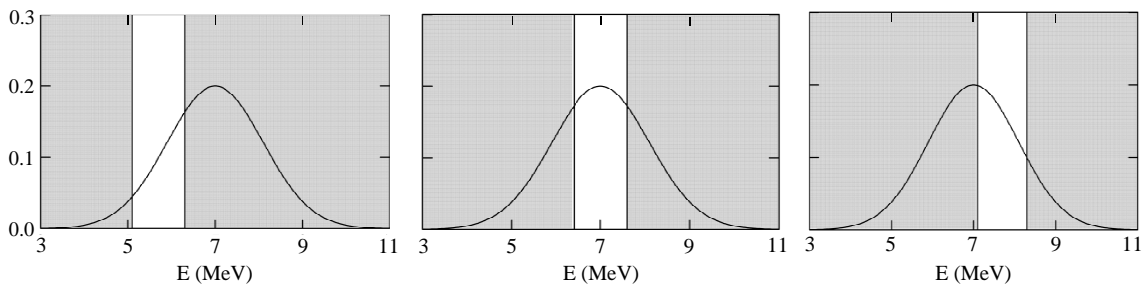


Figura 2.1. Posición de la ventana energética de salida (área blanca) con respecto al espectro intrínseco de una haz genérico de electrones para diferentes valores de la I_{BM} . El panel central corresponde a la intensidad del BM en condiciones de funcionamiento normal, $I_{\text{BM},0}$, mientras que los paneles de la izquierda y de la derecha corresponden a valores de I_{BM} por debajo y por encima de ese valor, respectivamente.

2.2. Simulaciones de haces monoenergéticos de electrones

Para ver el efecto sobre el valor de R_{50} y \dot{D} que produce un cambio en la energía del espectro intrínseco se han hecho simulaciones MC de haces de electrones en dos aceleradores, un Mevatron KDS y un Primus, ambos fabricados por Siemens. Las simulaciones se han realizado suponiendo que los haces de electrones que impactan sobre las hojas dispersoras primarias son monoenergéticos y se han considerado las geometrías completas de los aceleradores para cada modo de funcionamiento de electrones: 6, 8, 10, 12, 15/18 MeV (los modos energéticos de 15 y 18 MeV comparten la misma configuración geométrica). La geometría de simulación se dispuso de forma que el maniquí de agua estuviera a una SSD = 100 cm y no se usó aplicador de electrones. Para el Mevatron KDS se hicieron simulaciones de las cinco configuraciones, para el Primus solo de tres: 6, 12 y 15/18 MeV. Se utilizó el código de simulación GEANT, versión 3.21, y se siguieron un número de historias del orden de 10^7 . Para comparar con los resultados de nuestras simulaciones se analizó también el acelerador SL20; fabricado por Elekta, al no disponer de la información respecto a la geometría del acelerador, se acudió al trabajo de Ding *et al.* [Din95a], en el que se dan los resultados de las correspondientes simulaciones MC.

En la figura 2.2 se pueden ver los valores de R_{50} obtenidos en las diferentes simulaciones en función de la energía del haz monoenergético inicial, E , para cada uno de los aceleradores. En los tres casos se aprecia un comportamiento lineal, que se puede expresar como:

$$R_{50} = aE + b. \quad (2.2)$$

Los valores de energía que se han utilizado para la simulación de los haces de electrones

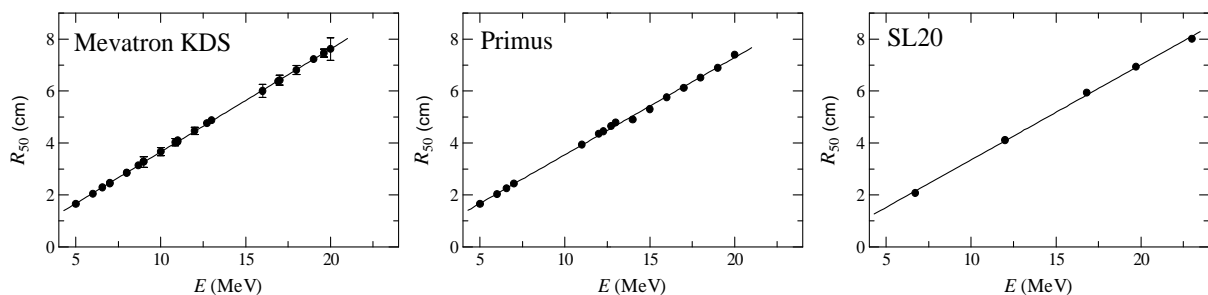


Figura 2.2. Variación de R_{50} con la energía inicial de diferentes haces de electrones monoenergéticos. Se muestran los valores obtenidos de la simulación y los correspondientes ajustes lineales para los aceleradores Mevatron KDS (panel izquierdo), Primus (panel central) y SL20 (panel derecho), estos últimos obtenidos de un trabajo de Ding *et al.* [Din95a]. Las incertidumbres corresponden a un factor de cobertura $k = 2$, y son en la mayoría de los casos más pequeñas que el símbolo que representa el resultado. Ding *et al.* no dan las incertidumbres de sus datos publicados.

Parámetro	Mevatron KDS	Primus	SL20
a	0.396(2)	0.374(4)	0.366(1)
b	-0.31(3)	-0.19(1)	-0.3(2)
χ^2/ν	0.2	113.1	-

Tabla 2.1. Parámetros del ajuste de la verificación de linealidad de R_{50} frente a la energía del haz monoenergético simulado. Para cada resultado el valor entre paréntesis es la incertidumbre de la última cifra significativa del correspondiente valor del parámetro, con un factor de cobertura $k = 2$.

en cada configuración de los aceleradores se han escogido según el trabajo previo de [Vil09a], y corresponden en cada caso a valores alrededor de la energía nominal de cada haz.

En la tabla 2.1 se resumen los valores de los parámetros a y b de la ecuación (2.2) para los tres LINAC analizados. También se recoge el valor de χ^2 por grado de libertad del ajuste. El acelerador Mevatron KDS muestra un valor que indica un buen ajuste de los datos. En el caso del Primus el valor es mucho más alto debido a que las incertidumbres de las simulaciones de este LINAC son muy pequeñas, que probablemente han sido subestimadas. Para el acelerador SL20 no se dispone de las incertidumbres de los puntos y no se puede estimar el valor de χ^2/ν .

Sea $\dot{D}_{\max}(E)$ la tasa de dosis medida en el máximo de la curva PDD obtenida para un haz monoenergético de electrones de energía E . Definimos \dot{D}_{norm} como el cociente $\dot{D}_{\max}(E)/\dot{D}_{\max}(E_{\text{nominal}})$, donde E_{nominal} es la energía nominal de cada calidad (para la configuración 15/18 MeV se escoge como energía nominal 18 MeV). Así, en la figura 2.3 se representa \dot{D}_{norm} frente a la energía del haz de electrones para cada simulación. En todos los casos existe un buen acuerdo con un comportamiento lineal, que se puede expresar como:

$$\dot{D}_{\text{norm}} = a' E + b'. \quad (2.3)$$

Los parámetros del mejor ajuste están resumidos en la tabla 2.2. Los valores de χ^2/ν muestran en todos los casos que las regresiones lineales son buenas, el valor para el modo de 6 MeV es mayor que para el resto de los casos pero muestra un valor aceptable.

Parámetro	Mevatron KDS					Primus		
	6MeV	8 MeV	10 MeV	12 MeV	15-18 MeV	6 MeV	12 MeV	15-18 MeV
a'	0.36(4)	0.25(2)	0.221(4)	0.17(2)	0.110(4)	0.36(2)	0.151(6)	0.100(4)
b'	-1.1(3)	-1.0(1)	-1.21(5)	-1.1(2)	-0.97(8)	-1.1(1)	-0.81(8)	-0.79(6)
χ^2/ν	4.4	1.0	0.08	0.4	1.3	0.9	0.1	0.3

Tabla 2.2. Parámetros del ajuste de la verificación de linealidad de \dot{D}_{norm} frente a la energía del haz monoenergético simulado. Para cada resultado el valor entre paréntesis es la incertidumbre de la última cifra significativa del correspondiente valor del parámetro con un factor de cobertura $k = 2$.

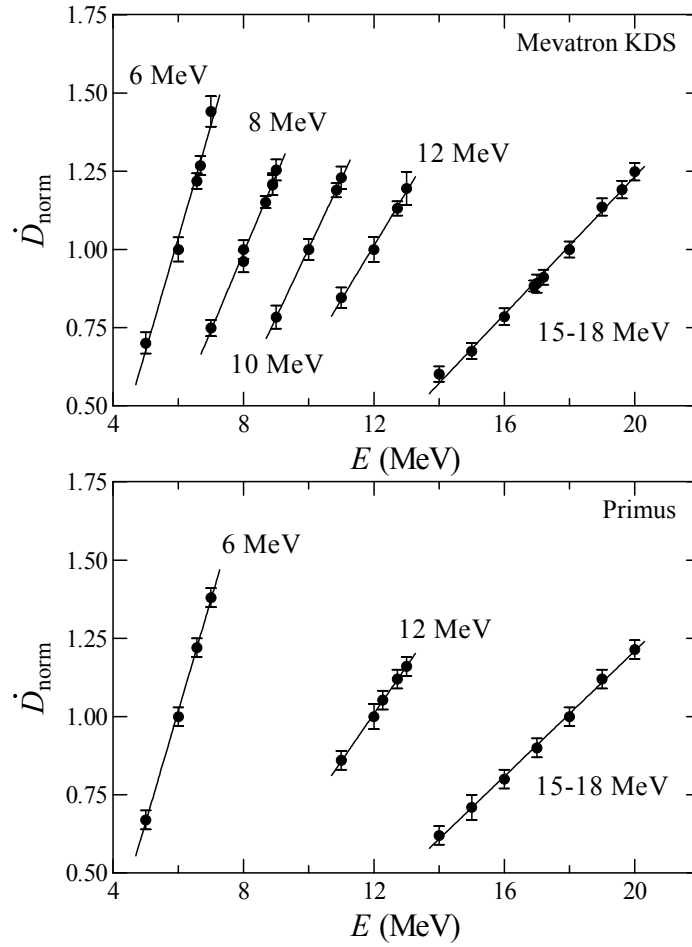


Figura 2.3. Variación de la tasa de dosis absorbida con la energía inicial del haz de electrones monoenergético. Se muestran los valores obtenidos de la simulación y los correspondientes ajustes lineales para los aceleradores Mevatron KDS (panel superior) y Primus (panel inferior). Las incertidumbres corresponden a un factor de cobertura $k = 2$.

2.3. Generalización del modelo y método experimental

A raíz de los resultados de las simulaciones MC para haces monoenergéticos de electrones, la metodología propuesta se fundamenta en dos hipótesis. La primera es que el valor de R_{50} depende linealmente de la energía media, \bar{E} , del espectro de salida:

$$R_{50} = a\bar{E} + b, \quad (2.4)$$

$$\text{donde } \bar{E} = \frac{\int_{E_-}^{E_+} E S_{\text{int}}(E) dE}{\int_{E_-}^{E_+} S_{\text{int}}(E) dE},$$

con $E_{\pm} = wI_{\text{BM}} \pm \Delta$ los valores que definen la ventana energética de salida, que tiene una anchura 2Δ , y $S_{\text{int}}(E)$ el espectro intrínseco del haz.

La segunda hipótesis se refiere a la tasa de dosis \dot{D}_{norm} , en el caso de haces realistas está definida como la tasa de dosis medida a la profundidad del máximo de la curva PDD, normalizada al valor de la tasa de dosis medida en las condiciones de funcionamiento normal, es decir, para la intensidad original del BM, $I_{\text{BM},0}$. Se asume que \dot{D}_{norm} presenta una relación lineal con la energía expresada como:

$$\dot{D}_{\text{norm}} = \int_{E_-}^{E_+} S_{\text{int}}(E)(a'E + b')dE. \quad (2.5)$$

En definitiva, se pretende lograr dos colecciones de puntos experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} , obtenidas de un conjunto de curvas PDD, para diferentes valores de la I_{BM} o, lo que es lo mismo, diferentes configuraciones de la ventana energética del BM. De esta forma, por cada punto experimental se tienen diferentes límites de integración para las ecuaciones (2.4) y (2.5), mientras que el espectro que aparece en las integrales no cambia. Si se realiza un ajuste de cada uno de los dos conjuntos de puntos experimentales a las ecuaciones anteriores, se logran dos modelos del espectro intrínseco del haz de electrones y de la posición de la ventana de salida con respecto a ellos.

Para obtener las colecciones de datos se realizaron medidas experimentales en tres LINAC y para diferentes modos de funcionamiento: 6, 12 y 18 MeV en un Mevatron KDS y un Primus y 6, 10 y 15 MeV en un SL20. El primero instalado en el Hospital "San Cecilio" de Granada, y los dos últimos pertenecen al Hospital "San Juan" de Alicante. En todos los aceleradores se midieron curvas PDD mediante diodos modelo EFD, como detector de campo, y RFD, como detector de referencia, ambos diseñados por Scanditronix. Se utilizaron para las mediciones dos analizadores tridimensionales: WP 700 de Wellhöfer, para las medidas del acelerador Mevatron KDS, y RFA300 de Scanditronix, para las medidas de las unidades Primus y SL20. La SSD fue de 100 cm en todos los casos. Se utilizó un aplicador de 15 cm x 15 cm fijo para las medidas de los aceleradores Primus y SL20, y un aplicador variable con un tamaño de campo de 15 cm x 15 cm para el acelerador Mevatron KDS.

Las medidas se realizaron en presencia de un técnico designado por el fabricante dada la excepcionalidad en las condiciones de funcionamiento de los aceleradores. Recordemos en este sentido que es necesario modificar la I_{BM} . Al final de las mediciones el acelerador se devolvió a sus condiciones de funcionamiento normal, es decir, aquellas que cumplen los requisitos para el uso clínico de la unidad.

Todas las medidas se llevaron a cabo deshabilitando la retroalimentación del sistema dosimétrico de la unidad de irradiación, para evitar cambios de la frecuencia y el tamaño de los pulsos, los cuales tendrían un efecto difícil de valorar, ya que aumentarían la tasa de dosis cuando esta disminuyera por debajo de cierto umbral. A efectos prácticos, si el sistema de retroalimentación de la tasa de dosis permanece activo, se invalidaría el ajuste de la ecuación (2.5) a los valores experimentales de \dot{D}_{norm} . Para el acelerador SL20 no se realizaron las medidas en estas condiciones por consejo del técnico y por ese motivo no se presentan datos de la tasa de dosis para esta unidad.

El procedimiento que se siguió en la toma de los datos experimentales consistió en medir para diferentes valores de la I_{BM} la correspondiente curva PDD, de forma que

se cubriese un rango suficientemente amplio con respecto a la $I_{\text{BM},0}$. De cada una de las curvas se obtiene su valor de R_{50} . Además, para los dos aceleradores Siemens, se realizó una medida del valor de la tasa de dosis a la profundidad del máximo de dosis de la curva PDD correspondiente, para obtener \dot{D}_{norm} .

Con la colección de puntos experimentales de cada acelerador y modo energético del haz de electrones se realiza el ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) mediante el método MC descrito en el capítulo 1, haciéndose 500 repeticiones. Para I_{BM} se empleó una distribución triangular, con una incertidumbre estimada en el amperaje de 0.05 A, mientras que R_{50} y \dot{D}_{norm} se consideran distribuidas según sendas gaussianas. El proceso de ajuste se realizó usando el método de Levenberg-Marquardt [Pre92].

Además, las simulaciones MC realizadas para haces monoenergéticos de electrones nos han proporcionado una estimación de los parámetros a y b de la ecuación (2.4), y a' y b' de la ecuación (2.5). En nuestros ajustes de estas ecuaciones a los datos experimentales hemos dejado fijos los valores de estos cuatro parámetros (ver tablas 2.1 y 2.2). De esta forma se disminuye el número de parámetros libres en las ecuaciones y el ajuste resulta menos complejo. Es cierto que no se ha comprobado su idoneidad para el caso de haces no monoenergéticos, pero partimos de la suposición de que funcionarán adecuadamente para la energía media de cualquier haz, y los resultados de los ajustes son los que la justificarán o no.

Aunque cabría ensayar una distribución normal para el espectro $S_{\text{int}}(E)$, la inspección de los datos experimentales revela que esa propuesta resulta del todo insuficiente, y es necesario, por tanto, suponer que el espectro viene dado por la suma de dos distribuciones normales, centradas en energías diferentes, con pesos relativos 1 y p . El espectro normalizado resulta:

$$S_{\text{int}}(E) = \frac{1}{1+p} [N(E_1, \sigma_1) + pN(E_2, \sigma_2)]. \quad (2.6)$$

La existencia de espectros no gaussianos ha sido confirmada experimentalmente por otros autores [Dea94].

Para estudiar la dependencia del espectro con V_{PFN} se realizaron dos conjuntos de medidas. En primer lugar en la unidad Mevatron KDS, y con el montaje ya descrito para los modos 6, 12 y 18 MeV, se realizó un barrido de valores de V_{PFN} de forma que se abarcó un rango suficientemente amplio con respecto al valor de funcionamiento normal, $V_{\text{PFN},0}$. Para cada voltaje y cada modo se midió con el diodo EFD la curva PDD.

En segundo lugar, y para el modo de 12 MeV del acelerador Primus, se seleccionaron tres valores de V_{PFN} : el de referencia en el uso clínico de la unidad, $V_{\text{PFN},0}$ (4.537 V), uno por encima de ese valor, $V_{\text{PFN},+}$ (4.701 V), y otro por debajo, $V_{\text{PFN},-}$ (4.400 V). Para cada uno de los tres voltajes se fue variando I_{BM} y midiendo con el diodo EFD la curva PDD y el valor de \dot{D}_{norm} . El propósito fue aplicar nuestro método de obtención del espectro intrínseco a la colección de datos de cada uno de los tres valores de V_{PFN} .

Una vez se que se determinaron los espectros, se realizaron simulaciones MC con ellos, tanto para el acelerador Mevatron KDS como para el Primus; se empleó el código PENELOPE para los haces de electrones de 6 y 18 MeV y el código GEANT para el modo de funcionamiento de 12 MeV. Las simulaciones se realizaron de forma que la geometría reprodujera las condiciones experimentales de medida, con un número de historias del orden de 10^7 . El propósito de estas simulaciones fue verificar que las curvas PDD experimentales eran reproducidas con el modelo del espectro de salida, es decir, el conjunto del espectro intrínseco del haz más la ventana energética de salida del BM.

Finalmente, es importante señalar que, en todo el proceso descrito, se asume que el efecto de las posibles asimetrías del haz que se generan al variar I_{BM} y V_{PFN} es despreciable en la distribución energética del espectro y, por tanto, en el valor de R_{50} , y pequeño en el caso de la tasa de dosis. La razón es que las mediciones se realizan en el eje de radiación del haz. Para validar esta hipótesis se efectuaron medidas en el acelerador Primus de perfiles *inplane* para diferentes valores de I_{BM} y V_{PFN} a la profundidad del máximo de la curva PDD medida, poniendo especial atención sobre aquellas condiciones de irradiación más extremas, es decir, en los valores mínimo y máximo de variación de los valores de la intensidad del deflector magnético, $I_{\text{BM},\text{min}}$ y $I_{\text{BM},\text{max}}$ respectivamente.

2.4. El espectro intrínseco de haz de electrones

En la figura 2.4 se representan los ajustes de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para el modo de funcionamiento de electrones de 6 MeV del acelerador Mevatron KDS. En esta misma figura se representan las gráficas de los espectros intrínsecos que provienen de esos ajustes; el área blanca representa la ventana de selección energética del BM para $I_{\text{BM},0}$. Como vemos, este modo queda bien caracterizado con un espectro gaussiano simple. Esta circunstancia provoca que sean varios los conjuntos de parámetros que ajustan razonablemente bien los puntos experimentales de R_{50} . Dicho de otro modo, aunque en la figura se representan el espectro y la ventana que minimizan el valor de χ^2/ν , existen otras parametrizaciones que, con valores muy cercanos a ese mínimo, cambian el valor de E_1 , σ_1 , w y Δ , a veces de manera significativa. Así, en la tabla 2.3 podemos ver los parámetros de $S_{\text{int}}(E)$ obtenidos en el ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los puntos de R_{50} y \dot{D}_{norm} para el modo de 6 MeV. Se puede apreciar que tienen un valor similar de E_1 pero distinto de σ_1 . Si ahora introducimos los valores del espectro obtenido para los puntos \dot{D}_{norm} en la ecuación (2.4), el ajuste reproduce exactamente la línea representada en el panel superior izquierdo de la figura, que ha sido obtenida con los valores del espectro de los puntos R_{50} . Este hecho sucede a pesar de que, como ya hemos mencionado, el valor de σ_1 de ambos espectros es muy diferente.

La situación de \dot{D}_{norm} es diferente. El motivo es que la colección de puntos presenta una estructura tal que el ajuste converge rápidamente a un valor mínimo de χ^2/ν . En la figura 2.4 se puede apreciar también que para $I_{\text{BM},0}$ no se obtiene el valor máximo

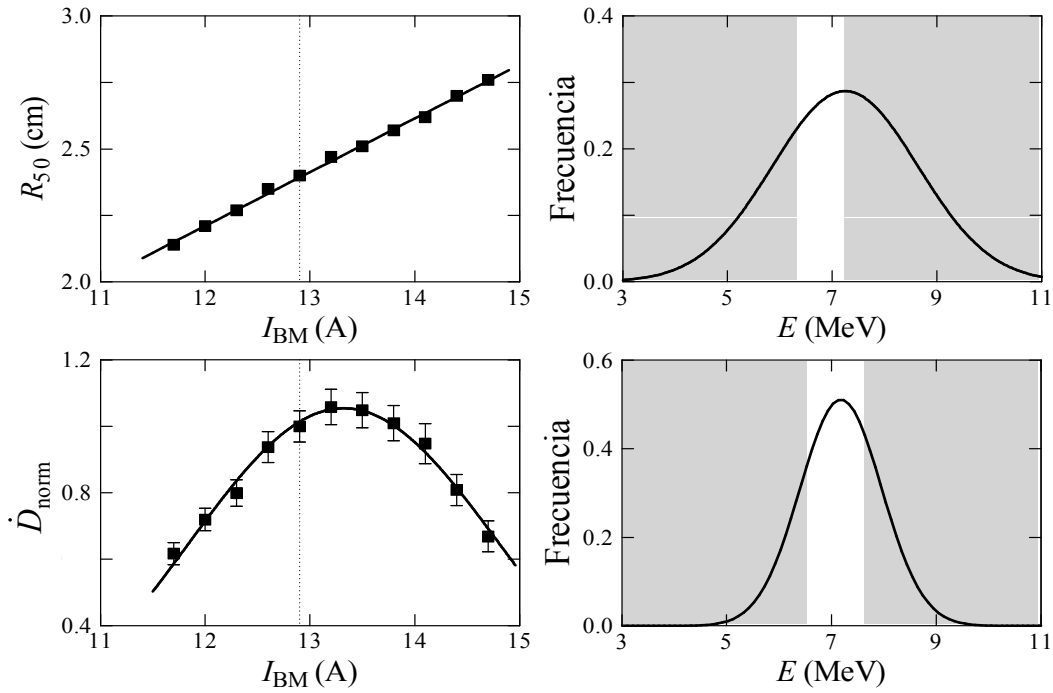


Figura 2.4. Ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para el modo de funcionamiento de electrones de 6 MeV del acelerador Mevatron KDS y los correspondientes espectros intrínsecos. La línea vertical de puntos de los paneles de la izquierda representa $I_{\text{BM},0}$. El área blanca de los paneles de la derecha es la ventana energética para $I_{\text{BM},0}$. Las incertidumbres corresponden a un factor de cobertura $k = 2$ y en el caso de R_{50} resultan menores que el símbolo usado para representar los valores.

de la tasa, sino que este se encuentra para un valor superior de la intensidad. Esto se traduce en que la ventana energética de salida para la $I_{\text{BM},0}$ no se encuentra centrada exactamente en el pico de la gaussiana (panel inferior derecho).

Parámetro	6MeV		12 MeV		18 MeV	
	R_{50}	\dot{D}_{norm}	R_{50}	\dot{D}_{norm}	R_{50}	\dot{D}_{norm}
w (MeV/A)	0.526(2)	0.55(1)	0.532(1)	0.53(1)	0.517(2)	0.52(1)
Δ (MeV)	0.43(2)	0.51(6)	1.36(3)	1.35(1)	1.59(3)	1.4(1)
E_1 (MeV)	7.25(8)	7.18(2)	13.60(3)	13.52(6)	20.00(2)	17.7(8)
σ_1 (MeV)	1.39(9)	0.78(3)	0.34(1)	0.31(9)	0.99(2)	0.7(4)
E_2 (MeV)	-	-	11.81(1)	11.9(2)	20.28(5)	20.13(5)
σ_2 (MeV)	-	-	0.39(6)	0.5(2)	0.26(2)	0.4(1)
p	-	-	0.34(5)	1.1(4)	1.26(8)	1.4(4)

Tabla 2.3. Parámetros del ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) para los tres modos de funcionamiento de electrones del acelerador Mevatron KDS. El valor entre paréntesis es la incertidumbre de la última cifra significativa del correspondiente valor del parámetro con un factor de cobertura $k = 1$.

En la tabla 2.3, además de los valores de los parámetros de ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) para el modo de 6 MeV, se encuentran también los de los haces de 12 y 18 MeV. Lo primero que destaca es que los valores de w son muy parecidos, independientemente del haz y de si el ajuste se lleva a cabo con una ecuación u otra. Esta circunstancia tiene sentido porque la relación lineal para E_c dada por la ecuación (2.1), es válida para todo el rango de energías de funcionamiento del acelerador. Por otro lado, la media del valor relativo Δ/E_c obtenido de los seis ajustes de la tabla 2.3 es $8.5 \pm 1.9\%$ ($k = 1$), que está dentro de los valores esperados para este tipo de unidades [Kar93].

En la tabla no se dan los valores χ^2/ν debido a que son muy altos, a pesar de que en las figuras 2.4 y 2.5 se observa que el ajuste es adecuado. El motivo es que las incertidumbres de los datos en general son pequeñas, por lo que es probable que hayan sido subestimadas, y elevan el valor de χ^2/ν por lo que, en este caso, no es un parámetro útil para valorar el ajuste. Esta circunstancia sucede también para los siguientes ajustes analizados en el capítulo. El caso de los puntos \dot{D}_{norm} del LINAC Mevatron KDS es el único en el que las incertidumbres no parecen estar subestimadas (ver figuras 2.4 y 2.5); en ese caso, los valores de χ^2/ν de los ajustes son 0.17, 1.32 y 0.25 para 6, 12 y 18 MeV, respectivamente.

Para el modo 12 MeV los valores de los parámetros obtenidos para el ajuste de R_{50} y \dot{D}_{norm} son similares, salvo σ_2 y p . Esta diferencia se traduce en que la gaussiana de menor energía es más pronunciada en el espectro proveniente de los puntos ajustados a la tasa de dosis normalizada. Esta disimilitud se puede apreciar en la figura 2.5, donde se representan los resultados del ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para los modos de 12 y 18 MeV, junto con los espectros obtenidos. La presencia del segundo pico queda de manifiesto por la lentificación con la que se produce la caída del valor de \dot{D}_{norm} para los valores más bajos de I_{BM} . Este cambio en el ritmo de descenso de \dot{D}_{norm} se debe a que la ventana ha dejado atrás la gaussiana con la energía más alta, y el segundo pico del espectro se encuentra ahora en su centro; por tanto, un descenso aún mayor en la intensidad del BM no hace variar el valor de \dot{D}_{norm} .

Finalmente, otra característica que comparten estos dos modos es que el pico de la gaussiana más energética se encuentra muy cercano al límite superior de la ventana de selección. Esto implica que un desplazamiento de esta hacia energías más bajas, o de la gaussiana hacia energías más altas (debido por ejemplo, a un cambio en la V_{PFN}), provocaría un cambio significativo en el valor de R_{50} y en la tasa de dosis. Parece, por tanto, que se ha escogido un valor inapropiado de la intensidad del deflector magnético para el funcionamiento normal del LINAC. Por ejemplo, si para el modo de 18 MeV se aumenta 1 A la I_{BM} , el valor de R_{50} cambiaría en tan solo 0.05 cm y la tasa de dosis apenas sufriría variación (figura 2.5), así se mejoraría la estabilidad del acelerador frente a los cambios mencionados. La figura 2.6 muestra los modelos espectro-ventana que resultarían de esa modificación y se aprecia que, efectivamente, el punto de funcionamiento sería más estable ante posibles fluctuaciones en el espectro o en la posición de la ventana.

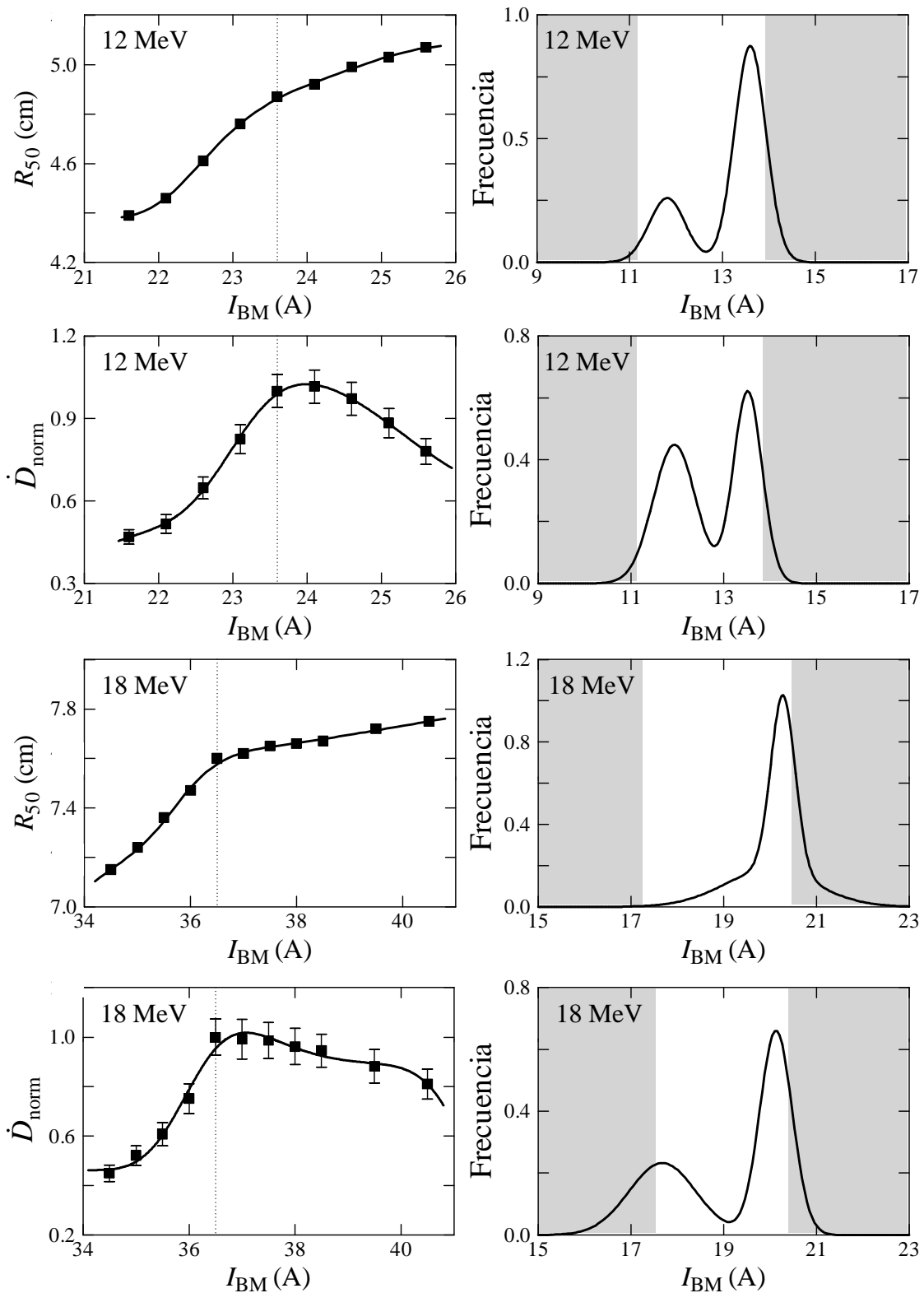


Figura 2.5. Ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para los modos de funcionamiento de electrones de 12 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS y los correspondientes espectros intrínsecos. La línea vertical de puntos de los paneles de la izquierda representa $I_{\text{BM},0}$. El área blanca de los paneles de la derecha es la ventana energética para la $I_{\text{BM},0}$. Las incertidumbres corresponden a un factor de cobertura $k = 2$, pero resultan menores que el símbolo que representa los puntos en el caso de R_{50} .

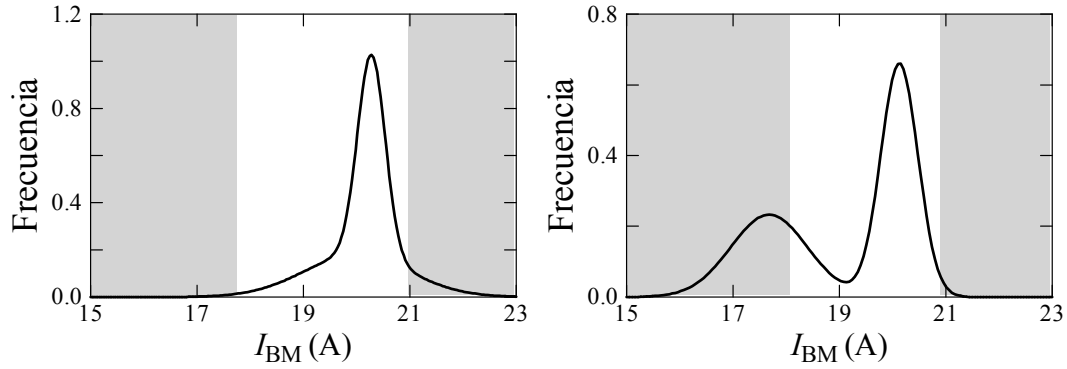


Figura 2.6. Modificación de la ventana energética para el haz de electrones de 18 MeV del acelerador Mevatron KDS, aumentando la I_{BM} en 1 A. El panel de la izquierda muestra la modificación para el modelo espectro-ventana que deriva del valor de R_{50} y el panel de la derecha para el que deriva de \dot{D}_{norm} .

La figura 2.7 representa una comparación de las curvas PDD obtenidas en las simulaciones realizadas con los espectros derivados del ajuste de la ecuación (2.4), con las curvas experimentales, para los tres modos de electrones del LINAC Mevatron KDS estudiados.

El acuerdo entre las curvas simuladas y las medidas con el diodo es razonablemente bueno para los tres modos, con unas diferencias algo mayores para el haz de electrones de 6 MeV. La figura 2.8 muestra las comparaciones de las curvas PDD simuladas y experimentales para las dos ventanas energéticas más extremas, es decir, las correspondientes a $I_{BM,min}$ e $I_{BM,max}$, en los modos de 6 y 18 MeV. Los resultados para tres de los cuatro casos son buenos. Con respecto a los resultados para la $I_{BM,0}$ (figura 2.7) solo empeoran en el caso de la simulación para 6 MeV y la ventana correspondiente a la $I_{BM,min}$ (panel superior izquierdo). En cambio el modelo espectro-ventana produce para este mismo modo una mejora para la ventana correspondiente a la $I_{BM,max}$ (panel superior derecho de la figura 2.8). Es necesario señalar que las incertidumbres de las curvas de las figuras 2.7 y 2.8 no están representadas para una mejor visualización de la diferencia entre las curvas; en ningún caso tienen un valor relativo superior al 4% para un factor de cobertura $k = 2$.

En general, los resultados para los tres modos de electrones no suponen una mejora sustancial sobre las simulaciones realizadas empleando espectros monoenergéticos o gaussianos simples [Vil09a], debido a que la distribución del espectro tiene una influencia limitada en la forma de la curva PDD una vez fijada la energía media [Bjö02]. No obstante, el método podría emplearse para determinar la anchura de la distribución normal simple que se emplea en las simulaciones realistas de haces de electrones, agilizando el procedimiento usual que consiste en la realización de simulaciones hasta dar con el espectro gaussiano que mejor reproduce las medidas experimentales. Mientras que en nuestro caso las medidas experimentales y el ajuste requieren al menos un día completo de trabajo y el proceso es sistemático, en el segundo hay que realizar varias simulaciones MC hasta obtener un resultado óptimo y el proceso tiene cierta compo-

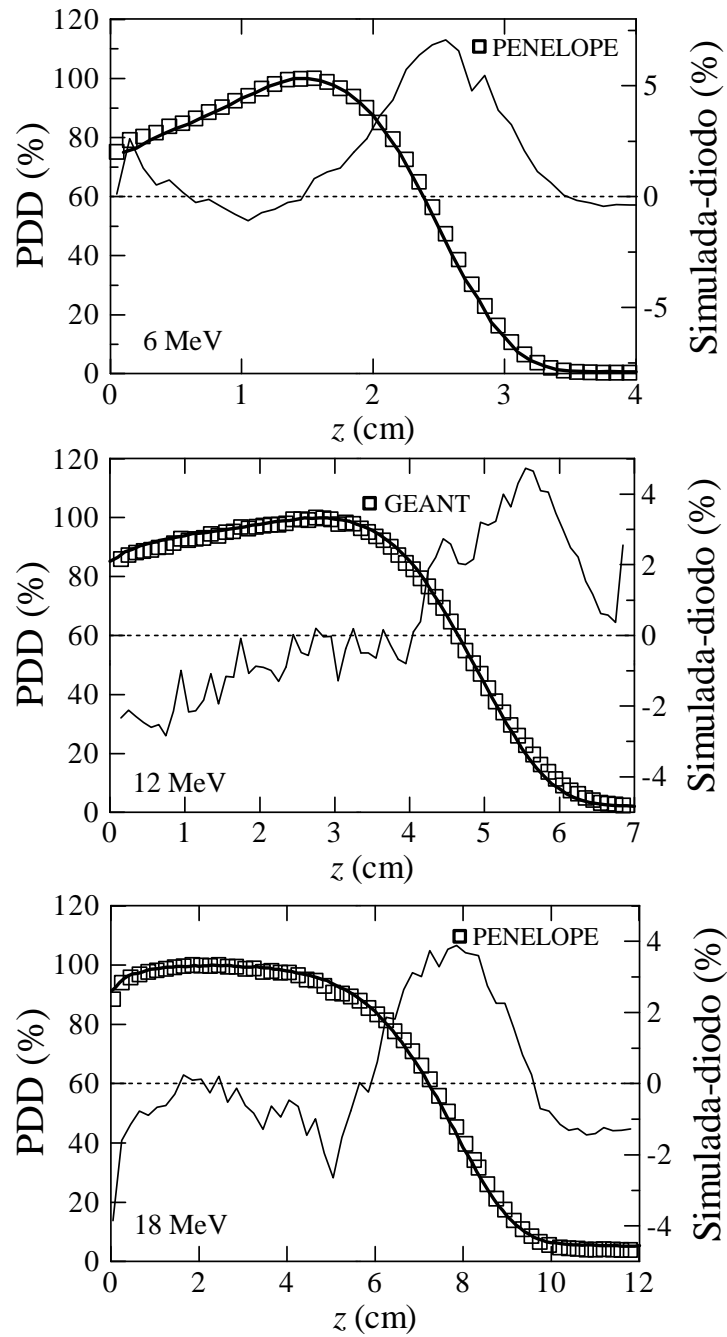


Figura 2.7. Comparación de las simulaciones obtenidas para los espectros derivados del ajuste de la ecuación (2.4) con las curvas experimentales, línea continua, para el modo de electrones de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS. GEANT se usó para 12 MeV y PENELOPE para las otras dos, con la ventana energética de valor $I_{BM,0}$. También se representa la diferencia en valor absoluto entre la curva simulada y la experimental. Las incertidumbres de los puntos no están representadas para un mejor visualización de la diferencia entre las curvas.

mente azarosa que puede alargarlo. En todo caso, los resultados de estas simulaciones, junto con las presentadas en la siguiente sección, sirven para validar la metodología de

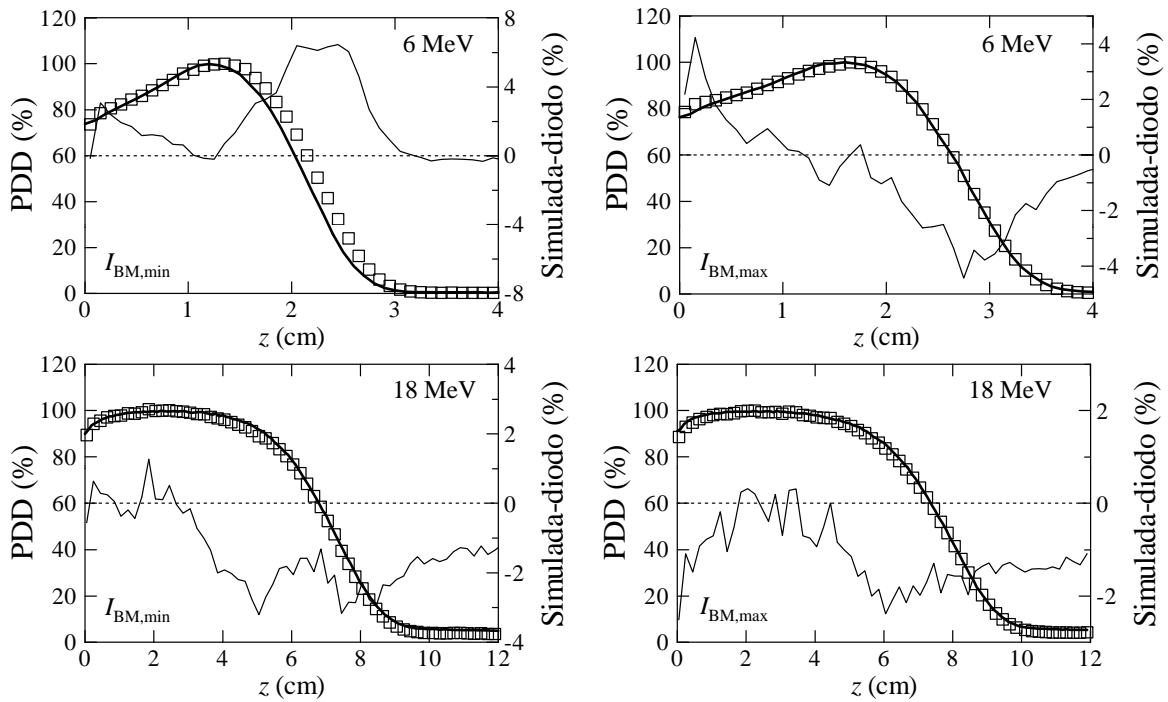


Figura 2.8. Comparación de las simulaciones obtenidas con PENELOPE para los espectros derivados del ajuste de la ecuación (2.4) con las curvas experimentales, línea continua, para el modo de electrones de 6 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS. Se simularon dos ventanas energéticas en cada caso: $I_{BM,min}$ e $I_{BM,max}$. También se representa la diferencia en valor absoluto entre la curva simulada y la experimental. Las incertidumbres de los puntos no están representadas para un mejor visualización de la diferencia entre las curvas.

obtención del espectro intrínseco presentada en este capítulo.

Los resultados del ajuste para los haces de electrones de 6 y 18 MeV del acelerador Primus se presentan en la figura 2.9. Además se muestran los espectros que derivan de estos ajustes. Los resultados del haz de electrones de 12 MeV de este LINAC se analizarán con más detalle en el apartado siguiente. Como se aprecia en la figura, los valores de R_{50} tienen un comportamiento muy similar a los del acelerador Mevatron KDS para el modo de 6 MeV. Se optó, por tanto, por obtener solo el espectro derivado de la tasa de dosis normalizada. La condición que se impuso es que ese espectro ajustase también a los valores de R_{50} correctamente. En la figura 2.9 (panel superior izquierdo) puede verse que el resultado es adecuado salvo para los valores de I_{BM} más bajos, en los que los puntos se alejan algo más de la recta.

Sin embargo, a diferencia de lo que sucede para el acelerador Mevatron KDS, se obtiene una doble gaussiana para el haz de electrones de 6 MeV (ver tabla 2.4). Como vemos la caída en la tasa de dosis contiene un punto en el que la curva decrece de diferente forma conforme disminuye I_{BM} , cosa que no ocurría para los puntos \dot{D}_{norm} del Mevatron KDS (ver figura 2.4). Es precisamente este comportamiento, similar al que existe para los modos de 12 y 18 MeV del Mevatron KDS, el que está relacionado con la presencia de una doble gaussiana.

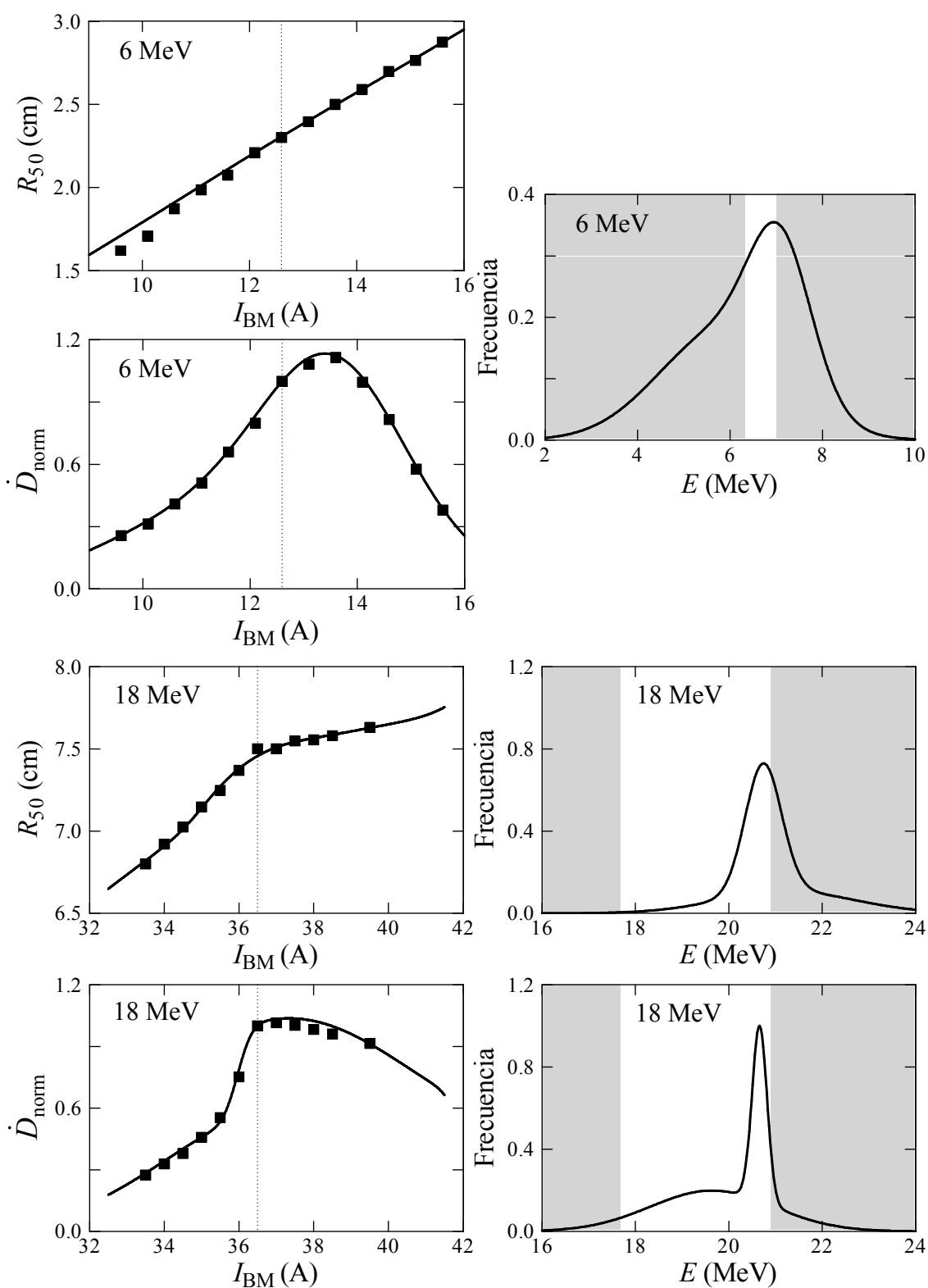


Figura 2.9. Ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para los modos de funcionamiento de electrones de 6 y 18 MeV del acelerador Primus y los correspondientes espectros intrínsecos. La línea vertical de puntos de los paneles de la izquierda representa $I_{BM,0}$. El área blanca de los paneles de la derecha es la ventana energética para la $I_{BM,0}$. Las incertidumbres corresponden a un factor de cobertura $k = 2$, pero resultan menores que el símbolo que representa los puntos.

Tal y como se indica en la tabla 2.4, para el modo de 18 MeV del acelerador Primus, w y Δ en los dos ajustes se tomaron iguales, dado que, como se vio para el acelerador Mevatron KDS (tabla 2.3), los valores de estos dos parámetros son muy parecidos independientemente del ajuste considerado. Si se comparan las figuras 2.5 y 2.9, se observa que la forma de los espectros del modo de electrones de 18 MeV del acelerador Mevatron KDS y Primus tienen características similares, tanto para el espectro que deriva del ajuste de los valores de R_{50} (un pico energético más pronunciado y cercano al límite superior de la ventana y un segundo pico con mucho menor peso), como para el de los valores de \dot{D}_{norm} (un pico energético más pronunciado y cercano al límite superior de la ventana y un segundo pico con menor peso pero más significativo que para el espectro derivado del ajuste de los valores de R_{50}). Esta similitud tiene sentido, ya que al acelerador Primus es una evolución del Mevatron KDS, con el mismo diseño de la guía aceleradora, que es la responsable de la configuración del espectro intrínseco. El fabricante nos señaló que el proceso de construcción de la guía aceleradora no está automatizado, y es en buena medida artesanal, por lo que, aunque el diseño es idéntico, caben diferencias entre las guías y, por tanto, entre los espectros que generan. Se espera que las diferencias sean pequeñas, tal y como muestran los valores de las tablas 2.3 y 2.4. Cuando se analice el modo de 12 MeV del acelerador Primus en el siguiente apartado se verificará la similitud de estos espectros con respecto a los del mismo modo del LINAC Mevatron KDS.

Parámetro	6MeV	18 MeV	
		R_{50}	\dot{D}_{norm}
w (MeV/A)	0.53(1)	0.53(1)	
Δ (MeV)	0.33(2)	1.6(1)	
E_1 (MeV)	5.8(2)	21.26(6)	19.64(5)
σ_1 (MeV)	1.37(1)	1.44(3)	1.32(5)
E_2 (MeV)	7.09(2)	20.740(8)	20.66(2)
σ_2 (MeV)	0.67(3)	0.39(2)	0.16(6)
p	0.7(3)	1.6(1)	0.52(5)

Tabla 2.4. Parámetros del ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para los modos de funcionamiento de electrones de 6 y 18 MeV del acelerador Primus. El valor entre paréntesis es la incertidumbre de la última cifra significativa del correspondiente valor del parámetro con un factor de cobertura $k = 1$.

La figura 2.10 muestra los espectros y el ajuste de los puntos R_{50} a la ecuación (2.4) para el acelerador SL20 en los tres modos de electrones estudiados. Los valores de los parámetros del ajuste se muestran en la tabla 2.5. Los valores de w son muy parecidos independientemente del haz, esto se justifica, como vimos, por la relación lineal para E_c dada por la ecuación (2.1), que es válida para todo el rango de energías de funcionamiento del acelerador. Por otro lado, la media del valor relativo Δ/E_c obtenida de estos ajustes es del 7% de su energía central estimada. Estos resultados son inferiores a las especificaciones del 9% para este acelerador [Kok99]. La guía aceleradora de esta unidad genera una distribución energética de los espectros diferente a la de los accelera-

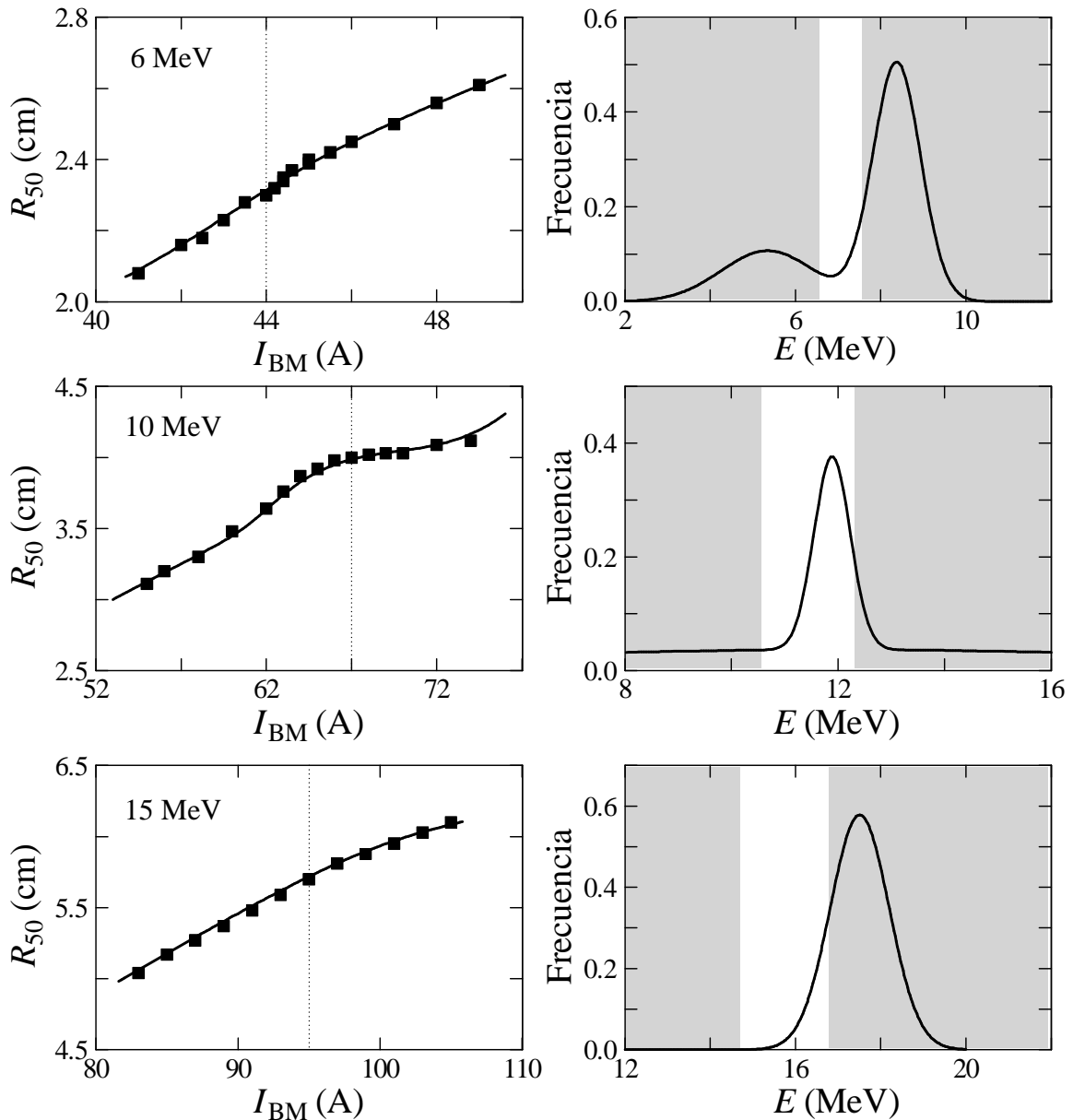


Figura 2.10. Ajuste de la ecuación (2.4) a los valores experimentales de R_{50} para los modos de funcionamiento de electrones de 6, 10 y 15 MeV del acelerador SL20 y los correspondientes espectros intrínsecos. La línea vertical de puntos de los paneles de la izquierda representa $I_{BM,0}$. El área blanca de los paneles de la derecha es la ventana energética para la $I_{BM,0}$. Las incertidumbres corresponden a un factor de cobertura $k = 2$, pero resultan menores que el símbolo usado para representar los valores.

dores precedentes: el haz de electrones de 6 MeV tiene dos picos muy diferenciados; el modo de 10 MeV está compuesto por dos gaussianas, aunque una de ellas tiene un valor de σ_2 tan elevado que hace que en la práctica estemos ante una gaussiana, es decir, el peso de la segunda gaussiana es muy pequeño a la hora de estimar la energía media del

Parámetro	6 MeV	10 MeV	15 MeV
w (MeV/A)	0.161(1)	0.171(1)	0.166(4)
Δ (MeV)	0.46(14)	0.85(9)	1.0(3)
E_1 (MeV)	5.4(7)	11.89(2)	17.5(3)
σ_1 (MeV)	1.1(9)	0.34(3)	0.67(15)
E_2 (MeV)	8.4(3)	12(7)	-
σ_2 (MeV)	0.6(2)	8(7)	-
p	2.4(1.9)	2.5(1.6)	-

Tabla 2.5. Parámetros del ajuste de la ecuación (2.4) a los modos de funcionamiento de electrones de 6, 10 y 18 MeV del acelerador SL20. El valor entre paréntesis es la incertidumbre de las últimas cifras significativas del correspondiente valor del parámetro con un factor de cobertura $k = 1$.

haz; y el modo de 18 MeV está constituido por una sola gaussiana. Se observa también que los picos de los espectros encontrados para 6 y 15 MeV están fuera de la ventana de selección energética para $I_{\text{BM},0}$. Esta no es la mejor condición para un funcionamiento óptimo del LINAC, pero es preciso señalar que este acelerador no se encontraba en uso clínico en el momento en que se realizaron las medidas experimentales, y que se desmanteló poco tiempo después de terminado el experimento.

Finalmente, hay que indicar que las incertidumbres que arroja el proceso MC para la obtención de los parámetros (y sus incertidumbres asociadas) de este último ajuste son sustancialmente mayores que para los aceleradores precedentes. El motivo es que el proceso de convergencia del ajuste no tiene una correspondencia tan unívoca con los valores experimentales; dicho de una manera más práctica, el valor de los parámetros varía mucho entre los diferentes sorteos del procedimiento MC.

En conclusión, la importancia del método que se ha presentado en esta sección radica en que proporciona la posición relativa de la ventana energética de salida del BM con respecto al espectro intrínseco. Esta metodología se presenta, por tanto, como una oportunidad para establecer el punto de funcionamiento de I_{BM} que mejore la estabilidad en la calidad energética y la tasa de dosis de los haces de electrones de un LINAC cuando se ejecute el *commissioning*. Además, dado que la posición relativa del espectro con respecto a la ventana energética puede cambiar a lo largo de la vida del acelerador por múltiples razones, el procedimiento descrito en este apartado puede ayudar a una resintonización óptima del acelerador.

2.5. Variación del espectro intrínseco con el V_{PFN}

En la figura 2.11 se representa la variación en el valor de R_{50} provocada por un cambio en el V_{PFN} para los modos de funcionamiento de electrones de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS con la intensidad del BM fija en $I_{\text{BM},0}$. Para 12 y 18 MeV existe una reducción menor de 0.1 cm en el valor de R_{50} cuando el V_{PFN} se

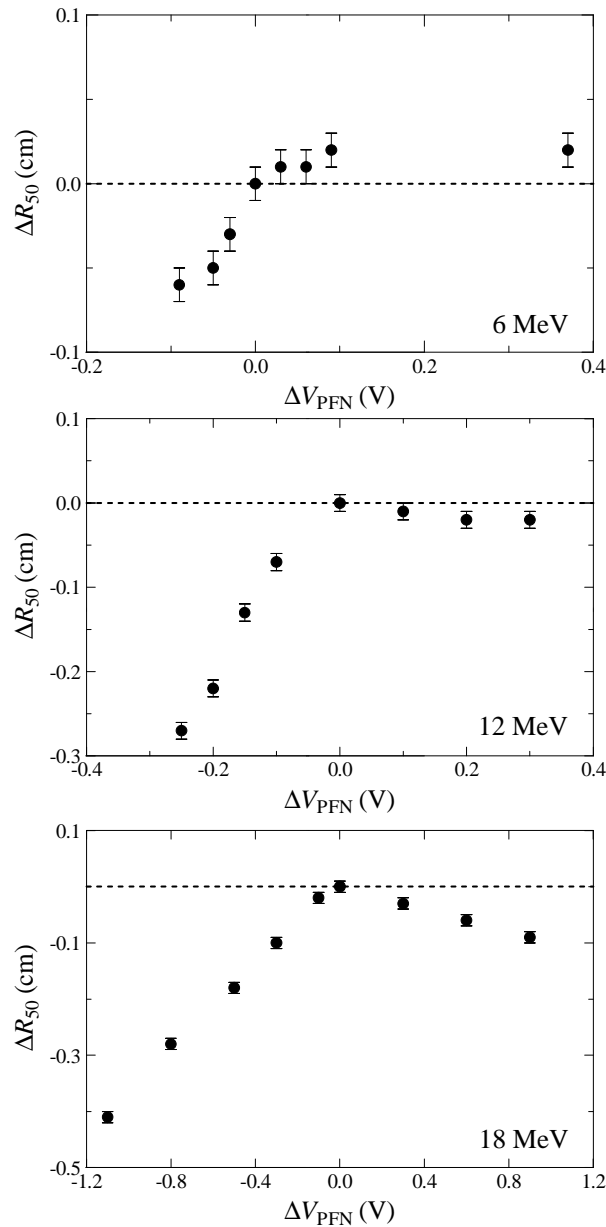


Figura 2.11. Variación de R_{50} con el V_{PFN} para los modos de 6 MeV (panel superior), 12 MeV (panel central) y 18 MeV (panel inferior) del acelerador Mevatron KDS, con un valor de $I_{\text{BM},0}$. Las incertidumbres representan un factor de cobertura $k = 2$.

incrementa hasta el máximo del rango elegido. Sin embargo, se encuentran reducciones más importantes cuando el voltaje se disminuye, con valores máximos de variación de 0.27 y 0.41 cm para 12 y 18 MeV respectivamente. Aunque el cambio en el valor de R_{50} es menor para 12 MeV se produce mucho más rápido, es decir, para cambios más pequeños en el V_{PFN} . Este es el motivo por el que se escogió este modo en el acelerador Primus para estudiar la variación en el espectro intrínseco que se produce por un cambio en el V_{PFN} , aplicando la metodología presentada en la sección 2.1.

Parámetro	$V_{\text{PFN,-}}$		$V_{\text{PFN,0}}$		$V_{\text{PFN,+}}$	
	R_{50}	\dot{D}_{norm}	R_{50}	\dot{D}_{norm}	R_{50}	\dot{D}_{norm}
w (MeV/A)			0.56(1)			
Δ (MeV)			1.1(2)			
E_1 (MeV)	12.34(4)	12.04(3)	13.36(1)	13.05(1)	14.69(1)	14.71(1)
σ_1 (MeV)	0.47(8)	0.59(2)	0.53(1)	0.59(1)	0.42(2)	0.29(1)
E_2 (MeV)	10.70(4)	11.16(4)	11.13(4)	10.71(4)	15.7(3)	13.34(3)
σ_2 (MeV)	1.20(8)	0.10(7)	1.32(2)	0.30(3)	2.8(1)	1.21(2)
p	1.5(4)	0.24(5)	1.28(5)	0.36(1)	2.9(3)	1.78(8)

Tabla 2.6. Parámetros del ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) para tres valores diferentes del V_{PFN} del modo de funcionamiento de electrones de 12 MeV del acelerador Primus. El valor entre paréntesis es la incertidumbre de la última cifra significativa del correspondiente valor del parámetro con un factor de cobertura $k = 1$.

Es importante indicar que para el haz de electrones de 6 MeV los cambios que se presentan en el valor de R_{50} son muy pequeños, tanto si aumenta como si disminuye el V_{PFN} . Estos cambios se han estudiado en un rango de V_{PFN} menor que en el caso de los modos de 12 y 18 MeV. No se pudo incrementar más el rango de variación del voltaje porque el valor de la tasa de dosis descendía por debajo del 50% en ambos límites, y el técnico desaconsejó seguir bajando o subiendo el valor. En estas medidas experimentales la ventana del BM está fija y las variaciones del V_{PFN} pueden mover el espectro. Pero si la ventana es estrecha, tal y como sucede en este modo (figura 2.4), la energía media del haz de electrones apenas se verá afectada y tampoco el valor de R_{50} .

Los paneles de la izquierda de la figura 2.12 muestran los ajustes de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores de R_{50} y \dot{D}_{norm} , obtenidos con la variación controlada de la I_{BM} para tres valores diferentes del V_{PFN} del modo de 12 MeV del acelerador Primus: $V_{\text{PFN,-}}$ (4.40 V), $V_{\text{PFN,+}}$ (4.70 V) y $V_{\text{PFN,0}}$ (4.54 V). Los valores de \dot{D}_{norm} de cada serie están normalizados al valor de la tasa para la ventana correspondiente al valor de $I_{\text{BM,0}}$; este es el motivo por el que los puntos pueden tomar valores mayores que uno. Lo primero que se aprecia es que en todos los casos el ajuste de ambas ecuaciones a los puntos experimentales es bueno. En los paneles de la derecha se representa el modelo del espectro intrínseco y de la ventana del BM (área blanca) para la $I_{\text{BM,0}}$, que se derivan de estos mismos ajustes. Como vemos, en los tres casos los espectros ajustados muestran una doble gaussiana.

En la tabla 2.6 se encuentran resumidos los valores numéricos de los parámetros del ajuste. En este caso se dejaron fijos los valores de w y Δ para todos los valores de V_{PFN} . Para determinar estos dos valores se realizó un primer ajuste de todos los datos disponibles para la variación de R_{50} con la I_{BM} y se dejaron todo los parámetros libres. Se determinaron los diferentes valores de w para los tres voltajes de la PFN, tomándose como valor e incertidumbre de w su valor medio y su desviación típica: 0.56 ± 0.01 MeV/A. Después, fijado ya el valor de w , se ajustaron todos los datos

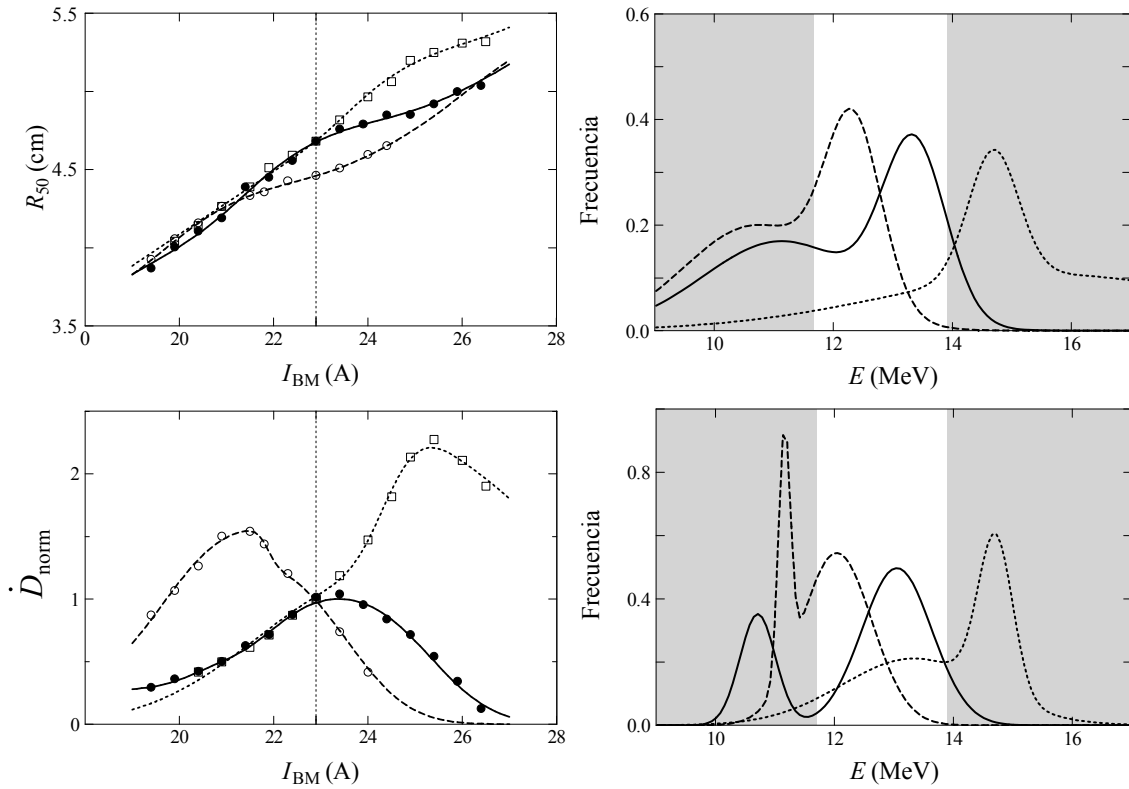


Figura 2.12. Resultados de los ajustes de la ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores de R_{50} y \dot{D}_{norm} para tres valores diferentes del V_{PFN} : $V_{\text{PFN,-}}$ 4.40 V (puntos blancos y línea a trazos), $V_{\text{PFN,+}}$ 4.70 V (cuadrados blancos y línea de puntos) y $V_{\text{PFN,0}}$ 4.54 V (puntos negros y línea continua) del modo de funcionamiento de electrones de 12 MeV del acelerador Primus. La línea vertical de puntos representa el valor de la $I_{\text{BM},0}$. Los paneles de la derecha muestran los espectros intrínsecos obtenidos en estos ajustes. El área blanca corresponde a la ventana energética de la $I_{\text{BM},0}$. Las incertidumbres tienen un factor de cobertura $k = 2$, en todos los casos resultan menores que los símbolos con los que se representan los valores experimentales.

disponibles, tanto para R_{50} como para \dot{D}_{norm} , y se tomaron como valor e incertidumbre de Δ la media y la desviación típica obtenidas del conjunto de resultados: 1.1 ± 0.2 MeV. Finalmente, con w y Δ ya fijos, se procedió a ajustar el conjunto de datos disponible.

En los valores de R_{50} representados en la figura 2.12 ya se puede intuir que existe una modificación en el espectro intrínseco al variar el V_{PFN} . Aunque los puntos correspondiente a los voltajes $V_{\text{PFN,+}}$ y $V_{\text{PFN,0}}$ son casi coincidentes para valores de la I_{BM} por debajo de la $I_{\text{BM},0}$ (panel superior izquierdo), el comportamiento al aumentar el valor de la intensidad cambia completamente: crece más rápido el valor de R_{50} para la serie correspondiente a $V_{\text{PFN,+}}$. Este comportamiento es debido a que, como se observa en la figura del espectro correspondiente a $V_{\text{PFN,+}}$ (panel superior derecho, línea de puntos), la gaussiana de energía más alta se encuentra fuera de la ventana de funcionamiento normal. En el momento en que el desplazamiento de la ventana hacia energías más altas alcanza esta gaussiana, el valor de R_{50} comienza a crecer más rápido porque la energía media del haz también lo hace. Esto se observa también en el comportamiento

de \dot{D}_{norm} para el mismo valor de voltaje de la PFN de esta misma figura; conforme se aumenta el valor de la I_{BM} el valor de la tasa comienza a crecer, pues el número de electrones que emergen a través de la ventana del BM aumenta de manera significativa.

Es importante señalar que tanto $V_{\text{PFN},+}$ como $V_{\text{PFN},0}$ presentan el mismo valor de R_{50} para el valor de $I_{\text{BM},0}$ (figura 2.12); es decir, que si el LINAC está operando en su modo de funcionamiento normal y el voltaje de la PFN fluctúa hacia valores mayores no existe cambio en el valor de R_{50} , aun cuando se haya producido un verdadero cambio en el espectro energético. Esto ocurre porque la energía media del haz, es decir, el valor de las integrales de la ecuación (2.4), es la misma en ambos casos aunque haya variado significativamente la forma de $S_{\text{int}}(E)$. Hay que indicar que el valor de la tasa de dosis sí que cambia con respecto al máximo. Es decir, $\dot{D}_{\text{norm}} = 1$ para $I_{\text{BM},0}$ y $V_{\text{PFN},0}$ y es el máximo de la curva de la tasa normalizada, sin embargo para $I_{\text{BM},0}$ y $V_{\text{PFN},+}$, aunque \dot{D}_{norm} vale también uno (esto se debe al criterio de normalización), no es el máximo de la curva de la tasa normalizada. Si consideramos que los máximos de las curvas de tasas de dosis normalizadas producen tasas de dosis absolutas similares, se puede afirmar que se produce un descenso significativo en la tasa absoluta para $V_{\text{PFN},+}$ y la $I_{\text{BM},0}$, debido a que disminuye el número de electrones que emergen de la ventana, algo que se aprecia en el gráfico de los espectros de la figura 2.12. En este caso es probable que este descenso no pueda ser amortiguado si se activaran los sistemas dosimétricos de retroalimentación del acelerador, pues la diferencia en el número de partículas emergentes es muy grande.

La figura 2.12 también muestra que la serie de valores de R_{50} del $V_{\text{PFN},-}$ tiene un comportamiento diferente al descrito hasta ahora para $V_{\text{PFN},+}$ y $V_{\text{PFN},0}$. La curva presenta un punto de inflexión anterior al valor de $I_{\text{BM},0}$, donde la tendencia cambia y el valor R_{50} comienza a crecer de manera más lenta. Este hecho es debido a que los primeros puntos de esta curva corresponden a valores de la I_{BM} en los que la ventana estaba centrada sobre ambas gaussianas. Cuando se supera el punto de inflexión, la ventana sigue abarcando el pico de la gaussiana más energética y comienza a incluir la cola del espectro, lo que provoca que el valor medio de la energía aumente ahora de manera más lenta. Este hecho se pone de manifiesto también en los valores de \dot{D}_{norm} representados en la misma figura: el punto de inflexión coincide con el máximo de la tasa de dosis.

Tanto los espectros derivados de los valores de R_{50} , como los derivados de \dot{D}_{norm} muestran comportamientos análogos con la variación del voltaje de la PFN, así, un aumento del voltaje supone un desplazamiento de la gaussiana más energética hacia energías más altas, mientras que un descenso en su valor implica justo el comportamiento contrario. Las energías medias de las gaussianas más energéticas, E_1 , están relativamente cercanas para los dos ajustes y cada voltaje de la PFN (tabla 2.6). La principal diferencia es que los espectros obtenidos con \dot{D}_{norm} presentan un segundo pico energético, a la energía E_2 , mucho más pronunciado que en los espectros obtenidos con R_{50} , con un valor de σ_2 significativamente menor (tabla 2.6). Además, la variación de posición de E_2 de la gaussiana menos energética al aumentar el V_{PFN} no es igual en los espectros obtenidos con R_{50} y \dot{D}_{norm} . En el primer caso aumenta con V_{PFN} (igual que E_1); en el segundo caso disminuye al pasar de $V_{\text{PFN},-}$ a $V_{\text{PFN},0}$ para aumentar hasta

$V_{\text{PFN},+}$.

En definitiva, con el modelo del espectro intrínseco y la ventana energética de salida resultantes se pueden explicar las variaciones observadas tanto en R_{50} como en \dot{D}_{norm} con los cambios del V_{PFN} .

En la figura 2.13 se muestra la comparación entre el resultado de las simulaciones para los espectros derivados del ajuste de las ecuaciones (2.4), paneles de la izquierda, y (2.5), paneles de la derecha, con la correspondiente ventana energética, según el caso, y las curvas experimentales. Así, los paneles de las tres primeras filas representan las simulaciones para un misma ventana energética de salida ($I_{\text{BM},0}$), variando solo el voltaje de la PFN: $V_{\text{PFN},0}$, $V_{\text{PFN},+}$ y $V_{\text{PFN},-}$ de arriba hacia abajo. La última fila muestra la simulación de un caso más extremo: $V_{\text{PFN},-}$ y ventana de salida correspondiente a la intensidad del BM más baja del rango de variación, $I_{\text{BM},\text{min}}$. En cada panel, junto a la curva simulada y la curva experimental, se ha representado la diferencia entre ambas en valor absoluto. Si se observan los gráficos se aprecia que, en general, las simulaciones muestran un buen acuerdo con los datos experimentales.

La pendiente de la zona lineal de la curva PDD que presentan las simulaciones en todos los casos es algo menor que la que se aprecia en las curvas experimentales, esto se puede deber a que el modelo proporciona espectros más anchos que los reales. En todo caso puede considerarse que los resultados reproducen adecuadamente las curvas experimentales y son compatibles con el modelo espectro-ventana que se ha obtenido del ajuste. Finalmente, hay que señalar que las incertidumbres de las curvas no están representadas en esta figura, con el objetivo de visualizar mejor la diferencia entre la curva simulada y la experimental. En ningún caso superan el 4% en valor relativo en las curvas simuladas, y el 1% en las curvas experimentales, para $k = 2$.

En conclusión, para esta nueva tanda de simulaciones los modelos obtenidos del espectro intrínseco y la ventana energética de salida del ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) reproducen adecuadamente los datos experimentales, incluso con variaciones en los dos parámetros que modifican el espectro de salida, I_{BM} y V_{PFN} . Este hecho refuerza la validez de la metodología desarrollada.

2.6. Variación en la distribución de la dosis fuera del eje

En total se midieron 7, 12 y 3 perfiles para los modos de funcionamiento de 6, 12 y 18 MeV de electrones, respectivamente, del acelerador Primus para diferentes espectros de salida. En el caso de 18 MeV solo se midieron 3 perfiles porque los resultados del modo de 12 MeV ya arrojaban muy poca variabilidad entre los 12 perfiles, como se precisará a continuación.

La figura 2.14 representa los perfiles *inplane* de los modos de 6 y 18 MeV medidos para diferentes valores de la I_{BM} , y del modo 12 MeV para distintos valores de la I_{BM}

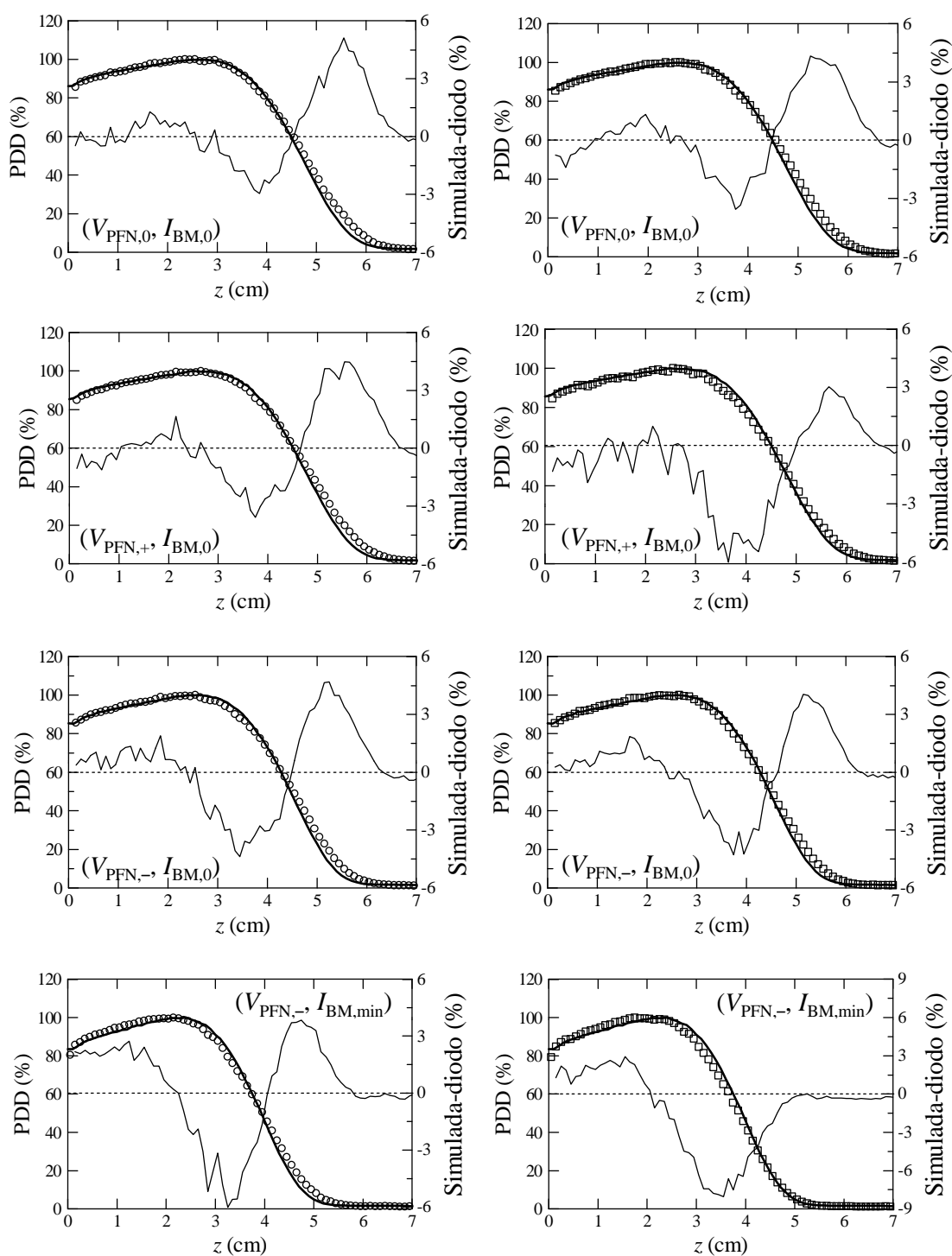


Figura 2.13. Comparación de las simulaciones obtenidas con el código GEANT para los espectros derivados del ajuste de las ecuaciones (2.4), paneles de la izquierda, y (2.5), paneles de la derecha, con las curvas experimentales (línea continua) para el modo de electrones de 12 MeV del acelerador Primus. Los paneles de las tres primeras filas corresponden a la ventana energética de valor $I_{BM,0}$ y los tres voltajes de la PFN: $V_{PFN,0}$, $V_{PFN,+}$ y $V_{PFN,-}$ respectivamente. La última fila corresponde al $V_{PFN,-}$ con la ventana de energías desplazada al valor mínimo del rango de intensidades, $I_{BM,min}$. También se representa la diferencia en valor absoluto entre la curva simulada y la experimental. Las incertidumbres de los puntos no están representadas para una mejor visualización de la diferencia entre las curvas.

y el V_{PFN} . Solo se representan tres perfiles, uno medido con el acelerador operando de manera habitual y otros dos con los valores de intensidad del BM y voltaje de la PFN más extremos, para poder distinguirlos de manera adecuada. Se puede observar que para 12 y 18 MeV las variaciones en los perfiles con respecto al medido en condiciones de funcionamiento normal, línea continua, no son muy pronunciadas. Este hecho es especialmente importante en el haz de electrones de 12 MeV, donde se han variado los dos parámetros que afectan a la conformación del espectro intrínseco, y se representan los valores extremos de esta variación.

En cambio, sí se observa una variación significativa en el perfil de 6 MeV (zona en la que están representadas las incertidumbres de los puntos experimentales) cuando desciende la energía media del haz, es decir, para el valor $I_{\text{BM},\text{min}}$, con respecto al perfil de referencia; en cambio, para el valor $I_{\text{BM},\text{max}}$ el perfil permanece casi estable, con solo una leve elevación para valores negativos de y . La explicación al primer fenómeno se encuentra en que el haz emerge con una energía media muy baja (por el descenso en la I_{BM}); en estas circunstancias los electrones resultan muy afectados en su dispersión por todos los elementos que se encuentran a su paso, incluido el aire y el propio aplicador de electrones. Es necesario indicar que las incertidumbres de las curvas de la figura 2.14 no están representadas para una mejor visualización de la diferencia entre las curvas, en ningún caso esta incertidumbre tiene un valor relativo superior al 1% para un factor de cobertura $k = 2$.

En la tabla 2.7 se encuentran los valores de los parámetros del perfil de referencia medido en condiciones de funcionamiento normal, y los valores mínimo y máximo de esos mismos parámetros para el conjunto de perfiles *inplane* analizados en esta sección. Los parámetros estudiados son los que se definieron en el capítulo 1 de esta memoria: el tamaño de campo, las penumbras a la derecha y a la izquierda del perfil, la simetría y la homogeneidad. Los valores del T_c , p_d y p_i no sufren cambios de interés con respecto al valor de referencia para ninguno de los tres modos. Los valores de M aumentan para los modos de electrones de 6 y 12 MeV, hasta un valor máximo del 104%, este valor es aceptable para el uso clínico de haz de electrones.

Si se analiza el conjunto de perfiles se observa un aumento del valor de la homogeneidad hasta el 111.4% y el 107.9% para 6 y 12 MeV respectivamente; ambos valores son muy altos y estarían fuera de la tolerancia del 2% respecto al valor de la referencia para este parámetro en el uso clínico [Rea98]. De los perfiles para el modo de 6 MeV solo dos tienen valores de U por encima del 108.0% (el valor de la referencia más un 2% de tolerancia), para el haz de 12 MeV se tienen dos de los doce perfiles medidos con valores por encima del 105.4%. Es decir, son mayoría los perfiles que están por debajo de un aumento del 2% del valor del perfil de referencia. Finalmente, para el modo de 18 MeV ni la simetría ni la homogeneidad varían de forma importante.

Este análisis permite afirmar que la hipótesis de partida es cierta, a saber: el efecto de las posibles asimetrías del haz que se generan al variar la I_{BM} y el V_{PFN} es despreciable en la distribución energética del espectro.

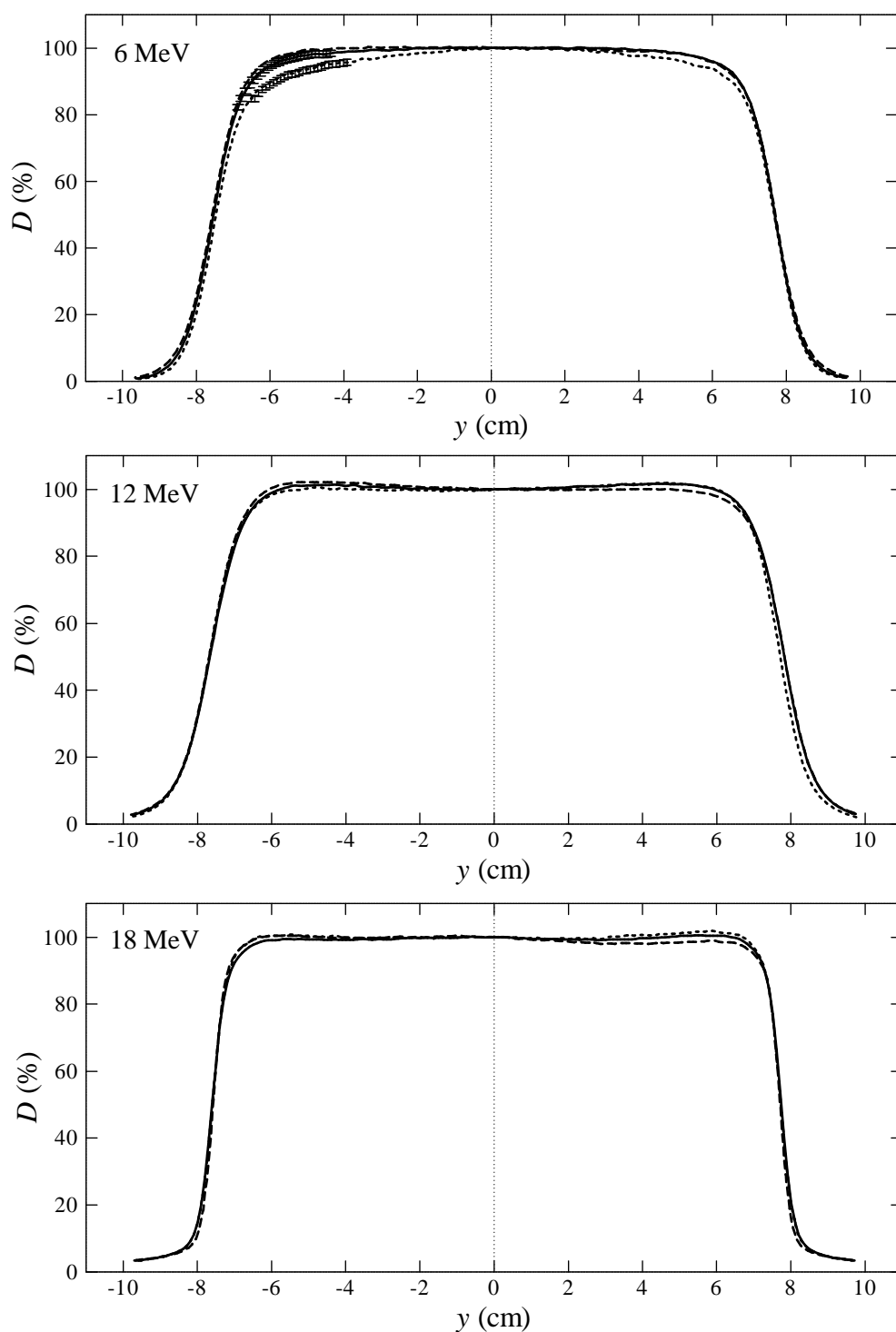


Figura 2.14. Perfiles *inplane* de los modos de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Primus. Los perfiles de 6 y 18 MeV corresponden a: $I_{BM,0}$ (línea continua), $I_{BM,max}$ (línea a trazos) e $I_{BM,min}$ (línea punteada). Los perfiles de 12 MeV corresponden a $(V_{PFN,0}, I_{BM,0})$, representado con línea continua; $(V_{PFN,+}, I_{BM,max})$, con línea a trazos y $(V_{PFN,-}, I_{BM,min})$, con línea punteada. Las incertidumbres de los puntos no están representadas para un mejor visualización de la diferencia entre las curvas. Solo se representa la incertidumbre ($k = 2$) en la zona de los perfiles de 6 MeV donde existe diferencias significativas que, en este caso, sí pueden apreciarse.

Parámetro	6 MeV			12 MeV			18 MeV		
	Ref.	Min.	Max.	Ref.	Min.	Max.	Ref.	Min.	Max.
T_c (cm)	15.2	15.1	15.3	15.5	15.4	15.5	15.3	15.3	15.3
p_d (cm)	1.07	1.06	1.13	1.15	1.11	1.22	5.5	4.8	5.5
p_i (cm)	1.13	1.13	1.23	1.22	1.17	1.24	5.9	4.9	5.9
M (%)	101.0	100.3	103.0	100.8	100.8	104.0	101.4	101.4	102.0
U (%)	106.0	105.7	111.4	103.4	103.2	107.9	101.5	101.5	102.3

Tabla 2.7. Valores de los parámetros del perfil de referencia (“Ref.”) medido en condiciones de funcionamiento normal, y los valores mínimo (“Min.”) y máximo (“Max.”) de esos mismos parámetros del conjunto de perfiles *inplane* medidos para los modos de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Primus y en diferentes condiciones de la I_{BM} y el V_{PFN} . Los parámetros son el tamaño de campo (T_c), penumbra a la derecha (p_d) y a la izquierda (p_i) del perfil, simetría (M) y homogeneidad (U).

2.7. Recapitulación

En este capítulo se ha discutido una novedosa metodología para reconstruir el espectro intrínseco de un haz de electrones generado por un LINAC a partir de medidas de dosis absorbida en agua. Este método crea un modelo de la posición relativa de ese espectro con respecto a la ventana energética de salida del deflector magnético y ha sido aplicado a tres aceleradores diferentes, explicando en todos los casos de manera satisfactoria el comportamiento de los resultados experimentales. En la mayoría de los haces de electrones analizados ha sido necesario el empleo de un espectro formado por dos gaussianas, algo que ya fue apuntado en algunos trabajos previos, pero que nosotros hemos podido confirmar con medidas experimentales sencillas.

Adicionalmente, se han realizado simulaciones MC de los modelos obtenidos en dos de los aceleradores, Mevatron KDS y Primus. El objetivo fue validar el procedimiento mediante comparación de las curvas PDD experimentales con las obtenidas de las simulaciones. Los resultados de estas simulaciones han sido satisfactorios.

Por último, el método podría emplearse durante el montaje del acelerador para fijar las condiciones de funcionamiento de referencia y, de este modo, conseguir, en determinadas circunstancias, una mejora sustancial con respecto a la técnica tradicional de sintonización de la intensidad del BM y del voltaje de la PFN que emplean los fabricantes. Con ello se conseguiría fijar una situación de funcionamiento que operaría con mayor estabilidad ante fluctuaciones de estos dos parámetros. De igual modo, este método podría ser empleado durante alguna de las revisiones de la unidad programadas por su equipo técnico, puesto que las condiciones de funcionamiento del acelerador pueden variar a lo largo de su vida útil.

Capítulo 3

Control estadístico del índice de calidad espectral

En la radioterapia juega un papel muy importante la estabilidad del espectro energético de los haces de electrones generados en un LINAC. Esta estabilidad garantiza que la forma en que se predice cómo la dosis se deposita en el paciente es consistente a lo largo del tiempo. Expresado de otro modo más pragmático, asegura que la forma de las curvas PDD es constante en el tiempo. La vía para comprobar dicha estabilidad de manera cuantitativa es emplear el parámetro R_{50} . Para su medida se recomienda el uso de maniqués de agua con cámaras de ionización plano-paralelas [And01].

Obtener el valor verdadero de R_{50} requiere de un procedimiento de medida en unas determinadas condiciones de referencia [Alm99, And01]. El proceso comienza con la lectura de la cámara plano-paralela a diferentes profundidades del maniquí de agua; de esta forma se obtienen las curvas PDI y su valor de $R_{50,ion}$. Finalmente, se transforman estas curvas PDI a curvas PDD, para lo que se hace uso de una formulación basada en los valores de la razón de poderes de frenado agua-aire del haz, $S_{w,air}$ [Bur96]. De las curvas PDD se puede obtener el valor del parámetro R_{50} .

Un vez conocido R_{50} se recomienda realizar dos tipos de control sobre la estabilidad del espectro de electrones. El primero, más preciso, es una verificación directa de la calidad espectral que reproduce la medida en las condiciones de referencia, tal y como se describió en el párrafo anterior. El montaje de la medida en condiciones de referencia es laborioso y requiere de un tiempo que imposibilita una periodicidad baja: la recomendada para este tipo de controles es semestral [May99, Wil04, Pin09].

Se hace por tanto necesario disponer de un segundo método, más sencillo, que deberá permitir una medida más rápida, con una periodicidad más alta, como mínimo semanal [Rea98]. Para esta prueba se define una nueva variable, el índice de calidad espectral, F_E , que para que sea útil se debe correlacionar con R_{50} . Es muy importante, además, que su control estadístico permita detectar pequeños cambios en el valor de la calidad espectral del haz de electrones, que indiquen algún fallo en su generación y que proporcione un historial de mayor valor estadístico que la prueba semestral.

Desde hace dos décadas se viene señalando el posible beneficio de introducir en el mundo sanitario los sistemas de aseguramiento de la calidad utilizados en la industria [Har94], ya que no hay dudas de que la práctica clínica se podría beneficiar de las herramientas estadísticas incluidas en estos sistemas [Paw07]. Así, en los últimos años encontramos trabajos que trasladan estos aspectos a los ámbitos clínicos [Kai99, Pit01, Bre08, Paw08b, Ger09, Gov10, Nor12, Pal12a, Ung12, San13] e instrumentales [Paw05, Veg10, Abl13] de la radioterapia. En el caso que concierne a esta investigación, controlar el valor de R_{50} es conocer la variabilidad de ese valor y, eventualmente, disminuirla si es posible, fin último de todo control estadístico de procesos. Este hecho supone controlar la incertidumbre en el valor de R_{50} , lo que entronca con la necesidad de controlar todos los aspectos que afectan al tratamiento radioterápico, dadas las evidencias teóricas que se tienen de su influencia en el resultado final del mismo [Boy88].

Por tanto, el establecimiento de un plan de calidad de la estabilidad de los espectros electrónicos de haces clínicos debe seguir los siguientes pasos:

1. definición de una variable significativa de referencia, en nuestro caso R_{50} ;
2. definición de una VCE, F_E , que esté adecuadamente correlacionada con la anterior;
3. descripción del método de medida para cada una de ellas y de las incertidumbres asociadas;
4. diseño del plan de calidad: periodicidad de las medidas e intervalos de acción para sus resultados;
5. flujo de acción cuando los resultados caigan fuera de los intervalos de acción.

En este capítulo se analizan los cuatro primeros pasos con los criterios y técnicas de control de calidad industrial. Para ello se acomete un análisis retrospectivo del historial de datos registrados en el Hospital Universitario San Cecilio de Granada, obtenidos para diferentes modos de haces de electrones (6, 12 y 18 MeV) de un acelerador Mevatron KDS de Siemens, durante 14 de sus años de funcionamiento.

El contenido de este capítulo ha sido publicado en parte en [Veg12].

3.1. De la variable de referencia, R_{50} , al control estadístico de la variable F_E

3.1.1. La variable de referencia R_{50}

Ya se ha señalado que, para caracterizar los espectros de los haces de electrones, hay que establecer un valor de referencia de R_{50} durante el periodo de *commissioning* del acelerador [Kir06]. Además, es necesario conocer el valor de las incertidumbres asociadas a los diferentes aspectos metodológicos de la medida de la curva PDI de la que se obtiene el valor de R_{50} , un vez transformada en curva PDD. Sin embargo, hay que señalar que, para culminar el proceso de correlación entre R_{50} y la VCE, se tendrá que obtener el valor de R_{50} a partir de $R_{50,\text{ion}}$; como ya se explicó en el capítulo 1, existen relaciones analíticas entre ambos parámetros (ver ecuaciones (1.7a) y (1.7b)). Esto hace que en el texto se hable por comodidad de $R_{50,\text{ion}}$ como parámetro que caracteriza el haz.

Para la medida de las curvas PDI se siguen las recomendaciones de [And01]. Se utiliza un analizador tridimensional de haces de electrones WP700 de Wellhöfer. Una vez lleno el maniquí de agua, se fija una SSD de 100 cm. Al tratarse de valores relativos al máximo, la incertidumbre asociada al posicionamiento de la SSD es despreciable [Int84]. Se utiliza además un aplicador de electrones que tiene un tamaño de campo fijo de 15 cm x 15 cm.

Para expresar la coordenada en profundidad de las curvas PDI, se hace una traslación del origen de coordenadas del sistema de referencia del acelerador (sección 1.1), de forma que z valga cero en la superficie del maniquí y tome valores positivos conforme el detector aumenta su profundidad en agua.

En el capítulo 1 se definió para cada uno de los detectores de radiación utilizados (figuras 1.8, 1.9 y 1.10) un punto efectivo de medida. Este punto es el que debe encontrarse a la profundidad nominal de medida. El procedimiento para conseguir esta disposición consiste en enrasar la superficie anterior del detector con la superficie del maniquí de agua. El *software* asociado al analizador tridimensional tiene una herramienta para controlar los desplazamientos del soporte del detector, por tanto, después del enrasado y con el uso de esta herramienta, se puede desplazar este soporte en el eje z hasta que el punto efectivo de medida del detector quede situado en la superficie del agua.

El proceso de enrasado del detector lo realiza visualmente la persona a cargo de la medida: observa cuándo el detector y su imagen especular en el maniquí de agua se tocan; justo en ese momento se produce el enrasado (figura 3.1). Existe por tanto una componente de incertidumbre en este proceso, ya que la capacidad visual de dos personas no tiene por qué ser exactamente la misma. Para establecer esta incertidumbre asociada al observador, tres observadores diferentes ejecutaron las medidas de la curvas de rendimiento en profundidad.

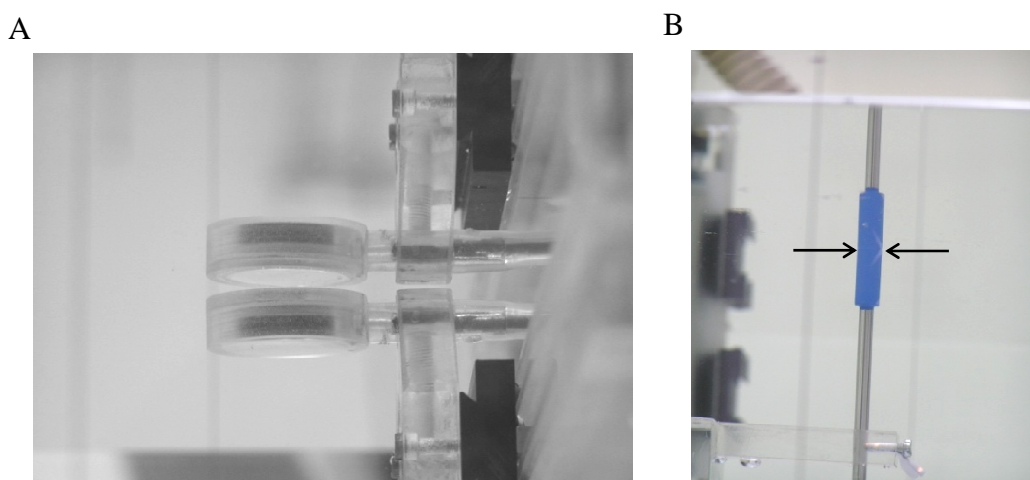


Figura 3.1. Proceso de enrasado de un detector. El panel A muestra el proceso justo antes de iniciarse para una cámara plano-paralela. El panel B es la fotografía de un diodo una vez enrasado, las flechas negras indican el lugar donde el diodo y su imagen especular se tocan.

Existe una potencial diferencia en la forma de las curvas PDI dependiendo de los detectores con que se realicen las mediciones, debido a las diferentes características de diseño que presentan. Para estudiar esta fuente de variabilidad se utilizaron tres detectores distintos: una cámara plano-paralela NACP2 de Scanditronix, una cámara plano-paralela PPC40 de Scanditronix-Wellhöfer y un diodo modelo EFD de Scanditronix.

ceptuamos el caso de 18 MeV para la cámara NACP2 (2.31%). Recordemos que esta evaluación se hizo una sola vez, y podría considerarse un caso extremo de u_{obs} . En todo caso la variabilidad introducida por el observador es muy superior a la introducida por la repetibilidad de los dispositivos electrónicos.

La variabilidad debida al instrumento de medida es muy diferente según el modo de funcionamiento. Esto se debe a que la incertidumbre está expresada en términos relativos, ya que, de hecho, las incertidumbres absolutas están en torno a 0.5 mm para todos los modos y detectores. En el establecimiento y control de R_{50} podemos eliminar esta fuente de variabilidad utilizando un único dispositivo para todas las determinaciones de R_{50} ; sin embargo, es difícil que el mismo observador realice siempre todas las mediciones. Como consecuencia la u_{obs} debe ser evaluada durante el *commissioning*.

3.1.2. La variable de control estadístico F_E

Se sugiere emplear la razón entre dos medidas de ionización a dos profundidades diferentes en un maniquí de agua como índice de calidad espectral [May99]. Nosotros planteamos usar este índice como VCE asociada a la estabilidad de R_{50} . Se define como:

$$F_E = \frac{M_a}{M_b}, \quad (3.1)$$

donde el subíndice E alude a la energía nominal del haz de electrones, y M_a y M_b son las lecturas de ionización obtenidas a las profundidades R_a , cercana al $R_{50,\text{ion}}$, y R_b , próxima al máximo de la curva PDI medida durante el *commissioning* del LINAC. En la tabla 3.2 se encuentran los valores de ambas profundidades para los tres modos de electrones objeto de estudio, se observa que la profundidad R_b es mayor para 12 que para 18 MeV. Esto es debido a que en las curvas PDI existe una zona de planitud en torno al máximo, en el que varias profundidades tienen valores muy cercanos al máximo, por lo que la profundidad R_b puede tomar cualquier valor de esa zona. M_a y M_b son determinadas irradiando con 200 UM una cámara cilíndrica 23332 de PTW conectada a un electrómetro CU_500E Wellhöfer. La cámara se alojó en el maniquí de agua sólida RW3 de PTW situado a una SSD de 100 cm. La cámara se centró en el campo de radiación mediante los láseres instalados en el búnker. Para esta medición se utilizó un aplicador de electrones de tamaño de campo variable con una abertura de 15 cm x 15 cm.

La figura 3.2 es una representación del esquema del montaje necesario para la medida de F_E en el modo de 12 MeV del acelerador Mevatron KDS. Se tienen láminas de 1.0 cm de espesor del maniquí de RW3 (12 cm en total) y una más estrecha que tiene un grosor de 0.2 cm. Si el inserto de la cámara cilíndrica 23332 la deja a una profundidad de 0.5 cm respecto de la superficie de lámina en la que se aloja, en el panel A la cámara quedaría a una profundidad de 4.7 cm y en el panel B a 2.5 cm, justamente las profundidades R_a y R_b , respectivamente (ver tabla 3.2). De manera similar se realizan las medidas para los otros modos.

Modo	R_a (cm)	R_b (cm)
6 MeV	2.2	1.1
12 MeV	4.7	2.5
18 MeV	7.2	1.5

Tabla 3.2. Profundidades R_a y R_b , para la medida de F_E , para los modos 6, 12 y 18 MeV. Las profundidades vienen dadas en centímetros y se refieren a maniquí de agua sólida de PTW fabricado con material RW3.

En todo control estadístico de un proceso la variabilidad total viene determinada por [Aut98]:

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{proceso}}^2 + \sigma_{\text{sistema}}^2. \quad (3.2)$$

La σ_{proceso} es la estimación de la variabilidad de la VCE, que se establece durante el periodo de estimación o pre-control, mientras que la σ_{sistema} es la incertidumbre del método de medida, que como ya hemos dicho viene dada por (1.11). A σ_{sistema} contribuyen diferentes fuentes de incertidumbre, como la repetibilidad de la medida proporcionada por el conjunto cámara-electrómetro, las derivadas de la disposición geométrica de los elementos que participan en la medida (colocación en profundidad, centrado de la cámara, SSD al maniquí y tamaño del campo de radiación) y la falta de uniformidad en la densidad del lote de láminas utilizado (de manera que el orden de colocación de las láminas puede influir en el resultado de la medida debido a que no se han identificado individualmente).

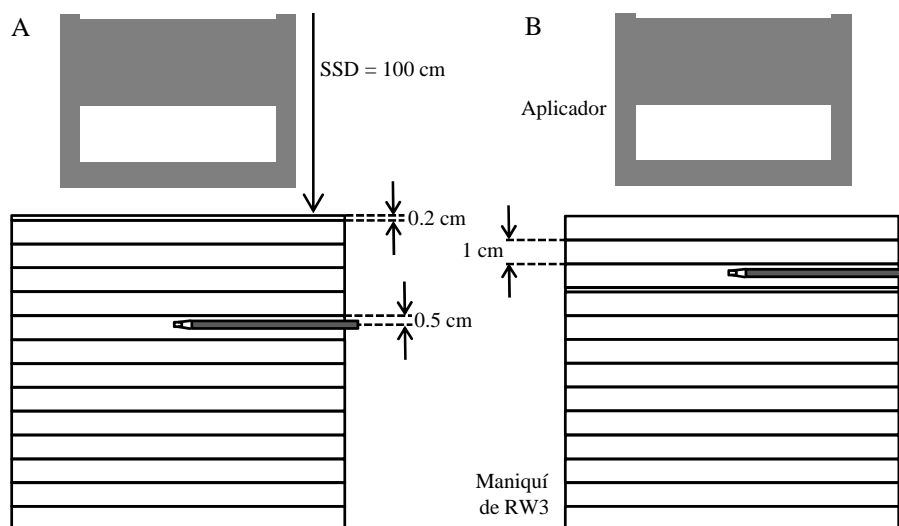


Figura 3.2. Esquema del montaje experimental para la medida de F_E para el modo de 12 MeV del acelerador Mevatron KDS. El panel A esquematiza la medida a la profundidad R_a y el panel B a la profundidad R_b . Se disponen 13 láminas de RW3, doce de 1 cm y una de 0.2 cm. Se representa la cámara cilíndrica 23332 cuyo punto efectivo está a 0.5 cm de la superficie superior de la lámina donde se inserta. El área gris representa el aplicador de electrones. El esquema no está a escala para una mejor visualización.

Para estudiar la repetibilidad del equipo ionométrico se empleó una unidad de ^{60}Co (un Theratron 780), se ubicó todo el sistema instrumental a una distancia fuente-cámara de 80 cm y se utilizó un campo de radiación de 10 cm x 10 cm. Al ser una fuente radiactiva de espectro y tasa constantes, pues se considera el efecto del decaimiento durante las medidas despreciable, y al ser las condiciones de irradiación idénticas si se realizan sucesivas irradiaciones, la lectura de la cámara debe ser la misma después de corregida por el efecto de la presión y la temperatura del aire. La configuración del maniquí fue la siguiente: una lámina de 0.5 cm por encima de la lámina con el alojamiento para la cámara y 15 láminas de 1 cm por debajo. Se seleccionó un tiempo de irradiación tal que asegurase que la dosis absorbida en el volumen de detección de la cámara fuera de 1 Gy. Durante cuatro días se realizaron cinco tandas de cuatro medidas cada una.

Si asumimos que la población de cada tanda está normalmente distribuida, $N(\mu, \sigma^2)$, se trata de establecer un intervalo de confianza del valor verdadero de σ^2 . El intervalo de confianza de σ^2 , cuando se desconoce el valor de μ , puede escribirse [Fro79]:

$$\left[\frac{\sum_i^n [x_i - \bar{x}]^2}{b}, \frac{\sum_i^n [x_i - \bar{x}]^2}{a} \right], \quad (3.3)$$

donde x_i son las medidas de cada tanda, \bar{x} la media de esa tanda, y a y b están tabuladas [Fro79]. En total se tienen 20 estimaciones de este intervalo correspondientes a las 20 tandas de medida. A continuación se tomaron los 20 valores correspondientes a los límites superiores de los intervalos de confianza, se asume que se distribuyen normalmente y se determina el correspondiente valor medio, que se asocia con la incertidumbre de la repetibilidad del conjunto cámara-electrómetro.

En la tabla 3.3 se encuentran los valores de las incertidumbre de la repetibilidad del conjunto cámara-electrómetro, que resulta ser del 0.2% para todos los modos de electrones del acelerador Mevatron KDS; algo mayor que el valor obtenido para $R_{50,\text{ion}}$, pero dentro de las especificaciones usuales dadas por los fabricantes para este tipo de cámaras. Además en esta misma tabla se encuentran resumidas el valor de las incertidumbres relativas en la medida de F_E que se van a ir discutiendo a continuación.

Para realizar la estimación de la incertidumbre que introducen los factores geométricos se siguen las recomendaciones de [Eur99]. En nuestro caso hemos analizado cinco de estos factores: colocación en profundidad, z , centrado de la cámara en las dos direcciones transversales al eje del haz (x e y), SSD y tamaño del campo de radiación, T_c . Hemos asumido que todos ellos son independientes, por lo que la incertidumbre en la determinación de las ionizaciones M_a y M_b debida a cada una de estos factores viene dada por:

$$u_M = \frac{\partial M}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha=\alpha_{\text{ref}}} u_\alpha, \quad (3.4)$$

donde α representa el parámetro geométrico analizado.

Para determinar la dependencia de M con el parámetro α se seleccionaron tres valores del mismo: el de referencia, α_{ref} , y dos más, uno por encima, α_+ , y otro por debajo,

Modo	6 MeV	12 MeV	18 MeV
u_{rep}	0.2 %	0.2 %	0.2 %
u_z	0.7 %	0.8 %	0.2 %
u_x	no significativa		
u_y	no significativa		
u_{SSD}	0.6 %	0.8 %	1.0 %
u_{T_c}	no significativa		
u_ρ	no significativa		
u_{tot}	1.0 %	1.1 %	1.0 %

Tabla 3.3. Incertidumbres relativas en la medida de F_E , asociadas con la repetibilidad del equipo ionométrico, u_{rep} ; la colocación de la cámara en profundidad, u_z ; y su centrado, u_x , u_y ; la correspondiente a la SSD, u_{SSD} ; la debida al tamaño de campo, u_{T_c} ; la debida a la posible variación en la densidad de las láminas, u_ρ . u_{tot} es la incertidumbre total en la medida de F_E .

α_- , de él. Estos dos últimos se eligieron para abarcar la posible variabilidad observada en la práctica habitual y proporciona una estimación de la incertidumbre del parámetro; en concreto $u_\alpha = |\alpha_\pm - \alpha_{\text{ref}}| = 0.1$ cm para z , 0.5 cm para x e y , 1 cm para SSD, y también 1 cm para T_c . Para cada uno de los tres valores del parámetro se realizaron tres medidas y se calcularon la media y la desviación estándar de las mismas. La figura 3.3 muestra $M(\alpha)/M(\alpha_{\text{ref}})$ en función de α para dos de los parámetros analizados, x y SSD, y para los modos de 6 y 18 MeV. Los otros tres parámetros presentan un comportamiento similar, como ocurre también con la otra calidad estudiada (12 MeV).

Para estimar la incertidumbre u_M se siguen un procedimiento MC tal y como se indicó en la sección 1.5. En este caso, y de acuerdo a las distribuciones gaussianas correspondientes a cada uno de los tres puntos, se muestrean tripletas y a cada una de ellas se le ajusta un polinomio de segundo grado. Con la función ajustada se puede evaluar la incertidumbre de acuerdo con la ecuación (3.4). Este cálculo se repite 10^6 veces y el máximo de los valores obtenidos para u_M se considera como el estimador de la incertidumbre que el parámetro α genera en la medida de M . En la figura 3.3 se muestran los ajustes realizados a los valores medios de las medidas. Como vemos en la figura, en el caso de SSD el comportamiento es prácticamente lineal.

Si se analizan los datos de las incertidumbres geométricas (ver tabla 3.3) se observa que solo hay dos que sean significativas: la que proviene de la colocación en profundidad de la cámara y la asociada con la SSD. La influencia de esta última fuente de incertidumbre viene determinada por el inverso del cuadrado de la distancia, de ahí que su valor sea significativo. La influencia del tamaño de campo y del centrado de la cámara son despreciables.

Como sabemos, una vez establecido el equilibrio electrónico, la dosis absorbida en un punto viene dada por [Cun93]:

$$D = \phi \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \bar{E}_{\text{abs}} , \quad (3.5)$$

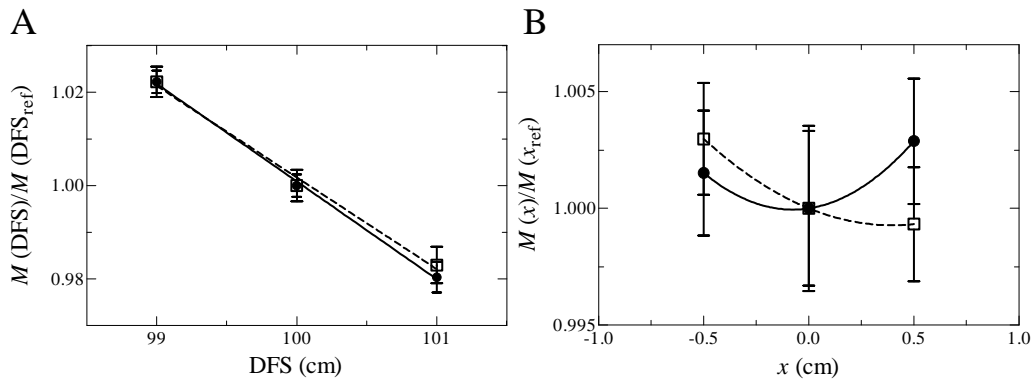


Figura 3.3. Cociente $M(\alpha)/M(\alpha_{\text{ref}})$, para $\alpha = \text{SSD}$, evaluado en la profundidad R_b (panel A) y para $\alpha = x$ (panel B), evaluado en la profundidad R_a para las energías de 6 MeV (puntos negros y línea continua) y 18 MeV (cuadrados blancos y línea a trazos). Las incertidumbres corresponden a $k = 2$. Se muestran los ajustes correspondientes a los valores experimentales representados.

donde ϕ es la fluencia de fotones a la profundidad de medida, μ el coeficiente de atenuación lineal, ρ es la densidad del material y $\overline{E}_{\text{abs}}$ es la energía media absorbida en el punto de medida. Luego la absorción a través del material depende de la densidad.

Para estudiar las posibles diferencias en la densidad de las láminas utilizadas para construir el maniquí y su posible influencia en la incertidumbre de las medidas de la ionización, se usó nuevamente la unidad de ^{60}Co (Theratron 780) configurada con un campo de radiación de 10 cm x 10 cm. Se situó una cámara 30001 de PTW en el inserto del maniquí de láminas a estudiar con $\text{SSD} = 80$ cm, conectada a un electrómetro Unidos de PTW. Por encima del inserto se colocó la lámina a evaluar y por encima de ésta se dispusieron 4 láminas de 1 cm de otro maniquí de RW3; además, se colocaron diez láminas de 1 cm por debajo de la cámara. Se etiquetó cada una de las láminas evaluadas. Para cada lámina se realizó una irradiación de 1 min de duración, anotando la lectura de la cámara. Cada cinco medidas se midieron la presión y la temperatura para ver si era necesaria una corrección por estos factores en la lectura ionométrica.

Al estudiar la variabilidad de las medidas realizadas para las distintas láminas se observó que era del mismo orden que la asociada con la repetibilidad del conjunto cámara-electrómetro, 0.2%. No fue por tanto posible distinguir si una eventual variabilidad en la densidad de las láminas jugaba algún papel o no, por lo que se consideró que la incertidumbre asociada a ese efecto no era significativa.

En definitiva, se puede asignar al valor relativo de σ_{sistema} aquel que hemos estimado para u_{tot} en cada modo, y resultan ser del orden del 1.0% (ver tabla 3.3). Para terminar de evaluar la ecuación (3.2) falta por conocer el valor de σ_{proceso} . Para ello, como ya se mencionó en el capítulo 1, en el control estadístico de procesos existe un periodo pre-control en el que se establece un valor de referencia de la VCE. En nuestro caso se utilizan los once primeros valores para realizar esta estimación y obtener un F_E^{ref} (como la media de los once valores medidos) y un valor de σ_{proceso} (estimado según el

	6 MeV	12 MeV	18 MeV
$R_{50,\text{ion}}^{\text{ref}}$ (cm)	2.36	4.88	7.37
F_E^{ref}	0.452	0.489	0.482
σ_{total}	0.011	0.011	0.007

Tabla 3.4. Valores de $R_{50,\text{ion}}^{\text{ref}}$, F_E^{ref} y σ_{total} .

gráfico de control que se utilice, como posteriormente se indicará). En la tabla 3.4 se puede ver el valor de F_E^{ref} correspondiente al primer periodo pre-control. Este valor de referencia irá variando a lo largo de la serie histórica tal y como se verá posteriormente en el análisis del control estadístico de procesos. En la misma tabla se encuentra un valor de la σ_{total} , calculada a partir de la ecuación (3.2), para esta primera referencia.

3.1.3. Correlación entre R_{50} y F_E : niveles de acción

Para una correcta interpretación de los resultados del control estadístico de procesos es necesario saber cómo se relacionan $R_{50,\text{ion}}$ y F_E , ya que solo si conocemos la correspondencia entre ambos parámetros podremos evaluar cuán importante es una variación de este último.

Tal y como se describe en [Vil09b] puede establecerse una correlación entre $R_{50,\text{ion}}$ y F_E asumiendo que pequeñas variaciones de las características del espectro no modifican de manera significativa ni la profundidad a la que se alcanza el máximo de ionización, ni la forma de la curva en su entorno, ni tampoco la pendiente de la curva PDI en la zona con mayor gradiente, en torno a $R_{50,\text{ion}}$. Sin embargo, el valor de $R_{50,\text{ion}}$ puede verse sensiblemente afectado por estas variaciones.

En la figura 3.4 se muestra una curva PDI para un modo de electrones de 12 MeV. En buena aproximación, la curva PDI puede ajustarse de forma lineal alrededor de $R_{50,\text{ion}}$ y su pendiente en esta región puede calcularse como:

$$G = \frac{\text{PDI}(R_1) - \text{PDI}(R_2)}{R_2 - R_1}, \quad (3.6)$$

donde R_1 y R_2 son dos profundidades por debajo y por encima de $R_{50,\text{ion}}$.

Supongamos entonces que tenemos dos curvas PDI^1 y PDI^2 , medidas en diferentes días, y sean $F_E^{(1)}$ y $F_E^{(2)}$ los valores obtenidos para la VCE de esas dos curvas y $R_{50,\text{ion}}^{(1)}$ y $R_{50,\text{ion}}^{(2)}$ los correspondientes valores de $R_{50,\text{ion}}$ de las mismas. Partiendo de la ecuación (3.6), se puede escribir [Vil09b]:

$$\Delta R_{50,\text{ion}} \equiv R_{50,\text{ion}}^{(2)} - R_{50,\text{ion}}^{(1)} = \text{PDI}^{(1)}(R_b) \frac{F_E^{(2)} - F_E^{(1)}}{G} = \text{PDI}^{(1)}(R_b) \frac{\Delta F_E}{G}. \quad (3.7)$$

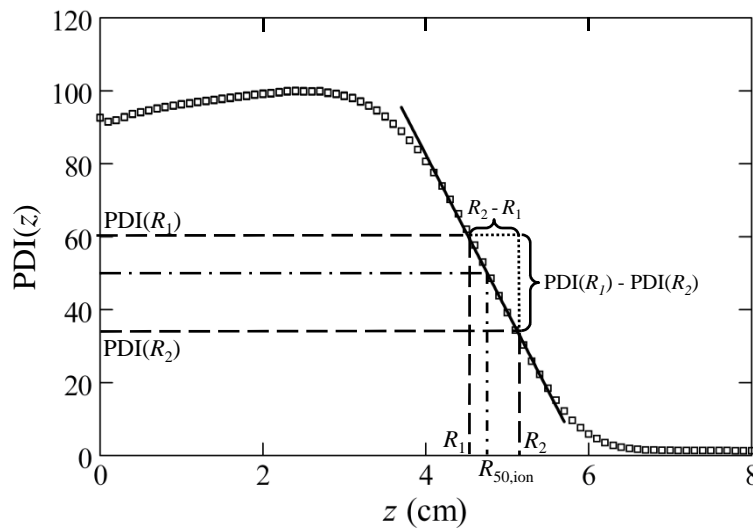


Figura 3.4. Curva PDI para el modo de 12 MeV y la pertinente definición de G .

En la ecuación anterior G y F_E , de la curva PDI, deben ser medidos en las mismas condiciones. Eso supondría un escollo ya que G se mide en agua mientras que F_E se mide en un maniquí de agua sólida. Sin embargo, según el protocolo TRS-398 [And01], las curvas PDI medidas en diferentes materiales, incluida agua, pueden convertirse unas en otras utilizando factores de escala, lo que resuelve el problema.

Una de las ventajas importantes de la ecuación (3.7) es que permite relacionar la variabilidad de $R_{50,ion}$ con la de F_E sin más que sustituir las diferencias por las correspondientes desviaciones típicas. Entonces, el conjunto histórico de valores de F_E nos proporciona una amplia colección de datos para establecer unos niveles de acción en $R_{50,ion}$. Un nivel de acción se define como aquel valor de la VCE a partir del cual hay que realizar una investigación sobre la desviación aparecida y eliminar la acción de la causa que la produjo. En nuestro caso tenemos datos medidos cada semana a lo largo de 14 años, entre 1995 y 2008. Para completar el procedimiento se necesitan unos valores de $PDI^{(1)}(R_b)$ y G . Nosotros hemos escogido los de una curva de ionización representativa, en concreto la que se utilizó para calcular la curva PDD que se introdujo en el TPS. Siempre que pasemos de una diferencia ΔF_E a una diferencia $\Delta R_{50,ion}$, se recurre a estos valores. No obstante, es importante señalar que aceptar las dos hipótesis de partida tienen como consecuencia que la influencia de la curva PDI que se escoja para determinar $PDI^{(1)}(R_b)$ y G no es determinante.

Los valores medios de $\sigma_{R_{50,ion}}$ para los 14 años evaluados son 0.023 ± 0.014 , 0.06 ± 0.04 y 0.06 ± 0.04 cm, para los haces de electrones de 6, 12 y 18 MeV respectivamente, con un factor de cobertura $k = 2$. El modo de 6 MeV se presenta como el más estable, pues su variabilidad relativa es menor que la de los otros dos modos. La alta incertidumbre de los valores de $\sigma_{R_{50,ion}}$ implica que en el conjunto de los periodos estudiados sus valores pueden variar mucho, en algunos casos hasta un 60% respecto del valor medio. Por tanto es asumible pensar que las distribuciones de $R_{50,ion}$ se van a ir ensanchando y estrechando a lo largo del tiempo, hecho que justifica la necesidad de llevar un control,

no solo sobre la media del valor de $R_{50,\text{ion}}$, sino también sobre su variabilidad.

A tenor de los resultados anteriores se decide que lo óptimo es fijar como umbral de detección cambios que vayan más allá de las $2\sigma_{R_{50,\text{ion}}}$. Con este criterio, y según los valores de $\sigma_{R_{50,\text{ion}}}$ expuestos en el párrafo anterior, se establecen unos niveles de acción de 0.05 cm para 6 MeV y 0.12 cm para 12 y 18 MeV, expresados en términos de $\Delta R_{50,\text{ion}}$. Estos niveles de acción nos servirán para fijar los límites en los gráficos de control, como veremos en el siguiente apartado. En un primer momento puede parecer que fijar un nivel de acción de medio milímetro para 6 MeV no tiene sentido, ya que está muy alejado de la tolerancia legal española de 2 mm [Rea98], pero en el análisis que se realizará con posterioridad quedará plenamente justificada esta decisión.

3.2. Control estadístico de procesos aplicado a F_E

A continuación se describen los gráficos de control que se van a aplicar para el control estadístico de F_E . La elección se ha realizado teniendo en cuenta la particularidad que tiene que el tamaño de la muestra de la VCE analizada en este trabajo sea igual a uno. Aunque no se utilizará hasta analizar la correlación temporal de los datos, se describe el gráfico de control Shewhart en esta sección para una mejor comprensión del gráfico de control del rango móvil.

3.2.1. Gráficos de control Shewhart y de rango móvil

El gráfico Shewhart monitoriza la media de la VCE, mientras que el de rango móvil controla la estabilidad de su variabilidad; ambos son los más sencillos de implementar. Los gráficos Shewhart son los primeros gráficos que se utilizaron y aplican directamente los principios generales que se han descrito en el capítulo 1. Las muestras de tamaño uno presentan el inconveniente de que no puede estudiarse directamente su variabilidad y, por ese motivo, se idearon los gráficos de rango móvil. Estos gráficos monitorizan la variabilidad a través de la VCE denominada rango móvil, r_i , que para una serie de medidas sucesivas individuales $\{x_j; j = 1, 2, \dots\}$, se define como:

$$r_i = \max \{x_j\} - \min \{x_j\}, \quad j = i, i-1, \dots, i-(m-1), \quad (3.8)$$

donde m es el número de muestras individuales que son usadas para calcular el rango móvil. En la tabla 3.5 se detallan los valores de una VCE ficticia x durante el periodo de estimación, que en este caso produjo 10 muestras. Se ha calculado el rango móvil para un valor de m igual a 4, por lo que hasta la cuarta muestra no se tiene una estimación de r_i .

Periodo de pre-control												
# control	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	\bar{x}	\bar{r}
x_j	0.79	0.68	0.74	0.74	0.71	0.82	0.73	0.81	0.69	0.79	0.75	
r_i				0.11	0.06	0.11	0.11	0.11	0.13	0.12		0.107

Periodo de uso										
# control	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
x_j	1.05	0.81	0.76	0.69	0.70	0.82	0.72	0.81	0.67	0.79
r_i	0.36	0.36	0.29	0.36	0.12	0.13	0.13	0.12	0.15	0.14

Tabla 3.5. Datos del periodo de pre-control y de uso de una VCE ficticia, x_i , y su rango móvil, r_i , con $m = 4$. También se muestran el valor medio de x_j (\bar{x}) y el rango medio (\bar{r}) calculados durante el periodo de estimación.

Si definimos:

$$\bar{x} = \frac{1}{N_{\text{ref}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{ref}}} x_j, \tag{3.9a}$$

$$\bar{r} = \frac{1}{N_{\text{ref}}} \sum_{i=m}^{N_{\text{ref}}} r_i, \tag{3.9b}$$

donde N_{ref} es el número de valores que tenemos de la VCE en la etapa pre-control, entonces las ecuaciones que fijan las condiciones del gráfico de control Shewhart son [Oak03]:

$$\text{LCS}_S = \bar{x} + 3 \frac{\bar{r}}{d_n}, \tag{3.10a}$$

$$\text{LCI}_S = \bar{x} - 3 \frac{\bar{r}}{d_n}, \tag{3.10b}$$

donde d_n es una constante tabulada en función del tamaño de la muestra. El cociente \bar{r}/d_n es una estimación de σ_x [Sta05].

En el gráfico de control del rango móvil se fijan dos límites de control, el superior, LCS_R , y el de advertencia, LAS_R , cuyas expresiones matemáticas son [Oak03]:

$$\text{LCS}_R = D_{0.001} \bar{r}, \tag{3.11a}$$

$$\text{LAS}_R = D_{0.025} \bar{r}, \tag{3.11b}$$

en donde $D_{0.001}$ y $D_{0.025}$ son constantes tabuladas según el número de muestras individuales, m , que se tome para calcular el rango móvil [Oak03]. El subíndice representa la probabilidad de que un punto caiga fuera de los límites estando el proceso en control.

En la figura 3.5 pueden verse los puntos x_j y r_i de la tabla 3.5 representados en un gráfico de control Shewhart (panel A) y de rango móvil (panel B), respectivamente.

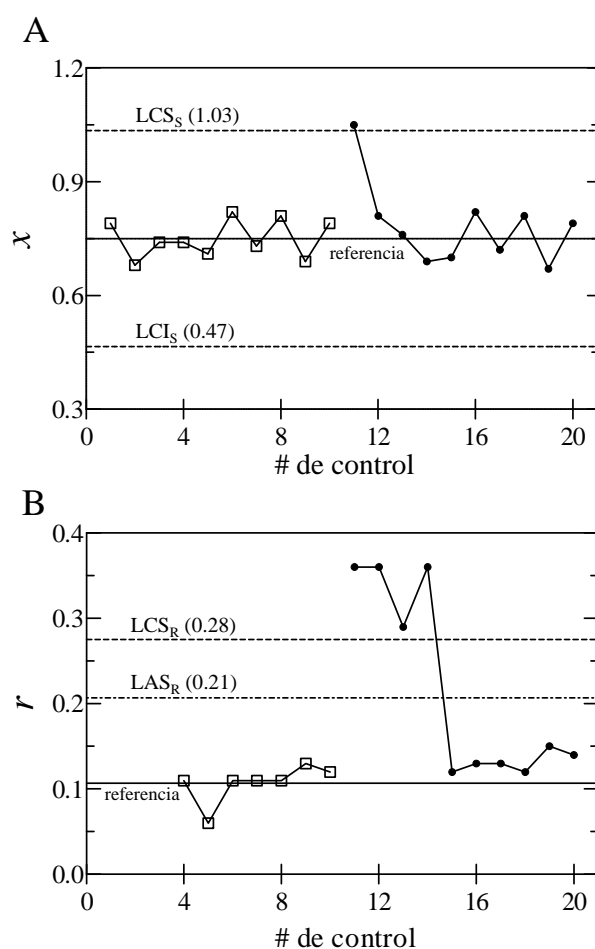


Figura 3.5. Gráfico de control Shewhart (panel A) y de rango móvil, con $m = 4$, (panel B) para la VCE ficticia x_i de la tabla 3.5. En ambos gráficos las líneas a trazos corresponden a los límites de control, y se indica entre paréntesis su correspondiente valor. La línea continua representa el valor de referencia calculado en el pre-control de cada gráfico (0.75 y 0.11, respectivamente). Los cuadrados blancos corresponden al periodo de pre-control y los puntos negros al periodo de uso.

Se representan con líneas a trazos los correspondientes límites de control de ambos gráficos. Las líneas continuas representan los valores medios de x_i , \bar{x} , y de r_i , \bar{r} . Se han representado con cuadrados blancos los valores correspondientes al periodo de estimación y con puntos negros los correspondientes al periodo de uso. Se observa que el primer punto del periodo de uso se encuentra fuera de control; este hecho suele implicar la toma de una nueva medida de la VCE para asegurarse de que no es un error en el montaje experimental o una falsa alarma. En cualquier caso la probabilidad de tener dos falsas alarmas seguidas es muy baja. Una vez que se tiene la certeza de que está actuando una causa asignable hay que tratar de encontrarla y eliminar su efecto.

Después de solucionar la influencia de la causa asignable puede ser necesario tomar una nueva referencia, ya que su valor medio pueden haber variado con la actuación.

Esto se aprecia en la figura 3.5; mientras que \bar{x} (panel A) parece no haber cambiado, pues los valores oscilan en torno su valor inicial, el valor de referencia del rango móvil se ha elevado ligeramente ya que, después de desaparecer la influencia de los puntos fuera de control, hay seis valores consecutivos que se encuentran por encima de \bar{r} . Este suceso tendría un 0.15% de probabilidad de ocurrencia para este tipo de gráfico si \bar{r} no hubiera cambiado. Los gráficos Shewhart tienen más dificultad a la hora de detectar cambios pequeños en la VCE que los denominados gráficos con memoria, que se describen en el siguiente apartado.

3.2.2. Gráfico de control CUSUM algorítmico

Los gráficos CUSUM, o de suma acumulada, fueron desarrollados en Gran Bretaña en la década de los cincuenta; son unos de los gráficos más útiles para la detección de tendencias y cambios suaves en las VCE [Oak03]. Este tipo de gráfico no solo utiliza el último valor medido de la VCE para determinar si un proceso se halla bajo control, sino que tiene en cuenta el valor de todos los datos anteriores a través de la definición de nuevas VCE.

En particular, en este trabajo se utiliza una variante denominada CUSUM algorítmico (en adelante CUSUMa), que define dos VCE: C_i^+ y C_i^- , con el objeto de controlar un aumento y una disminución, respectivamente, en el valor objetivo del proceso; ambas VCE vienen dadas por [Mon09]:

$$C_i^+ = \max \{0, [C_{i-1}^+ + (x_i - \bar{x})] - K\}, \quad (3.12a)$$

$$C_i^- = \max \{0, [C_{i-1}^- - (x_i - \bar{x})] - K\}, \quad (3.12b)$$

donde \bar{x} es el valor objetivo del proceso, obtenido como el valor medio de la VCE durante el periodo de estimación. Los valores iniciales de ambas secuencias se toman iguales a cero. La constante K determina la sensibilidad del gráfico para detectar cambios y se la denomina valor de margen o de holgura. Un valor muy alto de K puede enmascarar cambios leves en el funcionamiento, que son precisamente los que se desean detectar con este tipo de gráficos. La norma habitual es tomar para K la mitad del valor del cambio que se desea detectar en el valor objetivo [Mon09] y que se puede escoger para decidir qué variaciones en la VCE consideramos significativas, de acuerdo con las características propias del proceso estadístico. El proceso se considerará fuera de control cuando C_i^+ o C_i^- superen cierto umbral H (equivalente al LCS) [Mon09, Nat14]:

$$H = a\sigma_x, \quad (3.13)$$

donde a puede tomar un valor entre 4 y 5. Si el valor de C_i^+ o C_i^- va aumentando y se mantiene por encima del límite, podemos decir que existe un cambio en el valor de la media persistente en el tiempo.

Para comprender mejor el funcionamiento del CUSUMa interpretaremos los datos de la tabla 3.6, que muestra los valores de C_i^+ y C_i^- para la misma VCE ficticia x del

# control	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
x_i	1.05	0.81	0.76	0.69	0.70	0.82	0.72	0.81	0.67	0.79
$x_i - \bar{x}$	0.30	0.06	0.01	-0.06	-0.05	0.07	-0.03	0.06	-0.08	0.04
C_i^+	0.253	0.265	0.228	0.120	0.023	0.045	0.000	0.013	0.000	0.000
C_i^-	0.000	0.000	0.000	0.013	0.015	0.000	0.000	0.000	0.033	0.000

Tabla 3.6. Estimación de los valores de C_i^+ y C_i^- para la VCE ficticia de la tabla 3.5. Aquí $\bar{x} = 0.75$ y $K = 0.047$.

apartado anterior durante su periodo de uso. Recordemos que $\bar{x} = 0.75$. Si queremos detectar cambios σ_x , y teniendo en cuenta que, como hemos visto antes, \bar{r}/d_n es un estimador de σ_x , el valor de K será, según las recomendaciones, $K = 0.5\bar{r}/d_n = 0.047$. En la figura 3.6 puede verse una representación del gráfico CUSUMa con los datos de la tabla 3.6. La línea continua representa el valor de H .

Para que C_i^+ y C_i^- sean distintos de cero el segundo argumento de la función máximo debe ser mayor que cero. La primera muestra x_{11} es mayor que \bar{x} , por lo que el único valor que puede ser distinto de cero es C_{11}^+ , ya que el segundo argumento de la función máximo en C_{11}^- solo puede ser negativo. Como $C_{10}^+ = 0$ solo queda restar el valor K a la diferencia $x_{11} - \bar{x}$; al ser el resultado de esta operación mayor que K , obtenemos un valor positivo y, por tanto, $C_{11}^+ = x_{11} - \bar{x} - K = 0.253$.

El valor de x_{12} también es mayor que \bar{x} , de nuevo solo puede ser no nulo el valor de C_{12}^+ . Si se cumple que $x_{12} - \bar{x} < K$, C_{12}^+ será menor que C_{11}^+ , y si $x_{12} - \bar{x} > K$ sucede lo contrario; esto último es lo que ocurre para C_{12}^+ . Para C_{13}^+ se verifica que $x_{13} - \bar{x} < K$, y entonces $C_{13}^+ < C_{12}^+$.

Con este razonamiento, y atendiendo a la diferencia $x_i - \bar{x}$ y al valor de K en la tabla 3.6, se puede ir deduciendo qué pasará con los valores C_i^+ y C_i^- . Por ejemplo, para la muestra 17 la diferencia es negativa, luego C_{17}^+ sólo puede disminuir su valor con respecto a C_{16}^+ ; por su parte C_{17}^- permanece igual a cero porque, como se observa, la diferencia $x_{17} - \bar{x}$ no supera el valor umbral de K (en valor absoluto). En la figura 3.6 se aprecia que no hay puntos fuera control, al contrario de los que sucedía en los gráficos Shewhart y de rango móvil (ver figura 3.5). Esto es debido a que el cambio en el valor de referencia de la variable x_i no es persistente en el tiempo.

En el caso de la VCE que vamos a utilizar, F_E , las variables C_i^+ y C_i^- son (ver las ecuaciones (3.12a) y (3.12b)):

$$C_i^+ = \max\{0, C_{i-1}^+ + F_E^{(i)} - F_E^{\text{ref}} - K\}, \quad (3.14a)$$

$$C_i^- = \max\{0, C_{i-1}^- + F_E^{\text{ref}} - F_E^{(i)} - K\}, \quad (3.14b)$$

donde $F_E^{(i)}$ es la i -ésima medida de F_E , y F_E^{ref} es el valor de referencia establecido durante el periodo de pre-control y que se indican en la tabla 3.4. Como valor umbral de actuación se escogió $a = 5$ en la ecuación (3.13).

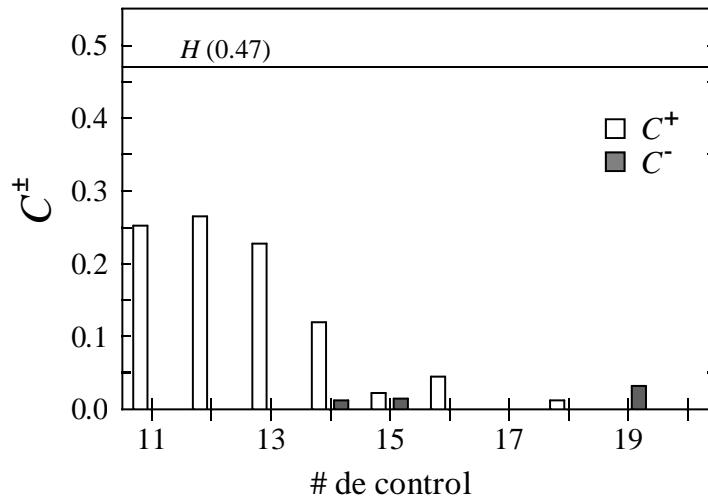


Figura 3.6. Gráfico de control CUSUMa para una VCE ficticia x , con las VCE C^+ y C^- , la línea continua es el límite $H = 5\sigma_x$.

La selección de estos gráficos tiene una ventaja adicional, ya que si se usa la ecuación (3.7) se pueden relacionar los cambios que se quieren detectar en $R_{50,\text{ion}}$ con un determinado cambio en F_E ; y, como ya se mencionó en el apartado anterior, la recomendación es tomar como valor de K la mitad del valor que se pretende detectar, así:

$$K = \frac{1}{2} \frac{G}{\text{PDI}^{(1)}(R_b)} \Delta R_{50,\text{ion}}. \quad (3.15)$$

Y así resulta que K vale 0.021, 0.028 y 0.015 para 6, 12 y 18 MeV, respectivamente.

Para controlar la estabilidad de la variabilidad se usó el gráfico de rango móvil (ecuaciones (3.9b), (3.11a) y (3.11b)) con $m = 4$ y la referencia del rango se estimó en el mismo periodo de pre-control que para los gráficos CUSUMa, lo que significa que $N_{\text{ref}} = 8$ en la ecuación (3.9b). De nuevo, como el rango es la diferencia de dos valores de F_E , ecuación (3.8), la ecuación (3.7) nos permite relacionar la variabilidad de F_E con la de $R_{50,\text{ion}}$ y expresar el rango en términos de un cambio en $R_{50,\text{ion}}$.

Como es habitual, se considerará que un punto está fuera de control si su valor se encuentra fuera de los límites de control; pero para el rango móvil se considerarán, además, fuera de control los siguiente patrones: (i) seis puntos consecutivos que aparezcan por encima o por debajo de \bar{r} , o (ii) tres puntos consecutivos que aparezcan entre el LAS y el LCS.

3.2.3. Análisis de los gráficos de control CUSUMa

En general se van considerar dos tipos de situaciones fuera de control en los gráficos de control CUSUMa: aquellas en que la referencia del periodo pre-control debe ser

redefinida y aquellas donde solo se necesita reiniciar el gráfico. La aparición de una u otra dependerá de que se produzca o no un cambio permanente en el valor de F_E^{ref} .

La tabla 3.7 compendia todos los eventos fuera de control observados en el seguimiento histórico de los datos que han sido analizados. Los valores de la primera referencia se muestran en la tabla 3.4. En aquellos casos en los que un punto esté fuera de control y los siguientes también, se establece una nueva referencia, y se muestra el cambio en $\Delta R_{50,\text{ion}}^{\text{ref}}$ que se produce. Si después de algunos puntos el gráfico de control vuelve a estar en control se reinicia, es decir, C^+ y C^- se hacen cero sin cambiar la referencia. En este caso se especifica en la tabla cuántos puntos estuvieron fuera de control. El motivo de esta diferencia es que, una vez que la causa especial deja de actuar, la media de F_E vuelve al valor que tenía previamente.

En la figura 3.7 podemos ver los gráficos CUSUMa de C^- para los tres modos de funcionamiento durante los 25 controles siguientes al establecimiento de la primera referencia (del 10/1995 al 05/1996, tabla 3.7). El límite de control H también se representa. Como vemos, los tres modos entran en un estado fuera de control en fechas similares (control #12, 10 y 14 para 6, 12 y 18 MeV, respectivamente) y coincidiendo con un avería en el control automático de frecuencias.

En el caso de los haces de 6 y 12 MeV, una vez producida la situación fuera de control, C^- se incrementa de manera casi lineal. Esta circunstancia apunta a un cambio en el valor medio de F_E . Se pueden utilizar los once valores fuera de control para fijar una nueva referencia de F_E , ya que son representativos del nuevo estado en el que se encuentra F_E .

En cambio, el comportamiento del modo de 18 MeV es sutilmente diferente. Se observan tres puntos fuera de control, después dos puntos caen por debajo del límite H y entonces, de nuevo, todos los puntos están fuera de control. Es decir, el incremento en el valor de C^- no es tan rápido ni constante como en los otros dos modos; aunque parece claro que hay también un cambio en la media de F_E y que se puede fijar una nueva referencia del mismo modo que para 6 y 12 MeV.

Para comprender este comportamiento hay que fijarse en los insertos de la figura 3.7, donde se muestran las distribuciones gaussianas de F_E correspondientes a la referencia inicial, F_E^{ref} , (línea punteada) y a la nueva referencia (línea continua). La recta vertical punteada indica el valor de $F_E^{\text{ref}} - K$. El caso de 18 MeV muestra que una parte importante de la nueva distribución de F_E sobrepasa el nivel de sensibilidad que marcaba K para el gráfico CUSUMa. Es decir, hay una probabilidad no despreciable de que obtengamos valores durante el proceso de control de esta energía que hagan disminuir, o al menos no aumentar, el valor de C^- . En cambio esto no sucede para 6 y 12 MeV, ya que las gaussianas de las nuevas referencias están completamente separadas del valor K .

En los tres casos los eventos fuera de control tienen lugar en el gráfico C^- , lo que implica que existe una disminución en el valor medio de F_E y, como consecuencia, en el valor de $R_{50,\text{ion}}$. Esta disminución se puede cuantificar si aplicamos la ecuación (3.7)

Fecha	# Control	Causa	$\Delta R_{50,\text{ion}}^{\text{ref}}$ [cm]	# puntos fuera de control		
				C^+	C^-	r
<u>6 MeV</u>						
10/1995		primera referencia				0
05/1996	11	avería del control automático de frecuencias	-0.06		*	3
12/1997	71	desconocida	+0.01	*		7
07/2004	248	desconocida	+0.03	*		8
02/2005	275	desconocida			2	
08/2005	293	desconocida	+0.03	*		10
11/2006	344	inestabilidad del BM			2	
03/2007	359	fallo al tratar de cambiar la fuente del BM				1
05/2007	366	fallo al tratar de cambiar la fuente del BM			1	
05/2008	404	avería en el inyector			2	0
<u>12 MeV</u>						
10/1995		primera referencia				1
05/1996	11	avería del control automático de frecuencias	-0.14		*	63
07/2001	115	desconocida			3	
04/2002	138	ajuste del LINAC			1	
05/2002	142	revisión anual			3	
09/2003	181	inestabilidad del inyector				*
02/2004	200	avería del inyector	+0.11	*		3
04/2005	252	avería en el thyatron	+0.07	*		12
03/2007	318	fallo al tratar de cambiar la fuente del BM			2	
<u>18 MeV</u>						
10/1995		primera referencia				1
05/1996	11	avería del control automático de frecuencias	-0.08		*	30
05/1997	48	desconocida			2	
09/1998	67	desconocida			1	
02/2004	189	avería del inyector	+0.07	*		3
02/2006	270	desconocida	+0.04	*		6

Tabla 3.7. Eventos fuera de control ocurridos durante el funcionamiento del LINAC Mevatron KDS para los modos de 6, 12 y 18 MeV. Se detallan la fecha, la causa (si es conocida), el valor de $\Delta R_{50,\text{ion}}^{\text{ref}}$ si existe cambio de referencia y, en caso contrario, el número de puntos fuera de control para C^+ o C^- . El símbolo “*” indica la VCE en la que hay cambio en la referencia. Finalmente se da el número de puntos fuera de control en el gráfico de rango móvil (r) hasta que se fija una nueva referencia en el gráfico CUSUMa.

a la referencia del gráfico CUSUMa y a la nueva referencia. Actuando de esta manera se obtiene un cambio $\Delta R_{50,\text{ion}}^{\text{ref}} = -0.06, -0.14$ y -0.08 cm para los haces de electrones de 6, 12 y 18 MeV, respectivamente.

Que se produzca un cambio en el valor de $R_{50,\text{ion}}$ significa que algunas condiciones de funcionamiento del acelerador, tales como el rendimiento de la guía aceleradora, las corrientes del BM o el voltaje de la PFN, por enumerar algunas, pueden haberse modificado y están afectando al factor de calidad espectral de los electrones. La actuación del servicio técnico, si no hay una avería o después de realizar una reparación, consiste

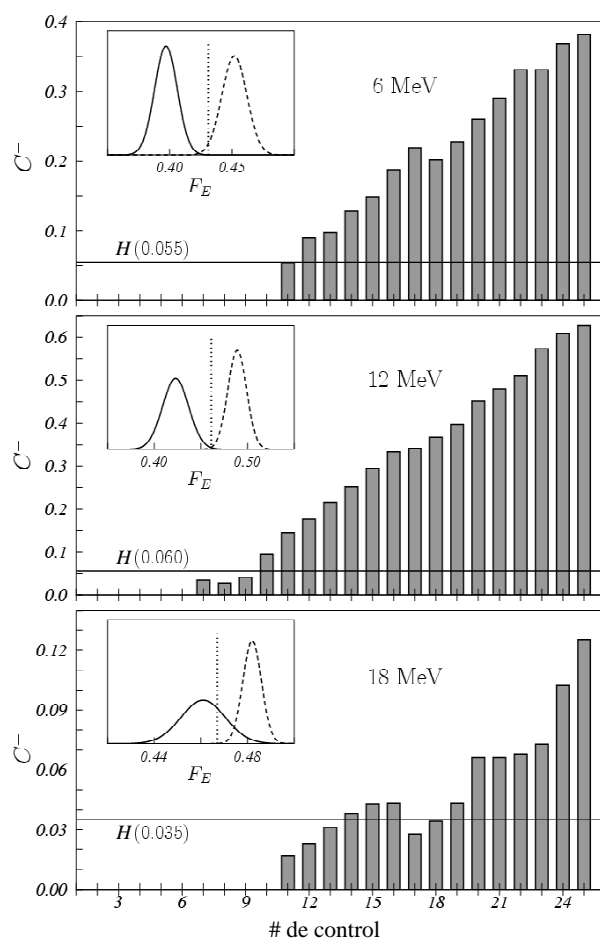


Figura 3.7. Gráficos CUSUMa de C^- para los 25 primeros controles posteriores al establecimiento de la primera referencia (periodo pre-control) para 6, 12 y 18 MeV. El valor de H se especifica entre paréntesis y está representado con una línea horizontal. En los insertos se muestran las distribuciones de F_E : la línea punteada corresponde a la referencia inicial, F_E^{ref} , y la continua a la nueva. La recta vertical representa el valor $F_E^{\text{ref}} - K$.

en volver a sintonizar todos los haces y comprobar que los parámetros de funcionamiento que pueden influir en la conformación del espectro del haz de los diferentes modos coinciden con los que se tenían inicialmente (en la puesta en marcha del acelerador). Establecer un valor similar al preexistente de $R_{50,\text{ion}}^{\text{ref}}$ variando los múltiples parámetros que afectan a la conformación energética de los haces se descarta por su dificultad, y más ante cambios leves de su valor. Ese es uno de los principales motivos por los que debe establecerse un nuevo valor de referencia para el control de F_E ; en definitiva, no siempre es posible eliminar por completo la causa asignable, sus efectos o consecuencias. Esto es asumible siempre que el cambio con respecto al valor $R_{50,\text{ion}}^{\text{ref}}$ no supere la tolerancia legal establecida (± 2 mm).

Existen situaciones en las que las situaciones fuera de control no se producen por un cambio en la referencia (ver figura 3.8). En estos casos, los puntos fuera de control dejan de estarlo o bien por un reinicio del gráfico o espontáneamente. El caso que se

representa en el panel superior de la figura corresponde a un periodo de inestabilidad del comportamiento del BM para el modo de 6 MeV. En un principio se trató de resolver con un ajuste de la tarjeta que controla su funcionamiento y, meses después, con dos intentos fallidos de cambiar la fuente del BM (en ambos casos se tuvo que dejar la fuente antigua porque las nuevas resultaban más inestables). Este proceso afectó también al modo de 12 MeV (ver tabla 3.7).

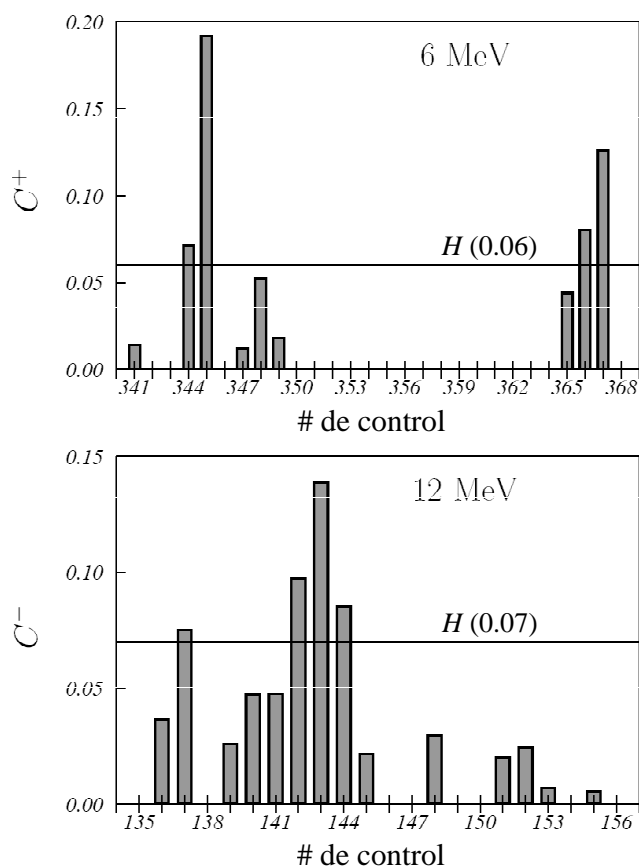


Figura 3.8. Dos ejemplos que muestran situaciones fuera de control para el gráfico CUSUMa sin cambiar la referencia. El panel superior corresponde a C^+ para el modo de 6 MeV, desde 11/2006 a 5/2007. El panel inferior representa a C^- para el modo de 12 MeV, desde 4/2002 al 11/2002

En el panel inferior de la misma figura se representan dos situaciones fuera de control para el modo de 12 MeV que tuvieron lugar en un corto periodo de tiempo. La primera (control #137) se debió a una mala sintonización de este modo, un error del servicio técnico que se pudo revertir. La segunda situación (control #142) ocurrió un mes después, tras una revisión anual del LINAC. En este caso es el propio funcionamiento del acelerador el que acaba revirtiendo a su punto de funcionamiento normal. Este comportamiento se observa en la forma de la caída que es suave, y no se requiere, por tanto, reiniciar el gráfico.

Se han encontrado otros puntos fuera de control en los que no se ha podido establecer ninguna causa y en los que la referencia de F_E no cambia (ver tabla 3.7). Existen

diferentes razones que pueden explicar este comportamiento: errores humanos en la medida, causas asignables desconocidas que se consiguen eliminar o que desaparecen, o que la medida corresponda a un valor en la cola de la distribución de F_E . Esta última razón es muy improbable si la variabilidad de F_E no ha cambiado sin cambiar su media, por lo que estaríamos ante una falsa alarma. Por otra parte, si la variabilidad ha aumentado debería confirmarse en el gráfico del rango móvil.

Es importante señalar que asignar una causa a un evento fuera de control no es fácil en un estudio de carácter retrospectivo como el que nos ocupa. Esto puede deberse a dos razones: o bien la situación pasó inadvertida para los métodos estadísticos de control que se utilizaban entonces (recordemos que la sensibilidad del cambio que se ha seleccionado para este estudio proviene del análisis de los datos de 14 años de funcionamiento, y en el origen de la serie histórica se desconocía) o bien pudo observarse pero no registrarse. En la tabla 3.7 solo se han especificado aquellas causas que estaban documentadas.

En la misma tabla se advierte que no existen muchas más situaciones fuera de control para el modo de 6 MeV, por tener un nivel de acción (0.05 cm) mucho menor que el de los modos de 12 y 18 MeV (0.12 cm). Además, el número de cambios en el valor de las referencias de $R_{50,ion}$ es parecido: cuatro para 6 MeV y tres para 12 y 18 MeV. Asimismo el valor absoluto del cambio es menor para 6 MeV, lo cual debe ser así porque, precisamente, el nivel de acción es menor. Si se hubiera fijado un nivel de acción para 6 MeV de 0.1 cm, más cercano al que tienen 12 y 18 MeV, el gráfico hubiera detectado el cambio del 05/1996 y, posteriormente, no se hubiera presentado un estado fuera de control hasta el 06/2005. Esto supone un periodo de nueve años con la VCE libre de situaciones fuera de control; es poco probable que en un periodo tan largo no aparezca ninguna causa asignable, algo poco razonable si se atiende al comportamiento de los otros dos modos. Además, de los 260 controles que se realizaron en ese periodo, solo se obtendrían 19 valores distintos de cero para C^+ y C^- , algo que en un gráfico bien construido es poco probable y síntoma de una situación de subcontrol. Efectivamente, la razón para este comportamiento es que si calculamos K con $\Delta R_{50,ion} = 0.1$ cm (ver ecuación (3.15)), su valor sería 4.2 veces σ_{F_E} , y tenemos una probabilidad menor de 10^{-4} de que la VCE sea distinta de cero, ya que los valores que se obtendrían en los controles difícilmente superarían los umbrales que fija K . Aunque desde el punto de vista clínico detectar cambios $\Delta R_{50,ion} = 0.05$ cm puede parecer demasiado restrictivo, desde el punto de vista del funcionamiento de este modo la selección del valor que se hizo de K está justificada.

3.2.4. Análisis de los gráficos de control de rango móvil

En la última columna de la tabla 3.7 se encuentran resumidos los estados fuera de control para el gráfico del rango móvil en los periodos en que la media es estable, es decir, hasta que es tomada una nueva referencia de F_E . En el modo de 6 MeV vemos que no se produjo ninguna situación fuera de control en el primer periodo (entre el 10/1995

y el 5/1996) y se produjeron tres en el siguiente. Es decir, puede haber situaciones en las que cambie la media pero no lo haga el rango y viceversa.

Especialmente llamativo es el segundo periodo de estabilidad de la media del modo de 12 MeV entre 5/1996 y 9/2003. En la figura 3.9 se representa el gráfico del rango móvil para este periodo y, como vemos, se detectan 63 situaciones fuera de control (55 puntos superiores al valor del LCS_R y 8 patrones). Podemos observar un periodo (controles # 136-146) en el que el rango toma valores entre 0.2 y 0.3 cm, si realizamos un promedio de este periodo el valor de la media del rango es de 0.262 cm. El cociente \bar{r}/d_n (que en este caso es un estimador del valor de $\sigma_{R_{50,ion}}$) toma el valor de 0.127 cm. Como consecuencia aumenta significativamente la incertidumbre de $R_{50,ion}$ con respecto a otros periodos que se observan en el mismo gráfico.

Hay que resaltar además que este periodo corresponde a la segunda de las situaciones fuera de control que se representan en el panel inferior de la figura 3.8. Si se incrementa la variabilidad, tal y como demuestra el gráfico de rango móvil, aumenta la probabilidad de que una medida de F_E caiga fuera de los límites $F_E^{ref} - K$ y, por tanto, es más probable obtener valores que contribuyan a aumentar los valores de C^- . Esto indica que los gráficos de control CUSUMa pueden dar lugar a falsas alarmas, en el sentido de que no es la media la que ha cambiado sino su variabilidad.

En definitiva, todo este análisis muestra la necesidad de monitorizar la variabilidad en el control estadístico del LINAC para una correcta interpretación de lo que ocurre con su funcionamiento, algo que no está contemplado en los protocolos actuales.

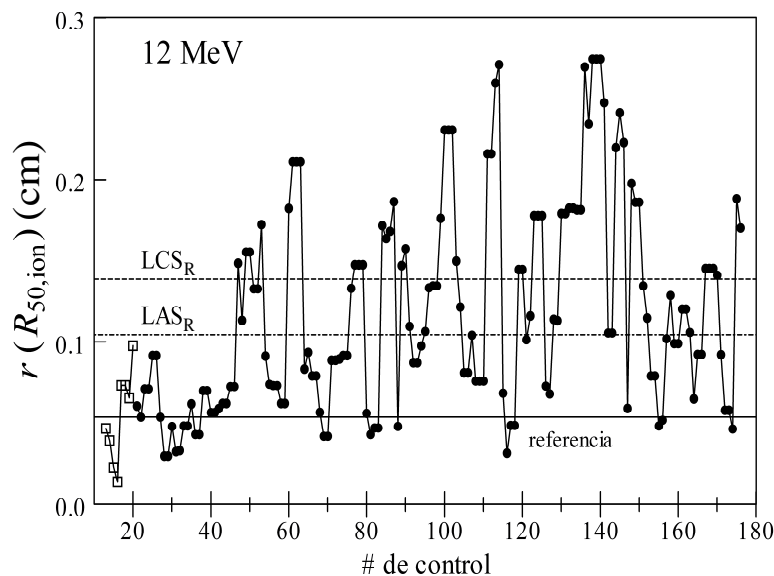


Figura 3.9. Gráfico de rango móvil para el modo de 12 MeV en el periodo del 12/1996 al 9/2003 en el que la media estaba en control. Los cuadrados corresponden al periodo pre-control que estableció la media del rango en 0.0541 cm (línea continua horizontal). Los valores del LCS_R (0.139 cm) y del LAS_R (0.1044 cm) se representan también con líneas horizontales a trazos, y a puntos y trazos respectivamente.

3.3. Correlación temporal de los datos

Toda la teoría presentada hasta ahora sobre el control estadístico de procesos parte de una premisa: la variable observada es independiente e idénticamente distribuida (iid). Esta característica conlleva que un elemento de la secuencia es independiente de los elementos que le precedieron.

Esta hipótesis estaba tan arraigada en la teoría del control estadístico de procesos, que hasta la década de los setenta no se justificó la necesidad de tener en cuenta la correlación temporal de los datos [Joh74, Vas78]; no hacerlo podía tener consecuencias indeseadas en la interpretación de los gráficos de control construidos con el enfoque clásico.

Particularmente importantes son los trabajos de Alwan y Roberts [Alw88a, Alw88b], que ponen en duda la posibilidad de distinguir entre causas comunes y causas especiales (o asignables) si la VCE no es iid y se aplican sobre ellas las técnicas tradicionales de control estadístico. Esto se debe a que la componente aleatoria de la variabilidad estaría enmascarada por la correlación temporal de los datos. Además, la existencia de esta correlación puede aumentar la frecuencia de las falsas alarmas y alterar la eficacia de los gráficos de control [Mar92, War92, Wie99]. Esto provoca un fenómeno ya conocido: en algunos casos la existencia de la correlación hace que el proceso nunca parezca estar en control si se usan las herramientas clásicas de control de calidad [Alw88a].

Una revisión sistemática de las investigaciones que se han desarrollado en las dos últimas décadas en este campo fue publicada recientemente [Peñ13]. En la misma se exponen las numerosas líneas de investigación que se abrieron al introducir el efecto de la autocorrelación de los datos en el control estadístico de procesos. En este trabajo seguimos la solución propuesta por Alwan y Roberts, cuyo fundamento es el análisis de la serie temporal a través de modelos ARIMA (*AutoRegresive Integrated Moving Average*), cuya base proviene del tratamiento que Box y Jenkins hacen de las series temporales [Box76]. Este método tiene la ventaja de que aplica el concepto de causa asignable a los residuos del ajuste, es decir, a la diferencia entre el valor de la observación experimental y la que proporciona el modelo, y permite utilizar sobre ellos los gráficos de control clásicos.

En esta sección se desgana cómo se realiza el modelado ARIMA de un proceso. Posteriormente se expone el método de Alwan y Roberts y sus conceptos fundamentales, y cómo se puede adaptar al proceso que estudiamos aquí. La finalidad no es otra que aplicar todo este sistema teórico a los datos de la VCE F_E , para los modos de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS, de manera que pueda valorarse la importancia que tiene la correlación temporal y su efecto en el control estadístico de nuestro proceso con respecto al enfoque clásico descrito con anterioridad.

3.3.1. Modelado ARIMA de una serie temporal

Una serie temporal es una sucesión de observaciones ordenadas cronológicamente en el tiempo, $\{y_t\}_{t=1}^T$, en la que cada una se considera una variable. Existen diferentes formas de tratar de predecir el valor de una observación a partir de sus valores pasados. El procedimiento que vamos a seguir es el de Box y Jenkins, que proponen la utilización de modelos ARIMA. Estos modelos requieren que el proceso analizado sea estocástico, lineal y estacionario. Si consideramos cada una de las observaciones como una variable aleatoria, un proceso es estacionario y estocástico si la función de distribución conjunta de una serie de $k + 1$ observaciones es invariante respecto a un desplazamiento en el tiempo:

$$F(y_t, y_{t+1}, \dots, y_{t+k}) = F(y_{t+h}, y_{t+1+h}, \dots, y_{t+k+h}), \quad (3.16)$$

donde t , k y h pueden tener cualesquiera valores. Para más información sobre la teoría que subyace tras estos modelos puede consultarse el texto de Peña [Peñ05].

Aquí se va a dar una explicación más práctica del modelado ARIMA de series temporales, utilizando como ejemplo los propios valores de F_E registrados en el control estadístico del modo de electrones de 6 MeV. Se adopta este enfoque porque el método que proponen Alwan y Roberts, que es el que vamos a considerar, ni hace hincapié en el tipo de modelo ARIMA que pueda encontrarse, ni requiere que dicho modelo sea el que mejor representa teóricamente el comportamiento de la serie; solo se necesita que el modelo se ajuste bien a los datos y, lo más importante, que los residuos que genera se comporten como una variable iid.

Las etapas para construir un modelo ARIMA de una serie temporal son tres: identificación, estimación y diagnosis. Todas las herramientas que se necesitan para ir cubriendo cada etapa se encuentran implementadas y automatizadas en el programa informático SPSS (versión 17.0) empleado en este estudio [SPS08]. A continuación se describen solo algunos de los conceptos más importantes para poder interpretar correctamente los resultados.

Un modelo ARIMA(p, d, q) se define como una composición de algunos de los tres modelos siguientes: un modelo autorregresivo de orden p , AR(p); un modelo de medias móviles de orden q , MA(q); y un modelo integrado de orden d , I(d). El significado de cada uno de estos modelos se irá explicando en lo que sigue.

El método para identificar la estructura ARIMA idónea parte de las funciones de autocorrelación simple (FAS) y parcial (FAP), ambas miden la relación estadística entre las observaciones de una serie temporal. La figura 3.10 es la representación de una FAS. En el eje de abscisas se muestra lo que se denomina retardo, l , que señala sobre qué dos variables se evalúa la correlación estadística. Así si $l = 1$ las dos variables serán (y_t, y_{t-1}) , si $l = 2$ el par de variables será (y_t, y_{t-2}) y así sucesivamente. El retardo es, por tanto, la distancia en t que existe entre las dos variables cuya correlación estadística se está determinando. En el eje de ordenadas se indica la significación estadística, ρ_l , de esta relación; se suele señalar con una línea horizontal a partir de qué valor se considera que la correlación es estadísticamente significativa. La diferencia fundamental entre la FAS y

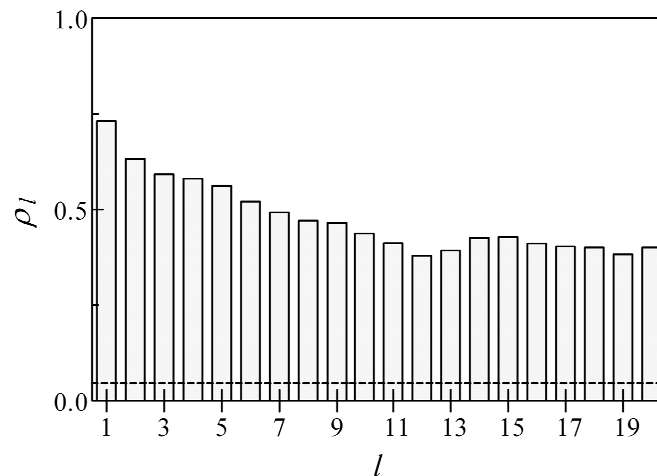


Figura 3.10. Correlograma simple con un patrón de serie no estacionaria de los valores F_E del modo 6 MeV. La línea horizontal, de valor 0.1, indica cuándo el coeficiente de autocorrelación simple es estadísticamente significativo.

la FAP, es que la FAP no considera la dependencia creada por los retardos intermedios que hay entre ambas, es decir, la FAP estudia la correlación entre los pares de las variables (y_t, y_{t-l}) directamente. En cambio la FAS sí tiene en cuenta esta dependencia. A efectos del proceso de identificación del modelo ARIMA, se debe comparar el valor y forma que estas dos funciones presentan para nuestra serie particular con los que describen distintos modelos teóricos. Si el comportamiento es análogo podemos asignar el correspondiente valor a p , d y q del modelo teórico que mejor describe nuestra serie.

En la etapa de identificación siempre se analiza en primer lugar el modelo integrado. Para entender mejor este modelo recurriremos al correlograma simple, FAS, de la figura 3.10 obtenido de los valores F_E del modo de funcionamiento de 6 MeV. La figura muestra un patrón que indica que la serie es no estacionaria: autocorrelaciones muy significativas estadísticamente, por encima del umbral de valor 0.1 fijado, y que no disminuyen con el retardo.

Cuando una serie temporal es no estacionaria, necesita de una transformación para conseguir que lo sea. Lo que se hace es crear una nueva serie $\{x_t\}_{t=1}^{T-1} = \{y_{t+1} - y_t\}_{t=1}^{T-1}$, es decir, se toman diferencias regulares entre las observaciones de la serie original. Si la serie resulta estacionaria, según el comportamiento del correlograma simple, pasaríamos al siguiente paso de la identificación (estimar p y q) y se asignaría a d el valor 1. Este es el caso de la serie de la figura 3.10, ya que la FAS de la serie diferenciada (panel A de la figura 3.11) no presenta el patrón de la figura 3.10. Pero si la nueva serie hubiera seguido mostrando un comportamiento no estacionario, se seguiría diferenciando d veces hasta que la serie resultante sea estacionaria. Para los modos de funcionamiento de 12 y 18 MeV se encuentra que también se necesita realizar una única diferenciación ($d = 1$) para cumplir la condición de estacionariedad.

Ahora que la serie es estacionaria y se ha hallado el índice d , se trabaja con la serie

diferenciada para encontrar los valores de p y q . En general un modelo $ARIMA(p, 1, q)$, como es el de los tres modos de energía analizados, se escribe de manera general como:

$$x_t = \phi_1 x_{t-1} + \phi_2 x_{t-2} + \dots + \phi_p x_{t-p} + a_t - \theta_1 a_{t-1} - \theta_2 a_{t-2} - \dots - \theta_q a_{t-q}, \quad (3.17)$$

donde ϕ_p son los parámetros del ajuste autorregresivo de orden p , que relacionan las observaciones pasadas con las nuevas; a_t representa un proceso de ruido blanco conocido como innovación, que describe la componente aleatoria del proceso en el instante t ; y finalmente, θ_q son los parámetros del ajuste de media móvil de orden q , que relacionan los términos de la componente aleatoria de periodos pasados con la observación actual. La ecuación (3.17) indica que la observación actual, x_t , se expresa como combinación lineal de una media ponderada de observaciones e innovaciones pasadas.

De nuevo, para encontrar los valores de p y q , se representan los correlogramas de la serie diferenciada, funciones FAS y FAP, y se identifica la estructura comparándolas con las que describen funciones teóricas de diferentes procesos [Peñ05], a fin de decidir si existen un modelo autorregresivo y un modelo de media móvil, y averiguar los valores de p y q . En la figura 3.11, paneles A y B, se representan los correlogramas simple (FAS) y parcial (FAP) para el modo de 6 MeV un vez diferenciada la serie original. Se puede observar que en el correlograma simple la correlación es significativa hasta segundo orden ($l = 2$), mientras que en el caso del correlograma parcial esto ocurre hasta cuarto orden ($l = 4$) y, posteriormente, para retardos mayores ($l = 12$ y $l = 13$).

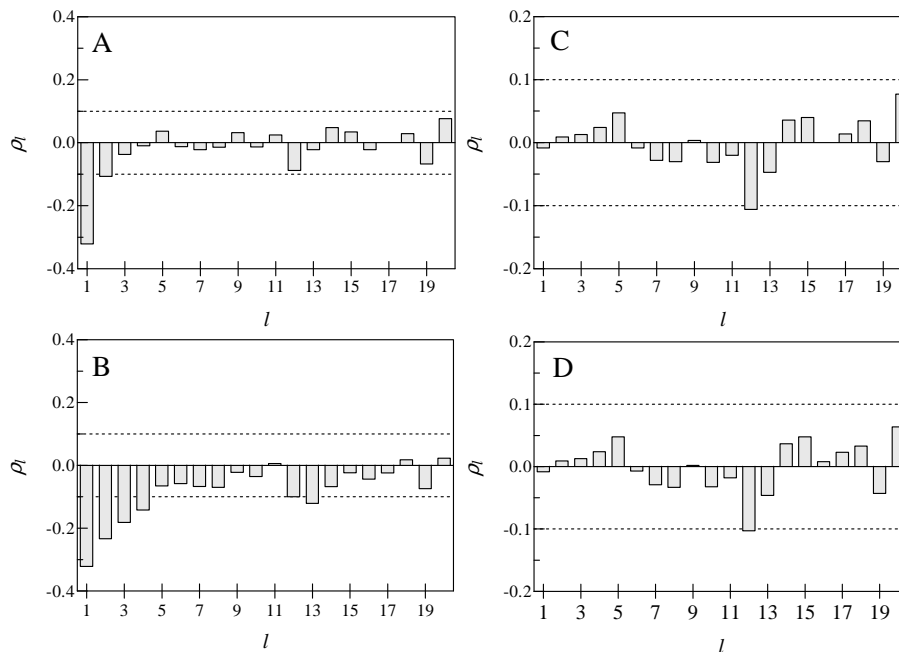


Figura 3.11. Correlogramas simples en modo de funcionamiento de 6 MeV para la serie diferenciada (panel A) y los residuos (panel C), y correlogramas parciales para la serie diferenciada (panel B) y los residuos (panel D). Las líneas horizontales de trazos, en ± 0.1 , muestran cuándo una correlación comienza a considerarse estadísticamente significativa.

Modo	ARIMA(p, d, q)	Parámetros	\bar{e}	σ_e	p_{K-S}
6 MeV	(1,1,1)	$\phi_1 = 0.40(20)$ $\theta_1 = 0.87(14)$	-0.002	0.019	0.617
12 MeV	(0,1,1)	$\theta_1 = 0.71(14)$	-0.003	0.022	0.512
18 MeV	(0,1,3)	$\theta_1 = 0.68(16)$ $\theta_3 = 0.17(16)$	-0.0004	0.014	0.610

Tabla 3.8. Parámetros del ajuste ARIMA(p, d, q) para los modos de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS. El valor entre paréntesis es la incertidumbre del parámetro con un factor de cobertura $k = 2$. \bar{e}_t es la media de los residuos y σ_e el valor de su desviación típica. p_{K-S} es el valor del test de normalidad de Kolmogorov-Smirnov.

En la etapa de identificación puede ocurrir, sin embargo, que varios modelos teóricos tengan correlogramas que se asemejen a los que ha arrojado la serie analizada, y surge así la duda de cuál seleccionar. De este hecho se ocupa la siguiente etapa, que es la de estimación. Para ello los diferentes modelos se evalúan con un conjunto de contrastes, lo que permite establecer una ponderación de los resultados y escoger el más adecuado [Peñ81].

En la tabla 3.8 puede verse un resumen de los valores obtenidos con SPSS para el ajuste ARIMA(p, d, q) en los tres modos de haces de electrones del acelerador Mevatron KDS. El modo de 6 MeV es el único que tiene una componente autorregresiva $\phi = 1$, pero sigue siendo la componente de media móvil la que tiene mayor peso dentro del modelo, ya que el valor del parámetro θ_1 es mayor que el de ϕ_1 . Los modos de 12 MeV y 18 MeV solo presentan componente de media móvil con $q = 1$ y $q = 3$, respectivamente. Esto significa que, en 18 MeV, la variable actual tendrá una dependencia de los tres valores inmediatamente anteriores en la serie diferenciada; aunque solo dos de los tres coeficientes, θ_1 y θ_3 , son distintos de cero.

Finalmente, en la etapa de diagnosis, se verifica que los residuos, e_t , responden a un proceso de ruido blanco, es decir, son variables iid distribuidas normalmente con media cero. Este diagnóstico se lleva a cabo comprobando que los correlogramas de los residuos no presentan valores significativos y aplicándoles algún test de normalidad. En nuestro caso el test de elección es el de Kolmogorov-Smirnov [Fro79].

En la tabla 3.8 se aprecia que la media de los residuos proporcionados por el programa SPSS, \bar{e} , es prácticamente cero para los tres modos de funcionamiento. Asimismo la distribución de los residuos supera el test de normalidad de Kolmogorov-Smirnov, al ser el resultado de la prueba mayor que 0.05 (última columna de la tabla). Los paneles C y D de la figura 3.11 muestran los correlogramas simples y parciales de los residuos del ajuste ARIMA del modo de 6 MeV. Ninguna de las correlaciones tiene un valor estadísticamente significativo para órdenes bajos, con la excepción de la correspondiente al retardo 12, lo que indica ausencia de autocorrelación. El análisis de los correlogramas de los residuos de 12 y 18 MeV arroja resultados idénticos. Con todo estos datos se

puede afirmar que los residuos para los tres modos de funcionamiento son variables iid, distribuidas normalmente con media cero.

Finalmente, de acuerdo con la ecuación (3.7), los valores de σ_e nos dan una estimación de la variabilidad de $R_{50,ion}$, y resultan ser 0.025, 0.053 y 0.050 cm para los modos de 6, 12 y 18 MeV, respectivamente. Estos resultados son muy parecidos a los que se obtuvieron en el análisis descrito en la sección 3.1.3, ligeramente inferiores para 12 y 18 MeV. Es decir, que un análisis estadístico simple por periodos anuales de funcionamiento arroja unos niveles de acción parecidos a un análisis de los residuos de los ajustes ARIMA de la serie temporal, este último análisis no podría haberse realizado si no se hubiera tenido en cuenta la correlación temporal de los datos, en ese caso el análisis por periodos es el indicado.

3.3.2. Propuesta de Alwan y Roberts

Alwan y Roberts establecieron que si se obtiene un modelo ARIMA que ajuste correctamente los datos, sustrayendo la autocorrelación temporal de las observaciones, y tal que los residuos no presenten dependencia temporal alguna, entonces se puede usar la información que genera el ajuste para crear dos gráficos de control [Alw88a]:

1. El diagrama de causas comunes, que representa la componente sistemática de la serie a través de los valores ajustados del modelo. El gráfico resultante no tiene límites de control preestablecidos, es el usuario quien define los requisitos mínimos del proceso y decide si el progreso temporal de los controles es o no el adecuado; a fin de realizar una actuación en caso necesario. El diagrama es una guía que busca comprender mejor el funcionamiento y la evolución natural del proceso.
2. El diagrama de causas especiales, que representa la componente aleatoria del proceso, expresada mediante los residuos del modelo. Equivale a los gráficos de control tradicionales, pero sin el peligro de que se confundan causas especiales con causas comunes debido a que se ha eliminado la autocorrelación temporal en los datos.

Este método añade un matiz al paradigma clásico del control estadístico de procesos, ya que pasa del control de una observación simple al de una serie de observaciones. Un evento aislado no tiene sentido y debe considerarse el conjunto completo de observaciones. Ahora, de la simple aleatoriedad de las observaciones, provocada por las causas comunes, se pasa a un proceso donde la observación proviene de una evolución temporal natural y una componente aleatoria, que se pueden caracterizar mediante el ajuste ARIMA y sus residuos, respectivamente [Alw88a].

El diagrama de causas comunes deja en manos del personal que realiza el control la elección del momento más conveniente para realizar alguna acción correctiva sobre las

causas comunes, de modo que se devuelva el valor de la VCE a un valor que se considere óptimo. Esta decisión no es tomada en función de un nivel de confianza estadístico, sino de un conocimiento del proceso y de los costes de la acción correctiva. El concepto de un estado en control se vuelve más amplio, pero encaja perfectamente con la definición que Shewhart da del mismo y que se explicitó en el capítulo 1.

Para nuestra serie histórica de datos de los tres modos de funcionamiento de haces de electrones, 6, 12 y 18 MeV, consideramos tres modelos ARIMA, indicados en la tabla 3.8. La serie histórica usada en este caso corresponde a los valores de F_E que se utilizaron para el enfoque clásico, descrito en la sección anterior, más un conjunto previo de valores de F_E correspondientes al periodo previo al uso clínico del LINAC; de esta forma se tiene un registro histórico con un número mayor de datos, lo que hace que el modelo ARIMA sea más representativo. Con los valores del ajuste del modelo construimos un diagrama de control de causas comunes. Por otra parte, a los residuos les aplicamos dos gráficos de control, el Shewhart y el CUSUMa. En el gráfico Shewhart, el valor de la variabilidad de las ecuaciones (3.10a) y (3.10b), \bar{r}/d_n , es sustituido por la variabilidad de los residuos, σ_e , que se calcula excluyendo los puntos fuera de control [War92]. El valor central, u objetivo del gráfico, debe ser aproximadamente cero.

Para el gráfico CUSUMa se escoge un valor de margen u holgura, $K = \sigma_e/2$, para detectar cambios del orden de la variabilidad de los residuos, y un límite de control superior $H = 4.1\sigma_e$ (ecuación (3.13)). El valor 4.1 se elige para que tanto el gráfico Shewhart como el CUSUMa tengan un nivel de probabilidad de falsas alarmas parecido, de forma que se pueda comparar la eficacia de ambos gráficos de control [Mon09, Nat14]. A este valor se llegó mediante simulaciones MC de la distribución de residuos de los modelos ARIMA, aumentando el valor de la constante y calculando la probabilidad de falsas alarmas generadas en ambos gráficos hasta conseguir que ambas se igualaran.

3.3.3. Análisis del gráfico de control de causas comunes

En la figura 3.12 se puede ver el diagrama de control de causas comunes para los tres modos de energía de haces de electrones estudiados. Junto a los valores ajustados, que son los que conforman el gráfico de control, están los datos medidos (línea azul); se puede apreciar que el ajuste del modelo ARIMA sigue un comportamiento análogo al de los valores experimentales.

En los tres gráficos se aprecia que inicialmente todos los valores de F_E estaban en torno a 0.5; este valor era el esperado según la definición de las profundidades R_a y R_b . Sin embargo, en la evolución natural del proceso, el valor de F_E desciende para los tres modos de funcionamiento al poco tiempo de iniciado el uso clínico del LINAC. Esto supone una variación de la energía media del espectro hacía valores más bajos, que se traduce en un menor valor de $R_{50,ion}$. Mientras que para 6 y 12 MeV el declive de la curva es más abrupto, para 18 MeV es más suave.

Después del cambio en F_E los tres modelos parecen entrar en un periodo más estable, en el que no hay ningún otro proceso de cambio importante en el valor de F_E ,

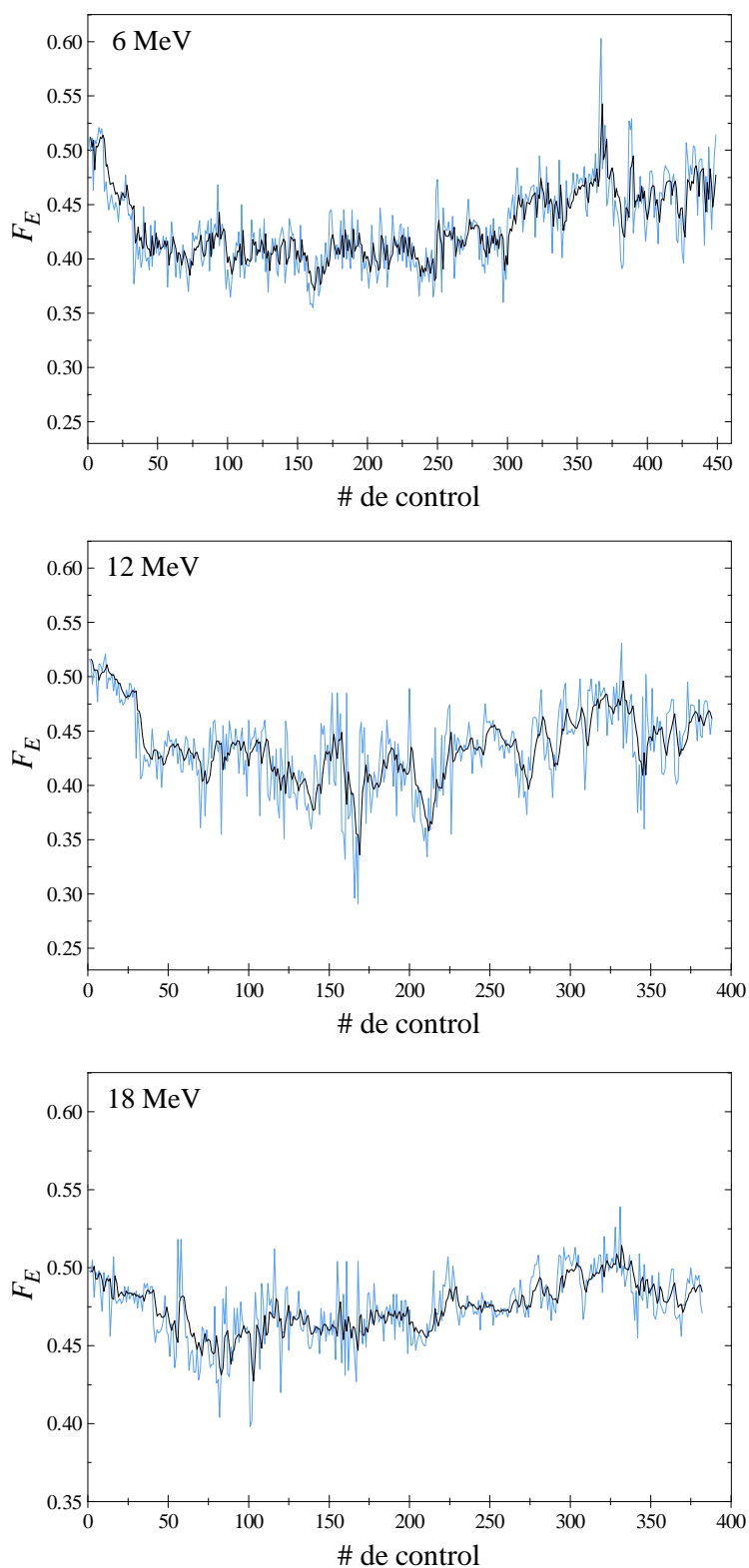


Figura 3.12. Diagrama de control de causas comunes para 6, 12 y 18 MeV (línea negra) para la VCE F_E . Se representa también la medida real de F_E (línea azul).

aunque sí oscilaciones en torno al valor medio. En el caso de 12 MeV algunas de estas variaciones relativas (20 %) son mucho más amplias que las que presentan los otros dos modos (8 %), lo que indica que el cambio en la variabilidad natural de este modo es mucho mayor que el que exhiben las otras dos energías. Esto podría explicar el porqué de tantas situaciones fuera de control, hasta 63, del gráfico del rango de la figura 3.9. Aquellas situaciones que se podrían achacar a causas especiales y que parecían actuar sobre la variabilidad de la energía del haz de 12 MeV, no son sino una expresión del cambio en la variabilidad que introducen las causas comunes del funcionamiento de este modo.

Por último, a partir de cierta observación (250, 225 y 200 para 6, 12 y 18 MeV respectivamente) existe una tendencia casi lineal por la que el valor de F_E comienza a aumentar de nuevo hasta valores más cercanos a 0.5. Posteriormente, y casi al final del seguimiento histórico de los datos, se produce un ligero descenso en el valor de F_E para los tres modos.

Si se examinan los cambios de las referencias, indicadas en la tabla 3.7 ($\Delta R_{50,\text{ion}}$), se observa la misma evolución que hemos obtenido aquí: descenso brusco del valor de $R_{50,\text{ion}}$ para luego ir recuperándose. Mientras que la caída abrupta sí parece estar provocada por una causa especial, como comprobaremos en el análisis posterior del diagrama de control de causas especiales, la estabilidad y posterior aumento progresivo del valor de $R_{50,\text{ion}}$ se manifiestan como parte de la progresión natural en la generación del espectro energético, como simple consecuencia del funcionamiento de la unidad sin que opere causa especial alguna sobre el proceso.

3.3.4. Análisis del gráfico de control de causas especiales

En la figura 3.13 se muestran los gráficos de control de causas especiales, Shewhart y CUSUMa, para el modo de 12 MeV, que se aplican sobre los residuos del ajuste ARIMA. En el panel A se representan directamente los valores de los residuos en un gráfico Shewhart. Su comportamiento se puede comparar con el del ruido blanco: la variable oscila alrededor del valor cero al principio con unas oscilaciones algo menores en amplitud que para el resto de la serie.

En el diagrama de causas comunes para 12 MeV (figura 3.12) se presentaba una caída abrupta alrededor de la observación 25. Los residuos del gráfico Shewhart (panel A) sufren en ese mismo instante una disminución repentina hacia valores más negativos, hasta casi sobrepasar el LCI_s; luego están durante un tiempo por debajo del valor central y al final recuperan el comportamiento de ruido blanco. El gráfico de la VCE C^+ casi no nota esta situación; así debe ser, ya que los residuos tienen valores altos negativos porque los valores del ajuste tienden a mantenerse en el comportamiento que fija el modelo ARIMA(0, 1, 1), que es más suave que la caída real de los datos. Dicho de otra forma, los valores del ajuste son incapaces de seguir una caída tan rápida del valor de F_E porque no es característica del modelo de correlaciones que se seguía hasta ese momento. Hay que señalar que el modelo acaba por absorber este comportamiento

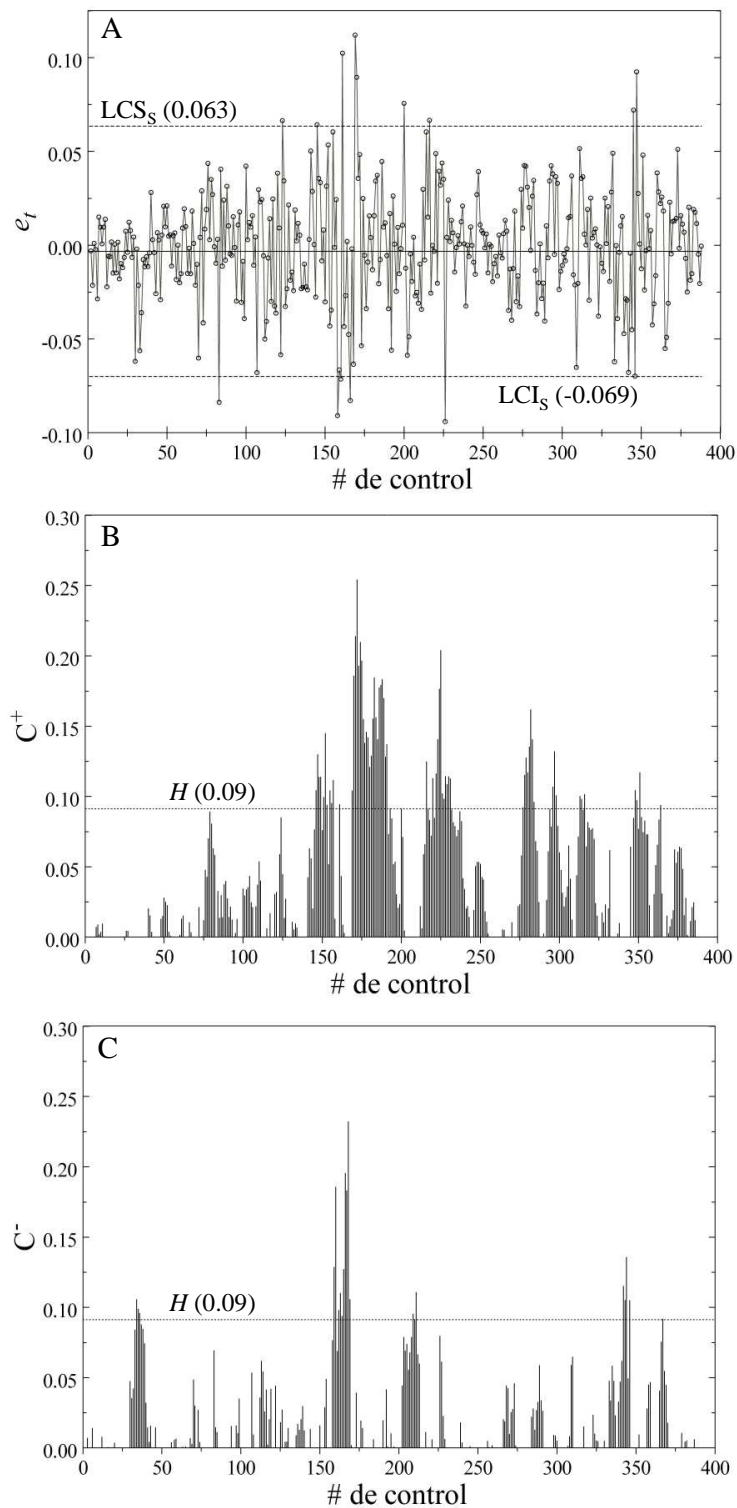


Figura 3.13. Diagramas de control de causas especiales para el modo de 12 MeV aplicado a los residuos e_t del modelo ARIMA(0,1,1). En el panel A se representa el diagrama Shewhart, las líneas horizontales de trazos son el $LCS_S = 0.063$ y el $LCI_S = -0.069$, la línea continua es $\bar{e} = -0.003$. En los paneles B y C se representan los gráficos CUSUMa para las variables C^+ y C^- respectivamente, con el límite de control, $H = 0.09$, dibujado en línea a trazos.

porque el valor de F_E se estabiliza y vuelve a comportarse como fija el modelo ARIMA. Finalmente, el diagrama CUSUMa de la variable C^- detecta una situación fuera de control en ese instante. Resumiendo, un comportamiento que parecía anormal en el diagrama de causas comunes se certifica como una situación fuera de control por los gráficos de control de causas especiales, aunque solo uno de los dos gráficos propuestos ha sido capaz de señalarlo como tal.

En la tabla 3.9 se encuentran resumidas todas las situaciones fuera de control que detectan los diferentes gráficos de control de causas especiales, Shewhart y CUSUMa, para 6, 12 y 18 MeV. En la tabla también aparece el cambio que se produce en $\Delta R_{50,ion}$ una vez sustraída la componente autocorrelacionada, es decir, el residuo. Este valor se puede interpretar como la variación que se produce en $R_{50,ion}$ debida a la acción de la causa especial que ha provocado la situación fuera de control, que se especifica en la última columna de la tabla si es conocida. Se aprecia que el rango de variabilidad oscila desde unas pocas centésimas de milímetro, para el modo de 6 MeV, hasta variaciones más allá de la tolerancia legal de ± 0.2 cm que aparecen en dos situaciones tanto para 12 MeV como para 18 MeV; estos cambios son momentáneos y no persisten en el tiempo.

Los resultados de esta tabla señalan que los dos gráficos de control de causas especiales escogidos no siempre identifican simultáneamente la causa especial. Para el modo de 6 MeV existen 9 situaciones fuera de control de las que 6 son coincidentes en ambos gráficos; todas las situaciones son detectadas por el gráfico CUSUMa. Para el haz de electrones de 12 MeV los estados fuera de control son 20, y así, es este el modo que más situaciones de este tipo genera; de ellas 9 se detectan simultáneamente en ambos gráficos. El gráfico CUSUMa detecta 17 puntos fuera de control. Finalmente, para el modo de 18 MeV se detectan 14 eventos fuera de control, de los que solamente 3 son concurrentes en los dos gráficos. En esta ocasión es el gráfico Shewhart, con 9 eventos, el que más puntos fuera de control encuentra. Estos resultados muestran la utilidad de trabajar con dos gráficos de control de causas especiales diferentes. En general el gráfico Shewhart responde mejor a situaciones aisladas y cambios bruscos, y el CUSUMa es más eficaz para cambios pequeños y continuados en el tiempo. Esto queda reflejado en las tablas: un análisis del valor de $\Delta R_{50,ion}$ muestra que, a partir de cierto umbral inferior de cambio en $R_{50,ion}$, el gráfico Shewhart no es capaz de detectar el evento fuera de control. Este comportamiento debe ser así porque los LCS y LCI son $3\sigma_e$ para el gráfico Shewhart, mientras que para el gráfico CUSUMa se eligió $H = 4.1\sigma_e$ pero con un valor bajo de $K = \sigma_e/2$.

Por último, en la tabla 3.9 también hay una comparación con el enfoque clásico del control estadístico de procesos. En la columna "E.C." se señalan aquellos eventos fuera de control detectados por alguno de los gráficos de causas especiales y que también se detectaron con el enfoque clásico descrito en la sección 3.2.4. En total son 6, 7 y 1 las situaciones comunes para los modos 6, 12 y 18 MeV, respectivamente, que se habían detectado en el enfoque clásico (ver tabla 3.7) de un total de 9, 8 y 5. Es difícil asegurar a qué se deben las diferencias entre ambos enfoques, por el carácter retrospectivo del estudio, y cuántas de esas diferencias pueden ser falsas alarmas, debido a que muchas causas son desconocidas. Lo que los resultados sí muestran es que, teniendo en cuenta

Fecha	e_t	C^\pm	$\Delta R_{50,ion}$ [cm]	E.C.	Causa
<u>6 MeV</u>					
11/1995		✓	-0.02		avería del thyatron
05/1996	✓	✓	-0.08	✓	avería del control automático de frecuencias
01/2004	✓	✓	+0.09		avería del thyatron
05/2005		✓	+0.02		controlador de la planitud y simetría
11/2006	✓	✓	+0.10	✓	inestabilidad del BM
12/2006	✓	✓	-0.07	✓	inestabilidad del BM
03/2007		✓	-0.02	✓	fallo al tratar de cambiar la fuente del BM
05/2007	✓	✓	+0.10	✓	fallo al tratar de cambiar la fuente del BM
05/2008	✓	✓	+0.07	✓	avería del inyector
<u>12 MeV</u>					
05/1996		✓	-0.05	✓	avería del control automático de frecuencias
09/1997	✓		-0.18		desconocida
11/2000	✓		+0.14		avería en el thyatron
09/2001	✓	✓	+0.14		revisión anual
01/2002		✓	+0.02		revisión anual
03/2002	✓	✓	-0.19		avería en el circulador
04/2002	✓	✓	+0.22	✓	ajuste del LINAC
05/2002	✓	✓	-0.18	✓	revisión anual
07/2002	✓	✓	+0.24		avería del control automático de frecuencias
07/2003	✓		+0.16		controlador de la planitud y simetría
09/2003		✓	-0.04	✓	inestabilidad en el inyector
11/2003	✓	✓	+0.14		avería del thyatron
02/2004	✓	✓	-0.20	✓	avería del inyector
04/2005		✓	+0.02	✓	avería del thyatron
10/2005		✓	+0.02		desconocida
05/2006		✓	+0.03		inestabilidad del BM
03/2007	✓	✓	+0.15	✓	fallo al tratar de cambiar la fuente del BM
05/2007	✓	✓	+0.19		fallo al tratar de cambiar la fuente del BM
01/2008		✓	+0.03		desconocida
02/2008		✓	-0.02		desconocida
<u>18 MeV</u>					
10/1996	✓	✓	+0.24		desconocida
01/1997		✓	-0.05		controlador del klystron
08/1997		✓	-0.07		desconocida
09/1997	✓	✓	+0.16		desconocida
11/1998	✓		-0.21		avería en la tarjeta de la consola
01/1999		✓	-0.03		desconocida
10/1999	✓	✓	+0.15		avería en la fuente de alimentación de la consola
04/2000	✓		+0.16		desconocida
07/2000	✓		-0.17		avería del inyector
04/2002	✓		+0.17		desconocida
06/2002	✓		+0.16		avería del thyatron
09/2002	✓		+0.20		revisión anual
02/2004		✓	+0.03	✓	avería del inyector
05/2007		✓	-0.03		fallo al tratar de cambiar la fuente del BM

Tabla 3.9. Eventos fuera de control durante el funcionamiento del LINAC Mevatron KDS para los modos de 6, 12 y 18 MeV. Se detallan la fecha, qué diagrama de control de causas especiales lo detecta, Shewhart (e_t) o CUSUMa (C^\pm), la variación en $\Delta R_{50,ion}$, si el enfoque clásico (E.C.) del control de procesos es capaz de detectar también esa situación fuera de control y la causa, si es conocida.

la correlación de los datos, se detectan más circunstancias fuera de control que con el enfoque clásico.

3.4. Recapitulación

Es importante establecer una adecuada correlación entre la variable de referencia que caracteriza el espectro de un haz de electrones, R_{50} , y la variable de seguimiento estadístico, F_E . Esta correlación es especialmente importante por dos motivos: permite interpretar correctamente los resultados del control estadístico, señalando qué cambios o situaciones son más importantes, y nos permite fijar unos niveles de acción adecuados. Estos niveles no tienen por qué ser los mismos para todos los modos de funcionamiento del acelerador y deben basarse en criterios puramente estadísticos. La etapa más adecuada para establecer la correlación es el *commissioning* del LINAC, que no debe ser solo un periodo para caracterizar los haces, sino también el momento para establecer las bases del posterior control estadístico de los diferentes procesos que se quieran monitorizar.

Como complemento a esta correlación, es necesario realizar un estudio de la incertidumbre de los métodos de medida de R_{50} y F_E para caracterizar correctamente sus valores; además, en el caso de F_E , esta incertidumbre puede tener influencia en los límites de control de los gráficos. Se observa que en la medida de R_{50} en un maniquí de agua se tiene una apreciable fuente de incertidumbre, que está en torno a 0.05 cm, en la elección del dispositivo de medida, para todos los modos de funcionamiento; aunque existe la posibilidad de eliminarla usando siempre el mismo detector. Sí es necesario, en cambio, evaluar en todo caso la incertidumbre debida a la realización de las medidas por diferentes observadores, ya que su valor no es despreciable.

El método de medida de F_E en láminas de RW3 tiene una incertidumbre que proviene, sobre todo, de la colocación de la cámara en la profundidad cercana a $R_{50,ion}$ y del ajuste de la SSD requerida.

El uso de los gráficos CUSUM es útil para monitorizar la evolución del valor de la media de $R_{50,ion}$ y detectar cambios pequeños, provocados, en general, por averías de elementos que afectan al espectro de electrones que incide en el maniquí. Es necesario monitorizar la variabilidad del valor de F_E con el objetivo de interpretar correctamente qué es lo que le está sucediendo exactamente en la generación del haz. Sin embargo, esta variabilidad puede estar afectada por la autocorrelación de los datos en el tiempo, lo que puede limitar un acertado análisis de lo que está sucediendo en el proceso. Se hace necesario adaptar el control estadístico de procesos a este contexto. El método de Alwan y Roberts, que parte del análisis de series temporales mediante modelos ARIMA, se descubre como una opción atractiva para ello, ya que el proceso a seguir es rápido y no requiere de soluciones sofisticadas [War94]. Uno de los motivos es que introduce un nuevo gráfico de control, el de causas comunes, que muestra la evolución temporal de la VCE y permite decidir cuándo actuar sobre ella. Esta decisión estará basada en

los conocimientos que tengamos sobre la propia evolución de $R_{50,ion}$, y los costes y la dificultad de la actuación. Esta forma de proceder es muy parecida a la que, de manera natural, se realiza en muchos servicios donde los métodos de control estadístico de procesos no están implantados, lo que los hace más reconocibles y manejables a nuevos ojos para su puesta en marcha.

El gráfico de control de causas especiales, segundo de los gráficos que definen Alwan y Roberts, se construye de manera análoga a los del enfoque clásico pero aplicado sobre los residuos del ajuste ARIMA. Este es el gráfico que nos indica cuándo está actuando una causa ajena a la evolución natural de proceso. Los resultados muestran que es más eficiente que los gráficos de control construidos desde el enfoque clásico, y que una mezcla de dos gráficos de control, Shewhart y CUSUMa, resulta interesante ya que están diseñados para detectar cambios de naturaleza diferente.

Se puede concluir que, para realizar un buen control de calidad sobre el índice de calidad espectral de los haces de electrones, es necesario caracterizar la variabilidad de ese índice.

Finalmente cabe señalar que los métodos expuestos en este capítulo son extrapolables a otros parámetros que se deben controlar en el ámbito de la radioterapia. El procedimiento aquí descrito supone una modificación del paradigma hacia métodos más científicos que, aunque requieren de un esfuerzo mayor de recursos y conocimientos, ayudan y simplifican la toma de decisiones cuando se presentan situaciones anómalas en el quehacer diario de los profesionales.

Capítulo 4

*Uso de dispositivos de control frecuente de
estabilidad para la verificación de la calidad
espectral*

Para el control de calidad de un LINAC existen en la actualidad un número considerable de dispositivos que integran múltiples detectores en el seno de maniqués, que permiten, con una sola medida, disponer de suficientes datos para trazar perfiles de dosis, obtener un parámetro de estabilidad de la tasa o del espectro energético, etc. No obstante, la correlación entre los datos que suministran estos dispositivos con la magnitud de referencia que se quiere monitorizar es usualmente desconocida. Se ha indicado que es necesario conocer la incertidumbre, repetibilidad y precisión de estos instrumentos, así como la obligación de controlar la estabilidad en su funcionamiento [Kle09]; sin embargo, nada se menciona sobre el requisito de establecer una adecuada correspondencia entre el control frecuente de estabilidad y el obtenido en condiciones de referencia. Esta correlación puede no ser inmediata, a veces debido a la variedad de diseños que integran maniquí y detectores, lo que impide fijar pautas generales en los protocolos; otras por la dificultad de obtener información del fabricante sobre el dispositivo, lo que convierte el proceso de medida en una suerte de caja negra para el usuario.

En el capítulo precedente se indicaba que la correlación entre la VCE y el valor de R_{50} provenía de una equivalencia entre el maniquí de agua sólida y el maniquí de agua donde se realizaban las medidas en condiciones de referencia, más concretamente entre sus curvas PDI. Se concluyó que si esa correlación no era establecida adecuadamente, la importancia de una variación en el valor de la VCE no puede ser establecida, al carecer de significado en términos del valor de R_{50} . Ahora se trata de trasladar ese paradigma a dispositivos de control frecuente de estabilidad, donde los valores obtenidos para el control de la calidad energética de haces de electrones no pueden correlacionarse de manera tan directa con el parámetro de referencia.

Con el fin de conseguir este objetivo se propone provocar cambios controlados en el valor de R_{50} , en un rango de valores suficientemente amplio, para que se expresen en la medida del parámetro de estabilidad energética que proporciona el dispositivo de control frecuente de estabilidad. En el capítulo 2 ya se propuso un método para variar el valor de R_{50} mediante modificaciones en el valor de la I_{BM} y obtener así un modelo del espectro intrínseco de salida de un haz de electrones. En el presente capítulo se usará ese mismo método para correlacionar las variaciones en la magnitud R_{50} con los cambios que se producen en las variables que monitorizan la estabilidad energética de un haz de electrones en el dispositivo de control frecuente StarTrack (ST), fabricado por Iba Dosimetry. Este procedimiento ha sido aplicado a todos los haces de electrones, de energía nominal 6, 9, 12, 15, 18 y 21 MeV, generados por un acelerador Artiste de Siemens. Finalmente se aplicará este método de correlación a la serie histórica de datos registrada para estos modos, de julio de 2010 a julio de 2012, para comprobar su correcto funcionamiento.

El contenido de este capítulo ha sido publicado en parte en [Veg14].

4.1. El dispositivo StarTrack

El dispositivo StarTrack, que se muestra en el panel A de la figura 4.1, está constituido por una malla de cámaras de ionización cilíndricas abiertas situadas en las posiciones que se indican en el panel B de la misma figura. Dos hileras de cámaras están dispuestas a lo largo de los dos ejes principales (cuadrados negros en el panel B de la figura 4.1) y otras dos a lo largo de las diagonales (cuadrados azules). Existen otras cuatro hileras de cámaras, paralelas a uno de los ejes principales, a ± 5 y ± 10 cm de dicho eje (cuadrados grises). Además se sitúan cámaras adicionales en la intersec-

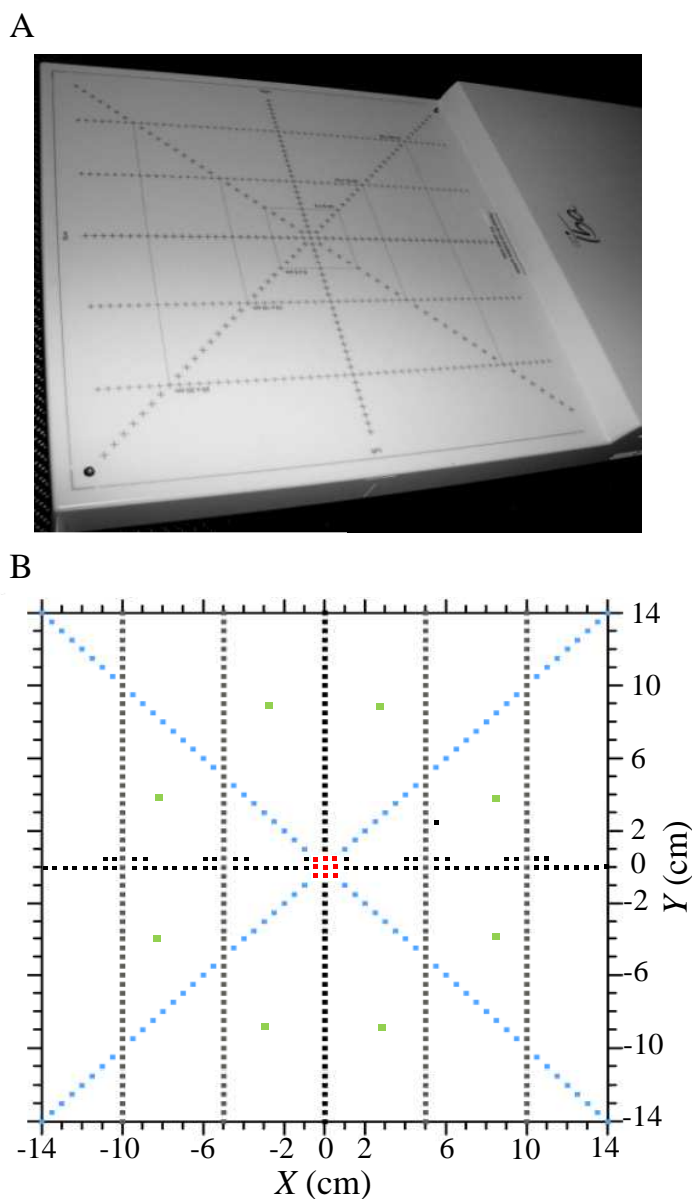


Figura 4.1. (A) Fotografía del dispositivo StarTrack de Iba Dosimetry. (B) Esquema de la malla de cámaras de ionización del dispositivo StarTrack.

ción de estas hileras con el otro eje principal, también representadas con cuadrados negros. En cada uno de los octantes determinados por las diagonales y los ejes principales, se instala una cámara de ionización (cuadrados verdes). Estas ocho cámaras se disponen sobre una circunferencia de radio 8.5 cm. Este dispositivo es capaz de realizar medidas de perfiles normalizados a la media de las lecturas de sus 9 cámaras centrales (cuadrados rojos).

En total el dispositivo posee 453 cámaras que proporcionan una resolución espacial de 0.5 cm para las líneas verticales y horizontales, y de 0.7 cm para las diagonales. Las cámaras tienen 0.3 cm de diámetro y 0.5 cm de longitud, con un volumen útil de 0.035 cm³, y se sitúan a una profundidad equivalente a agua de 0.32 ± 0.05 cm (con un factor de cobertura $k = 2$).

Adicionalmente existe un maniquí de agua sólida con un espesor de 1 cm que se puede colocar encima del dispositivo (panel A de la figura 4.2). Este maniquí incluye en su interior ocho placas cilíndricas de 2 cm de diámetro cuyos centros tienen como coordenadas polares $\rho = 8.5$ cm y $\theta_i = 157.5^\circ - 45^\circ(i - 1)$ $\{i = 1, 2, \dots, 8\}$. El espesor de estas placas es 0.2, 0.4 y 0.8 cm para los cilindros 1 a 3, y 1 cm para los cilindros 4 a 8. No se pudo obtener información del fabricante acerca de la composición y densidad de los cilindros. Aunque, no obstante, sabemos que deben ser de materiales diferentes, ya que para un mismo espesor (placas de la 4 a la 8) absorben la radiación de manera creciente. En el panel B de la figura 4.2 se puede ver una radiografía del maniquí donde este efecto queda manifiesto.

El maniquí se sitúa de manera que los cilindros quedan ubicados encima de las ocho cámaras de los octantes, que se identifican como $\{c_i, i = 1, 2, \dots, 8\}$. Las medidas correspondientes a las ocho cámaras se nombran como $\{P_i, i = 1, 2, \dots, 8\}$. Estas ocho medidas se normalizan a la media de las lecturas de las 9 cámaras del centro y permiten la representación de una curva de ionización en función de una “pseudo-profundidad”, para cada modo de electrones disponibles en el LINAC. Se habla de “pseudo-profundidad” porque

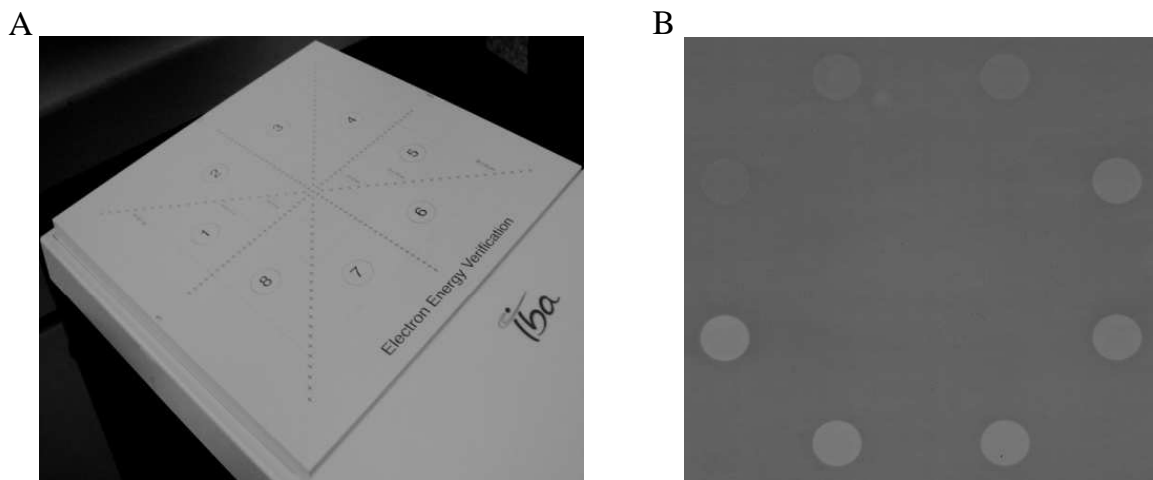


Figura 4.2. (A) Fotografía del dispositivo StarTrack con el maniquí para electrones. (B) Radiografía del maniquí para electrones del dispositivo StarTrack.

desconocemos los materiales de los cilindros y, por tanto, no es posible establecer su equivalencia en profundidad de agua. Notaremos estas curvas como PDI_{ST} .

La necesidad de establecer una correlación entre el valor de R_{50} y el parámetro de calidad espectral que suministra un dispositivo de control diario ya ha sido abordada. Wells *et al.* [Wel03] relacionaron el valor de R_{50} para cada modo de energía de los haces de electrones con las medidas hechas en un maniquí de fabricación casera junto con una matriz de diodos como detector para ese mismo haz. La variación en el valor de R_{50} se provocaba únicamente con el cambio de un modo de energía del haz de electrones a otro distinto. En cambio, en el trabajo de Speight *et al.* [Spe11] se estudió la respuesta del dispositivo Starcheck junto con el maniquí de doble cuña BQ-Check de PTW [Ros91], ante variaciones de la ventana de selección del espectro intrínseco de salida del haz de electrones. El resultado de ambos trabajos fue que la variable de control del dispositivo diario, que servía para monitorizar la estabilidad del espectro energético del haz de electrones, estaba relacionada linealmente con la variación encontrada en el valor de R_{50} en todo el rango de energías estudiado. Sin embargo, como se revelará a lo largo de esta sección, para el dispositivo ST esta relación no se cumple en todo el rango de energías de los haces de electrones generados por el acelerador que hemos utilizado, el Artiste fabricado por Siemens.

En la figura 4.3 se pueden ver tres curvas PDI_{ST} para los modos de funcionamiento de electrones de 6, 12 y 21 MeV del acelerador Artiste. Se observa que para 6 y 21 MeV ningún punto de la zona del máximo de la curva corresponde al 100%; esto es debido a que las ocho medidas de las cámaras c_i se normalizan a la media de las nueve medidas de las cámaras centrales del ST, que no tienen por qué estar situadas en el máximo de ionización. Es importante señalar un comportamiento anómalo que muestran las cámaras de ionización de la cola de la curva PDI_{ST} para 6 y 12 MeV. Se observa que la ionización de fondo se incrementa conforme la energía disminuye, que es lo contrario de lo que cabría esperar; este comportamiento se debe al particular diseño que tiene el ST y se discutirá ampliamente más adelante.

El fabricante recomienda el uso de la curva completa para verificar la estabilidad del espectro de energías del haz de electrones. Lo primero que indica el programa informático que controla el ST es que se mida una curva de referencia. A continuación se introducen unos niveles de acción para cada uno de los ocho valores de esa curva. Nada se dice sobre el valor de estos niveles, dejando al criterio del usuario su elección. El hecho de que se pueda introducir una sola curva como referencia va contra los principios del control estadístico de procesos, tal y como se ha explicado en esta memoria: la referencia se debe tomar a partir de varios valores que se consideren en control, es decir, cuando solo operen causas comunes en el proceso. Por otro lado, el fabricante no menciona cuál de los puntos podría ser más representativo para detectar un cambio en el espectro energético del haz de electrones; parece razonable que un punto fuera de los niveles de acción no tenga la misma consideración si está en la zona de la radiación de fondo o del máximo de la curva, que si se encuentra en la zona de caída lineal. Aun fijándose solo en los puntos de la zona lineal podemos saber para cuál se relaciona mejor un cambio en su valor con una modificación del valor de R_{50} . En principio cabría pensar

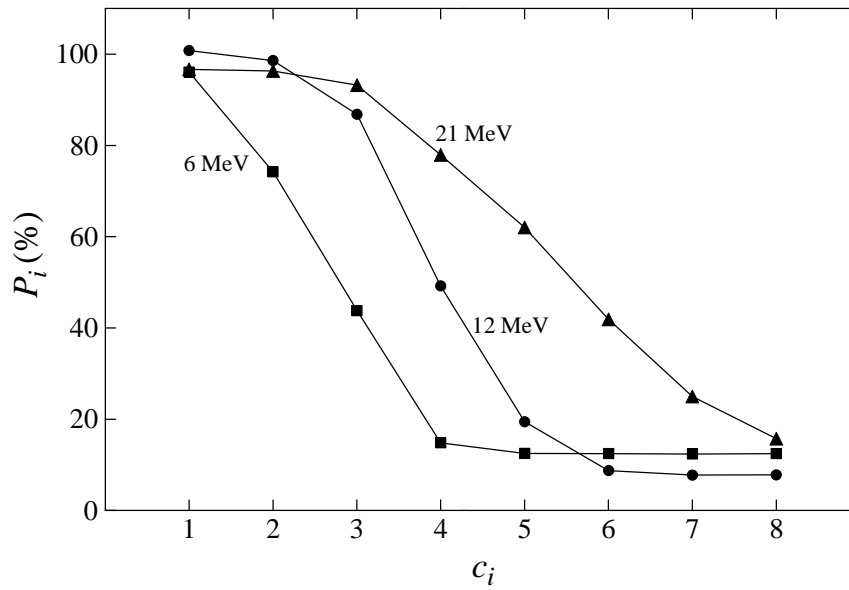


Figura 4.3. Curvas PDI_{ST} para los modos de funcionamiento de electrones de 6 (\blacksquare), 12 (\bullet) y 21 MeV (\blacktriangle) del acelerador Artiste. La incertidumbre de los puntos tienen un factor de cobertura $k = 2$ pero su tamaño resulta menor que la representación gráfica del punto experimental.

que el ideal sería el punto correspondiente a aquella cámara que estuviera situada a una profundidad equivalente en agua cercana al valor de R_{50} ; sin embargo, desconocemos las profundidades equivalentes a las que están situadas las cámaras por la falta de información que el fabricante suministra en su manual [Iba08], así como por la falta de respuesta a nuestros requerimientos como usuarios.

Es importante señalar que, aunque el *software* solo deja introducir una curva de referencia, los datos se pueden extraer de la aplicación informática y construir un metodología basada en el control estadístico de procesos independiente de esa curva, a través de las técnicas descritas en el capítulo 3 de esta memoria. No obstante, aún se debe buscar una buena correlación entre uno o varios puntos de la curva PDI_{ST} y el valor de R_{50} . Renunciar a esta parte del proceso supone no poder asegurar cuándo una variación en los valores de referencia de la curva PDI_{ST} implica un cambio importante en el valor de R_{50} y, por tanto, en el espectro energético del haz de electrones que se pretende controlar.

En la figura 4.4 se representan los valores de P_3 y P_5 frente al valor de R_{50} del haz de electrones con el que se realizó la medida en el ST correspondiente a los modos de energía estudiados (6, 9, 12, 15, 18 y 21 MeV). Se observa que el comportamiento de los valores de P_i no muestra una dependencia lineal en todo el rango de energías, a diferencia de lo indicado en los trabajos de Wells *et al.* [Wel03] y Speight *et al.* [Spe11]. Como consecuencia, en este caso, se requiere un método que permita correlacionar ambas cantidades, P_i y R_{50} , de forma más sencilla y con más información (más puntos experimentales), que la representada en la figura.

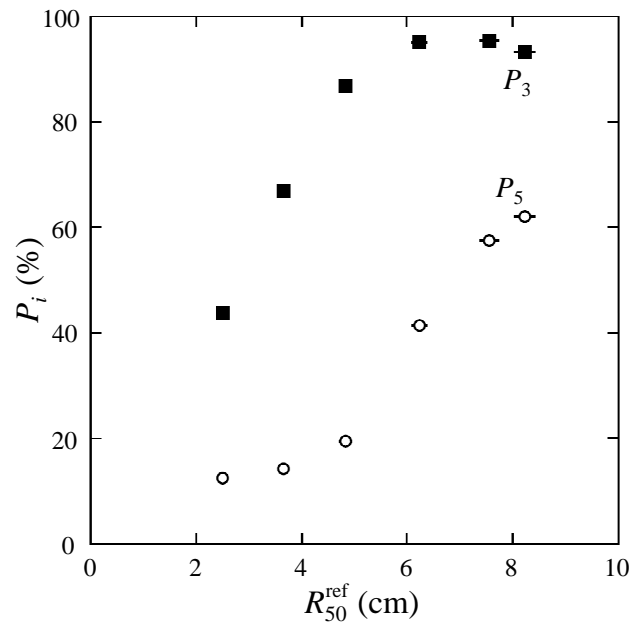


Figura 4.4. Valores en porcentaje de P_3 y P_5 en función del valor de R_{50} para todas las calidades energéticas del LINAC Artiste. La incertidumbre de los puntos tienen un factor de cobertura $k = 2$, a veces su tamaño resulta menor que la representación gráfica del punto experimental.

Finalmente, y antes de describir el método propuesto para encontrar la correlación entre P_i y R_{50} , se debe realizar un apunte sobre la estabilidad del sistema ST. Es necesario asegurar que la respuesta del sistema ST es constante a lo largo del tiempo, y que las variaciones observadas en las medidas se deben a una variación en el comportamiento del LINAC y no a las producidas por el propio dispositivo de medida. En el capítulo 1 se mencionó que todo equipo ionométrico debe poseer su propio programa de control de calidad y una metodología de análisis estadístico de los datos, preferiblemente basada en el control estadístico de procesos [Veg10]. Estos procedimientos están orientados a un conjunto detector-electrómetro, sin embargo, los dispositivos de control frecuente de estabilidad están compuestos por varios detectores conectados a un electrómetro. En concreto, el dispositivo objeto de estudio está compuesto por 453 cámaras de ionización, lo que hace inviable el control de cada una de ellas individualmente.

Como alternativa se ha considerado la serie histórica adquirida para la estabilidad energética de los haces de fotones de 6 y 15 MeV durante el periodo equivalente al que se va a analizar para electrones, de julio de 2010 a julio de 2012. En particular se ha usado la desviación estándar de las muestras de las P_i obtenidas para las ocho cámaras c_i en ese intervalo de tiempo. Como los valores P_i son medidas relativas, esto implica que las variaciones en los factores de salida, en la homogeneidad y simetría del haz les afectan solo ligeramente y, en cualquier caso, están controladas de otra manera para los haces aquí considerados, por lo que, efectivamente, pueden ser un indicador de la estabilidad en el funcionamiento del ST. Analizadas todas las cámaras, se encontraron como valores más altos 0.37% y 0.40% para 6 y 15 MeV, respectivamente; que están dentro del rango usual de estabilidad aceptado para este tipo de detectores [And01]. Adicionalmente, se ha comprobado la estabilidad en la dosimetría en condiciones de referencia de los haces

de fotones durante ese mismo periodo: se encontró una variación de 0.53 % y 0.63 % para 6 y 15 MeV, respectivamente. Estos resultados no son relativos, pero demuestran una excelente consistencia. Por tanto, todo el examen realizado, aunque no es una medida directa de la estabilidad, asegura que la respuesta del ST fue estable durante el periodo de interés en este trabajo.

4.2. Método para correlacionar las variaciones en R_{50} con las medidas en el dispositivo StarTrack

El primer paso de la metodología consiste en producir variaciones controladas en el valor de R_{50} . Como ya se ilustró en el capítulo 2 este tipo de variaciones se pueden producir modificando la corriente del BM, I_{BM} . Como consecuencia, se produce un cambio sobre la selección energética de la ventana de salida del espectro intrínseco que emerge de la guía aceleradora, modificando el número y la energía de los electrones del haz emergente. Todo el procedimiento está guiado por un técnico del LINAC, quien se asegura de devolver el acelerador a las condiciones apropiadas para el uso clínico en el tratamiento de pacientes una vez finalizado el proceso. Esta es una de las razones por la que se recomienda realizar el procedimiento durante el *commissioning* del acelerador.

El rango de I_{BM} considerado fue lo suficientemente amplio como para permitir una adecuada caracterización de los cambios en R_{50} . Se tomaron $N = 10$ valores de I_{BM} para 6, 9 y 12 MeV y $N = 12$ para los otros tres modos. Para cada uno de los l valores de la $I_{\text{BM}}^{(l)}$ se midió el valor de $P_i^{(l)}$ de cada cámara c_i . En estas medidas, el dispositivo ST, con el maniquí de electrones incorporado, se centró en el campo de radiación con la ayuda de los láseres del búnker y a una SSD = 100 cm. Se realizaron disparos de 100 unidades monitor para cada medición. Se utilizó el aplicador de electrones de tamaño 20 cm x 20 cm para que el campo de radiación cubriera adecuadamente las ocho cámaras.

La incertidumbre de cada punto experimental $P_i^{(l)}$, asociada a la repetibilidad en este caso [Int08], se evaluó como la desviación estándar relativa de cinco medidas consecutivas para cada una de las ocho cámaras c_i . Con un criterio conservador se decidió escoger el máximo valor de entre todos los determinados, un 1 % con un factor de cobertura $k = 2$, como la incertidumbre relativa para todas las medidas de $P_i^{(l)}$.

Para las medidas en agua se usó el analizador tridimensional Blue Phantom de Iba Dosimetry y como detectores se emplearon dos diodos: del modelo EFD, para el detector de campo, y otro RFD, para el diodo de referencia, ambos diseñados por Scanditronix. El maniquí de agua se situó a una SSD = 100 cm. Se procedió a la medida de las curvas PDD para cada $I_{\text{BM}}^{(l)}$ y los seis modos de funcionamiento de electrones disponibles, estas se etiquetaron como PDD_{BP}. Para cada curva se calculó el correspondiente valor $R_{50,\text{BP}}^{(l)}$.

A cada colección de datos $\{(P_i^{(l)}, R_{50,\text{BP}}^{(l)}); l = 1, 2, \dots, N\}$ de cada cámara se ajustó una función lineal:

$$P_i = A_i + B_i \cdot R_{50,\text{BP}}. \quad (4.1)$$

Los resultados de los ajustes serán los que determinen cuál de las ocho cámaras proporciona la mejor correlación con R_{50} . Se descartaron aquellas cámaras que proporcionaban un valor de $P_i < 30\%$, ya que se consideró que esta medida procedía de una señal demasiado baja. Se optó por aquella cámara cuya medida estuviera cercana al 50% de la media de las nueve cámaras centrales, lo que asegura que la cámara está midiendo en la zona de caída lineal de la curva PDI_{ST} . En aquellos casos en los que se obtienen valores que difieren del 50% una cantidad similar, se seleccionó aquel ajuste que proporcionaba un valor mayor de la pendiente B_i . Este hecho garantiza mayores cambios en el valor de P_i cuando varía el valor de R_{50} , lo que hace la correlación más sensible.

En la figura 4.5 se representa el valor de P_i medido para cada una de las cámaras c_i (paneles de la izquierda) y las curvas PDD_{BP} (paneles de la derecha), para 6 (paneles superiores), 12 (paneles intermedios) y 21 (paneles inferiores) MeV. Las líneas continuas y los puntos cuadrados representan las curvas medidas en condiciones de funcionamiento normal, esto es con $I_{BM,0}$; las líneas a trazos y los puntos negros reproducen las curvas medidas en el máximo y el mínimo del rango de corrientes del BM considerado. Aunque la medida de cada cámara c_i no se pueda expresar en función de su profundidad equivalente en agua, las curvas PDI_{ST} muestran un comportamiento similar a las curvas PDD_{BP} con la variación de la I_{BM} . Esto refuerza la idea de que se puede seleccionar una cámara c_i cuya medida esté cercana al valor del 50%, para correlacionar los cambios producidos en P_i con los que se produzcan en R_{50} .

La figura 4.6 muestra los resultados del ajuste de la ecuación (4.1) a las medidas de P_i correspondientes a la cámara que cumple los requisitos expuestos anteriormente; están representados todos los modos de energía de electrones. La banda gris corresponde al intervalo de confianza del 95%. Los círculos blancos corresponden a las medidas con la $I_{BM,0}$. Se puede concluir que los ajustes son buenos para las diferentes calidades energéticas de los haces de electrones.

Se aprecia que, conforme la energía del modo aumenta, el intervalo abarcado por los valores de P_i se va estrechando, mientras que el intervalo de variación en $R_{50,BP}$ permanece prácticamente constante. Este comportamiento se debe a que a bajas energías la pendiente de la zona lineal de la curva PDD_{ST} es más grande (figura 4.5) y, por tanto, para un profundidad fija en esa zona, un cambio en la calidad energética acarrea una variación mucho mayor en el valor de la curva de rendimiento en ese punto. La sensibilidad del método propuesto se puede estimar a través de la banda gris de la figura 4.6, y se deduce que es menor que una pocas décimas de milímetro para todas las energías. Este valor es lo suficientemente bueno para el orden de magnitud de las variaciones de R_{50} que se pretenden detectar.

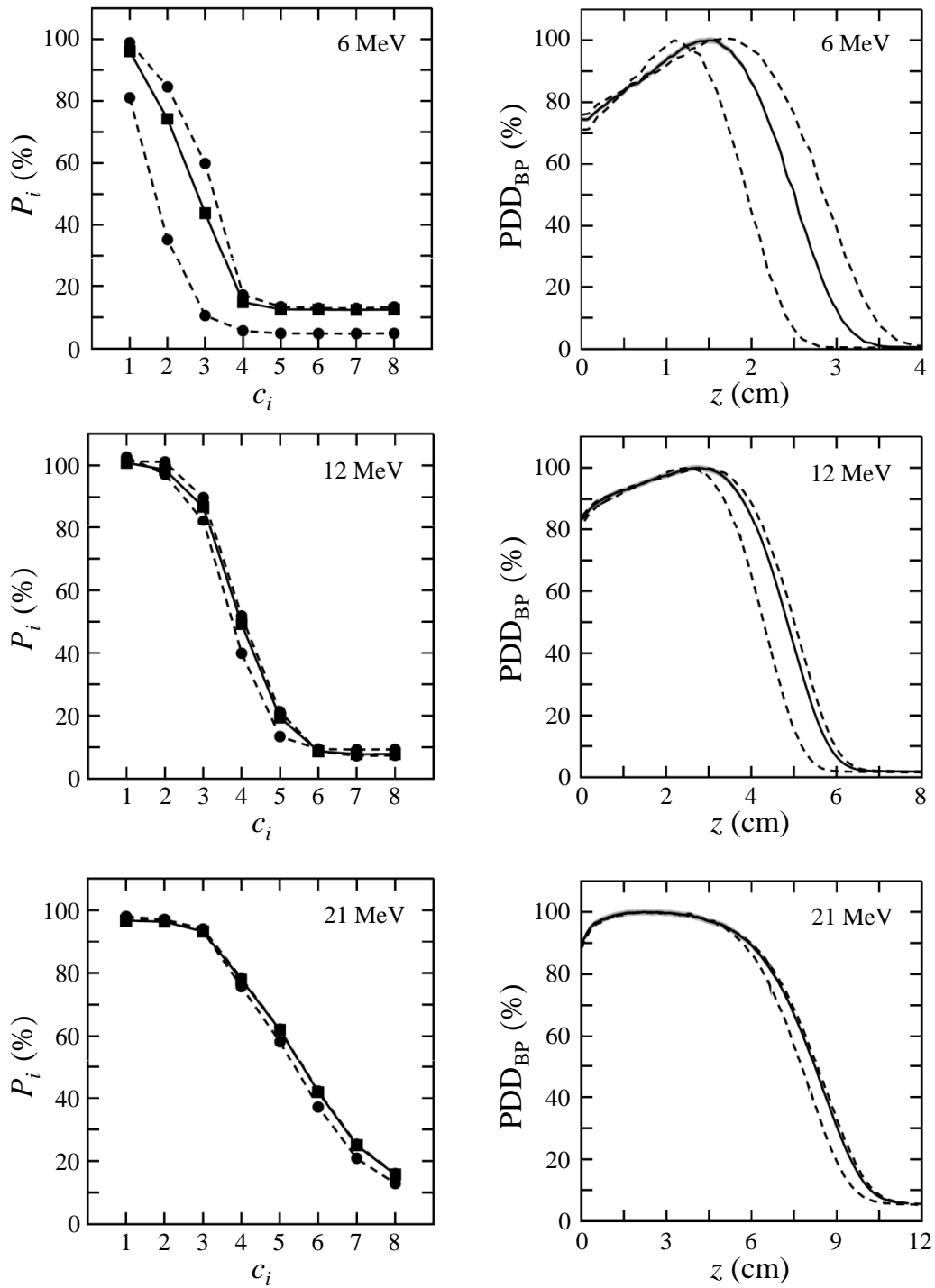


Figura 4.5. Valores de P_i para cada una de las curvas PDI_{ST} (paneles de la izquierda) y curvas PDD_{BP} (paneles de la derecha) para 6, 12 y 21 MeV. En cada panel las curvas corresponden al mínimo y al máximo de la I_{BM} (puntos negros y líneas a trazos), y a la $I_{BM,0}$ (cuadrados negros y línea continua). Las incertidumbres de los puntos en las curvas PDI_{ST} tienen un factor de cobertura $k = 2$ y son más pequeñas que el símbolo que los representa. En las curvas PDD_{BP} las incertidumbres ($k = 2$) están representadas con un área gris, solo para la curva de funcionamiento normal $I_{BM,0}$. Las incertidumbres para las otras curvas son similares.

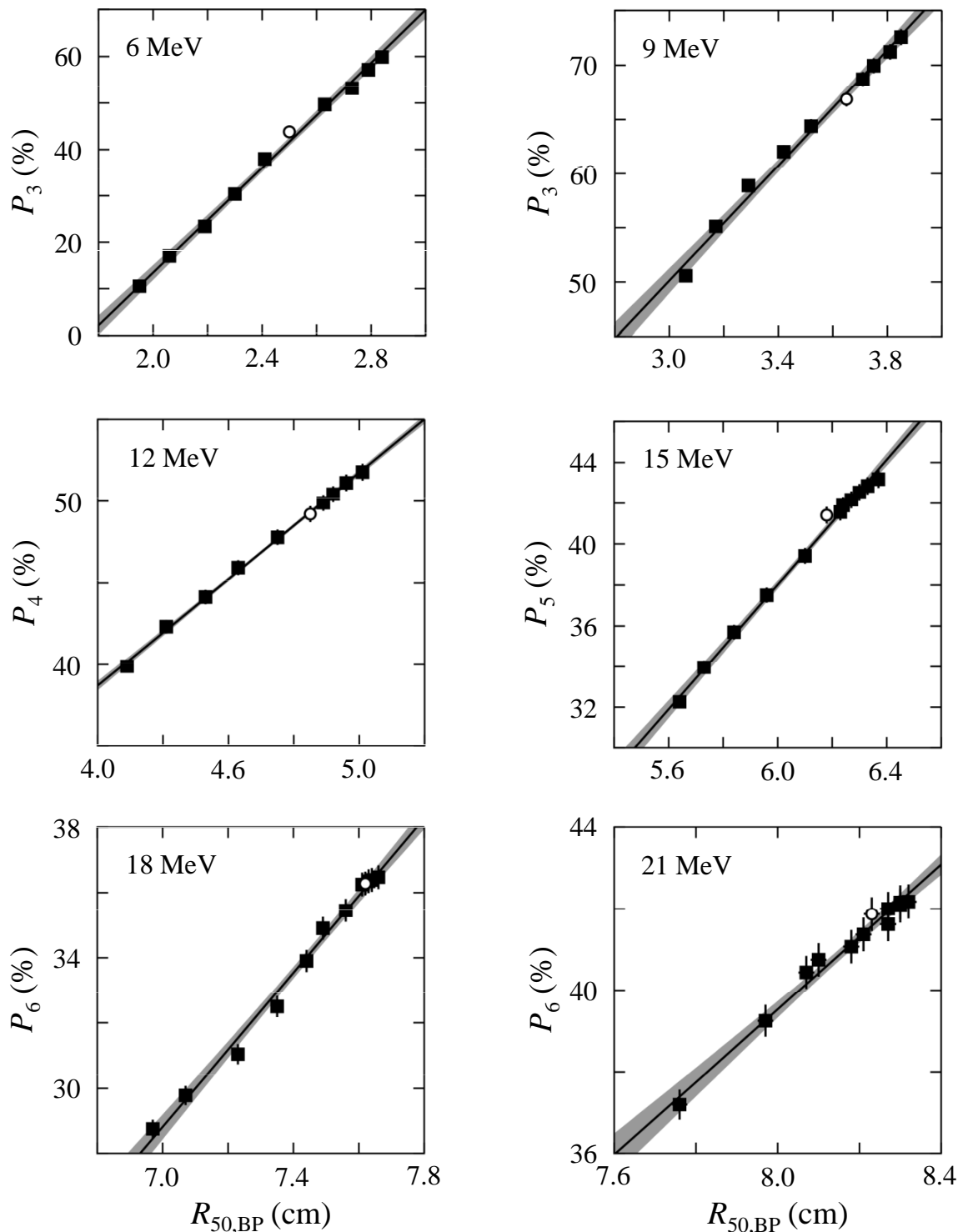


Figura 4.6. Ajuste lineal de acuerdo con la ecuación (4.1) para los haces de electrones del acelerador Artiste. Los círculos corresponden a las medidas con la $I_{BM,0}$. El área gris indica el intervalo de confianza del 95% del ajuste. La incertidumbre de los puntos experimentales corresponde a un factor de cobertura $k = 2$.

En la tabla 4.1 se encuentran indicados las cámaras c_i seleccionadas, los valores de los parámetros de la ecuación (4.1) estimados para los seis modos de funcionamiento del acelerador Artiste, así como el valor de χ^2/ν del ajuste. Este último valor confirma que el ajuste lineal de los datos se adecua a los valores experimentales. También se aprecia cómo los valores de B_i decrecen conforme la energía aumenta. Si bien a partir de los 12 MeV, el descenso en el valor de la pendiente es mucho menor al pasar de un modo a otro. Este comportamiento hace patente la pérdida de sensibilidad de la correlación con la energía, aunque es suficiente en todos los casos, como se indicó en el párrafo precedente.

Modo	c_i	A_i	B_i (cm ⁻¹)	χ^2/ν
6 MeV	c_3	-99.5(1.2)	56.5(0.5)	15.3
9 MeV	c_3	-29.7(2.7)	26.6(0.8)	4.4
12 MeV	c_4	-29.8(3.1)	16.3(0.6)	0.4
15 MeV	c_5	-53.7(3.1)	15.3(0.5)	1.6
18 MeV	c_6	-53.9(3.6)	11.8(0.5)	2.0
21 MeV	c_6	-31.6(6.4)	8.9(0.8)	1.0

Tabla 4.1. Valores de los parámetros del ajuste lineal de la ecuación (4.1) para los seis modos de funcionamiento del acelerador Artiste, junto con el valor de χ^2/ν del ajuste y la cámara c_i seleccionada. Las incertidumbres de los parámetros se dan entre paréntesis con $k = 2$.

4.3. Defecto en el diseño del dispositivo StarTrack

Ya se señaló en la descripción del sistema ST la existencia de un comportamiento anómalo en las cámaras que medían la radiación de fondo de la cola de la curva PDI_{ST} , para 6 y 12 MeV (ver la figura 4.3). En la figura 4.5 se muestra de nuevo esta pauta: la radiación de fondo de las curvas PDI_{ST} aumenta conforme disminuye la energía, al contrario de lo que se espera y se observa en las curvas PDD_{BP} . Para tratar de explicar esta paradoja se realizaron medidas con película radiocrómica, EBT3 de Grafchromic, de curvas de dosis en profundidad. En la figura 4.7 se puede ver un esquema del montaje experimental. La película se sitúa entre las láminas de un maniquí de agua sólida de RW3 en la dirección perpendicular al maniquí de electrones del ST, de tal manera que pase por el eje de la placa cilíndrica correspondiente a la cámara c_5 que es objeto de este análisis.

La película radiocrómica fue analizada con un escáner Expression 10000 XL de Epson. La figura 4.8 muestra la superposición de la distribución de dosis obtenida tras el escaneado de la película radiocrómica con el esquema de la posición de la cámara c_5 del dispositivo ST. En el caso del haz de electrones de 6 MeV, si se atiende a la escala de grises que marca las isodosis en esa misma figura, la dosis relativa en la posición de la cámara de ionización es mayor que la producida por el haz de 15 MeV. La penumbra

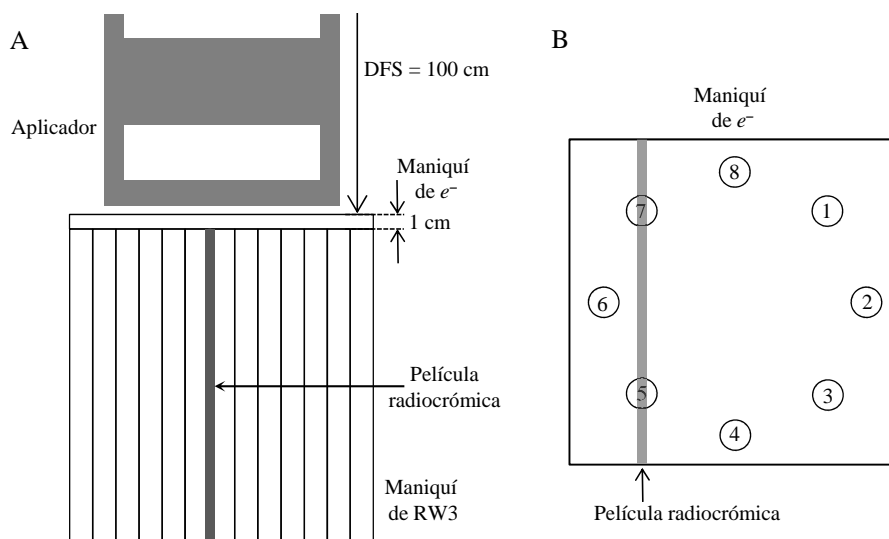


Figura 4.7. Esquema del montaje experimental del maniquí de electrones del ST y la película radiocrómica EBT3 de Grafchromic. El panel A es una vista lateral del montaje, mientras que el panel B es una vista aérea desde el final del aplicador. El esquema no está a escala para que se vea mejor.

de la distribución lateral de la dosis es la que incrementa la lectura de la cámara de ionización en la cola de la curva PDI_{ST} para bajas energías.

Si se observa la figura 4.5 se aprecia que para la I_{BM} más baja del modo de funcionamiento de 6 MeV, este efecto desaparece y la medida de la radiación de fondo en la cola de la curva es muy baja. Esto se debe a que se ha disminuido tanto la energía media del haz que la distribución de la dosis lateral no tiene tanto alcance y la penumbra no llega el detector. Estamos, en definitiva, ante un error en el diseño del dispositivo que

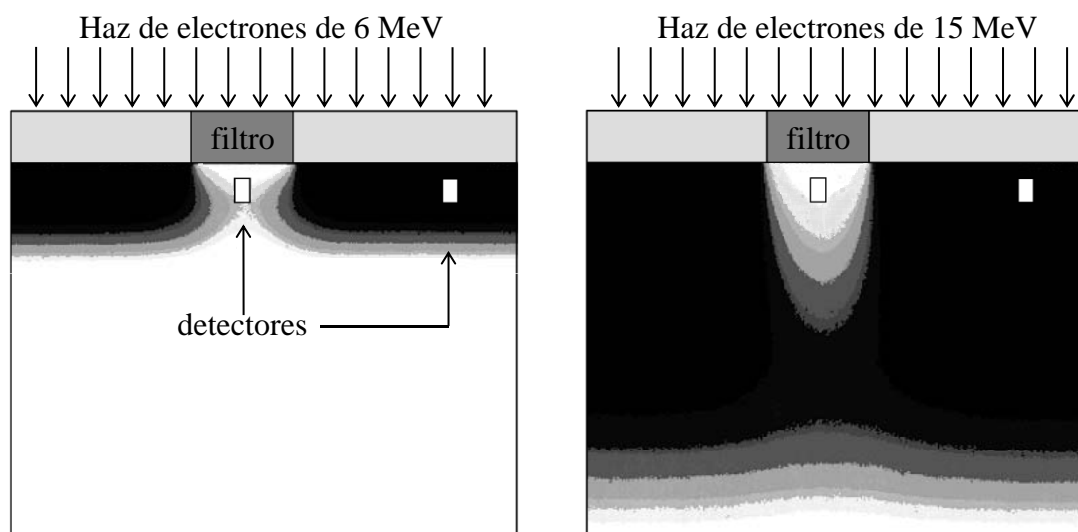


Figura 4.8. Distribución de dosis medida con la película radiocrómica superpuesta al esquema de la posición de la cámara c_5 en el dispositivo ST.

se podría solventar aumentando el radio de los filtros cilíndricos del maniquí del ST. Este error no se hubiera detectado si no se hubiese realizado un estudio cuidadoso de la correlación como el que se presenta aquí.

4.4. Análisis de la serie histórica

Como aplicación práctica del método propuesto, se analiza la serie histórica de medidas $\{P_i^n; n = 1, 2, \dots\}$, adquirida durante un periodo de dos años, y que cuenta aproximadamente con unos 100 puntos para cada uno de los seis modos de funcionamiento de electrones del LINAC. Si se emplea el mejor ajuste según las condiciones descritas en el párrafo anterior, se puede obtener una serie de valores $\{R_{50,ST}^n; n = 1, 2, \dots\}$ mediante la expresión:

$$R_{50,ST}^n = -\frac{A_i}{B_i} + \frac{1}{B_i} P_i^n. \quad (4.2)$$

Se pueden usar las primeras quince medidas del registro histórico para establecer una referencia, $R_{50,ST}^{\text{ref}}$, y su desviación estándar para fijar unos límites de acción: $R_{50,ST}^{\text{ref}} \pm 3\sigma_{R_{50,ST}^{\text{ref}}}$. Este proceder no sigue estrictamente la construcción del gráfico Shewhart, ecuaciones (3.10a) y (3.10b), porque no se pretende analizar el control estadístico de procesos de esta VCE, sino simplemente valorar si la correlación entre la P_i seleccionada y R_{50} es adecuada para interpretar correctamente los cambios en su valor. Previamente se realizó el test de normalidad de D'Agostino-Pearson [Dag86], que fue superado por las seis series de puntos.

Usando la ecuación (4.2) se han calculado los valores de $R_{50,ST}^n$ para los valores de P_i^n de la serie histórica de todos los modos de funcionamiento de electrones del acelerador Artiste. En la figura 4.9 se representan los valores obtenidos. La línea central de cada panel de la figura se corresponde con el valor de referencia inicial $R_{50,ST}^{\text{ref}}$. La banda gris clara determina el intervalo de tolerancia legal que establece el Real Decreto 1566/1998 para R_{50} , que es de ± 2 mm cualquiera que sea la calidad del haz de electrones [Rea98]. El área gris oscura corresponde a $R_{50,ST}^{\text{ref}} \pm 3\sigma_{R_{50,ST}^{\text{ref}}}$, que se pueden considerar los límites de control estadístico. Los correspondientes valores de $R_{50,ST}^{\text{ref}}$ y $\sigma_{R_{50,ST}^{\text{ref}}}$ para cada modo de funcionamiento están resumidos en la tabla 4.2.

El primer resultado que llama la atención es que la tolerancia legal que establece el Real Decreto 1566/1998 es mucho mayor que los límites de control que pueden establecerse mediante el control estadístico. Este resultado es concorde con los valores de los niveles de acción que se obtuvieron en el capítulo 3 para los modos de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS. Sin embargo, en aquel caso los valores medios de la desviación típica que se obtuvieron del análisis por periodos fueron mucho mayores (0.023 cm para 6 MeV y 0.06 cm para 12 y 18 MeV) que los obtenidos para los modos correspondientes del acelerador Artiste (ver tabla 4.2). Además, si se comparan las

figuras 4.9 y 3.12 atendiendo a los datos iniciales de las series históricas, en los modos de energía nominal equivalentes, el comportamiento del acelerador Artiste parece más estable que el del Mevatron KDS. Es importante señalar que el comportamiento y, por tanto, los niveles de acción de la VCE que controla la estabilidad energética del

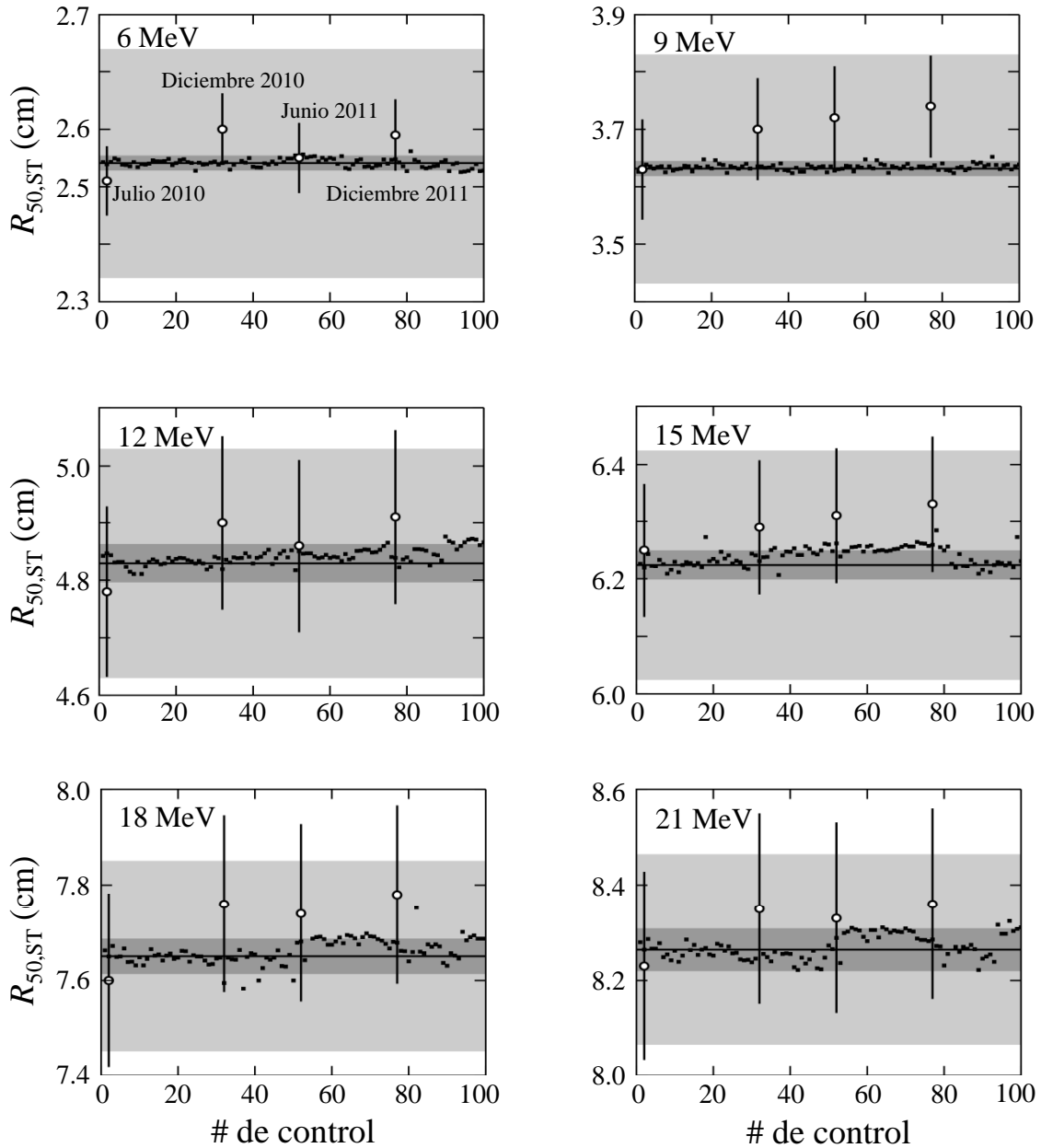


Figura 4.9. Valores de $R_{50,ST}$ (cuadrados negros) obtenidos de la ecuación (4.2) para la colección histórica de datos de P_i . El área gris claro indica la tolerancia legal que corresponde al valor de referencia ± 2 mm. El área gris oscuro representa los límites de control estadístico $R_{50,ST}^{ref} \pm 3\sigma_{R_{50,ST}^{ref}}$. Los círculos representan R_{50}^{ref} , en el panel superior de la izquierda se señala la fecha en que se realizaron las medidas. Las incertidumbres mostradas tienen un factor de cobertura $k = 2$.

Modo	$R_{50,ST}^{\text{ref}}$ (cm)	$\sigma_{R_{50,ST}^{\text{ref}}}$ (cm)
6 MeV	2.541	0.004
9 MeV	3.632	0.004
12 MeV	4.824	0.009
15 MeV	6.230	0.011
18 MeV	7.650	0.012
21 MeV	8.264	0.015

Tabla 4.2. Valores de $R_{50,ST}^{\text{ref}}$ y $\sigma_{R_{50,ST}^{\text{ref}}}$ para los seis modos de funcionamiento del acelerador Artiste.

haz, no deben derivarse de un número fijo y determinado para todas las energías del haz, sino que deben establecerse en función de un análisis estadístico propio de cada modo y acelerador, y a partir de una correlación adecuada de la variación de la VCE correspondiente con la variación del valor de R_{50} . Este hecho contrasta con la tolerancia legal establecida en el Real Decreto 1566/1998 que es la misma para cualquier modo de energía y acelerador.

De la figura 4.9 se deduce que los modos de energía de 6 y 9 MeV son los que muestran un comportamiento más estable. Los haces de 12 y 15 MeV muestran un cambio en la referencia, con un ligero aumento del valor medio; no obstante, al final del periodo de seguimiento, el modo de 15 MeV parece recuperar el valor de referencia. Finalmente, los haces de 18 y 21 MeV exhiben un comportamiento oscilatorio en torno al valor de referencia, lo que en principio los presenta como los modos de funcionamiento más inestables. En realidad todas estas características ponen de manifiesto la necesidad de aplicar a estos datos la metodología del control estadístico de procesos, que se expuso en el capítulo 3, para poder caracterizar de manera adecuada el comportamiento de cada modo. La ventaja ahora es que se posee un procedimiento para que las medidas P_i , que nos proporciona el dispositivo ST como indicador de la estabilidad de un haz de electrones, tengan un significado para el usuario, al expresarlas en términos de una nueva variable $R_{50,ST}$ relacionada con el valor de R_{50} . De esta forma se facilita la toma de decisiones ante un cambio en el valor de referencia de $R_{50,ST}^{\text{ref}}$.

Para concluir, en la figura 4.9 también se representa R_{50}^{ref} mediante círculos, es decir, el valor de R_{50} obtenido de la curva PDD medida en condiciones de referencia. Este valor se ha obtenido con una periodicidad de seis meses aproximadamente. Las incertidumbres que se representan se calcularon con la metodología que se propuso en el capítulo 3 para este parámetro. Lo primero que se aprecia es que estas medidas muestran unas incertidumbres que son mucho mayores que la variabilidad de $R_{50,ST}$ (área gris oscuro), aunque todos los valores están dentro de la tolerancia legal establecida, definida a partir de $R_{50,ST}^{\text{ref}}$ (área gris claro). En cualquier caso los resultados muestran que R_{50}^{ref} y $R_{50,ST}^{\text{ref}}$ son estadísticamente compatibles, aunque exista una tendencia a situar el valor medio de R_{50}^{ref} por encima de $R_{50,ST}$.

Estos últimos resultados confirman, como ya indicaron Pawlicki *et al.* [Paw05,

Paw07], que los límites de acción se establecen mediante herramientas de control estadístico, porque permiten una mejor identificación de los cambios que se producen en el proceso bajo estudio, y no con las tolerancias que fijan los códigos de práctica usuales o los requerimientos legales. Es mejor, por tanto, usar una VCE, que requiere una medida frecuente, que aquella variable que se determina en condiciones de referencia y que se evalúa pocas veces distantes en el tiempo. En el caso particular que se ha estudiado en este capítulo, es imposible la medida de R_{50}^{ref} en agua con periodicidad semanal en la práctica habitual de los servicios de radioterapia de un hospital. Este hecho pone en valor la utilidad de métodos de correlación como el descrito en el presente capítulo.

4.5. Recapitulación

Los equipos de control frecuente de estabilidad son herramientas versátiles y de gran utilidad en el ámbito del control de calidad en radioterapia. Sin embargo, en el área clínica de la radioterapia ya se ha señalado que una innovación no equivale necesariamente a una mejora [Lee08], esta idea debería trasladarse también a la parcela del control de calidad en dosimetría física. Es decir, debería realizarse un estudio de la respuesta de estos dispositivos para verificar que realizan un correcto control sobre el parámetro de funcionamiento que pretenden monitorizar.

En este capítulo se ha analizado el comportamiento del instrumento StarTrack en la medida de la estabilidad del espectro energético de un haz de electrones. Se ha observado que la curva de pseudo-ionización que suministra para este fin no se relaciona de manera inmediata con el valor de R_{50} , e incluso presenta comportamientos anómalos en la medición de esas curvas debido a su diseño. Por este motivo se hace necesario, en este tipo de dispositivos, relacionar la medida del control frecuente de calidad con las variaciones del parámetro de funcionamiento del LINAC medido en condiciones de referencia que se quiere controlar.

Se ha expuesto un método para relacionar un punto de la curva de pseudo-ionización del ST con el valor de R_{50} , mediante variaciones controladas en su valor provocadas por cambios en la I_{BM} , este procedimiento ya se utilizó en el capítulo 2 para obtener el espectro intrínseco de un haz de electrones. Este método ha definido una VCE, $R_{50,\text{ST}}$, que, al estar correlacionada de manera unívoca con el valor de $R_{50,\text{ref}}$ del mismo haz de electrones, permite controlar de manera frecuente y clara la estabilidad energética del haz. De esta forma se facilita la toma de decisiones con respecto a posibles variaciones en el comportamiento estadístico de la variable.

La simplicidad de la metodología descrita permite su generalización a dispositivos similares y a cualquier tipo de acelerador de uso clínico. No obstante, hay que señalar que debe realizarse de manera individual en cada instalación, con el objetivo de establecer las características específicas y particulares de la correlación entre R_{50} y la respuesta del dispositivo de control frecuente de estabilidad.

Un análisis estadístico del registro histórico de esta variable para todos los modos de funcionamiento del acelerador Artiste, ha reforzado las conclusiones que se alcanzaron en el capítulo 3: es necesario aplicar alguna de las técnicas de control estadístico de procesos a las variables que representan la estabilidad de funcionamiento de un acelerador. En definitiva, son los criterios estadísticos los que deben guiar la toma de decisiones en el ámbito del control de calidad, aunque sin olvidar que existen recomendaciones de sociedades científicas y tolerancias legales a las que hay que atender, pero que estas pueden ser menos restrictivas que los límites que establezca el análisis estadístico.

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

5.1. Conclusiones

En esta tesis se ha abordado el estudio de la caracterización del espectro energético de los haces de electrones generados en un acelerador lineal de uso clínico, prestando atención a la propia generación del haz y al análisis de los resultados de las pruebas de control de su estabilidad.

Mediante cambios controlados en el espectro de salida del haz de electrones, se ha estudiado la variación del parámetro que lo caracteriza, R_{50} . Esto ha permitido desarrollar un método para la obtención de un modelo del espectro intrínseco de salida del haz de electrones, así como de su posición relativa respecto a la ventana de selección energética del deflector magnético. Los espectros intrínsecos resultantes muestran, en la mayoría de los casos, una estructura compuesta por dos gaussianas. Este método precisa de un montaje experimental que puede ser realizado en cualquier servicio de radiofísica hospitalaria; no obstante exige la presencia de personal técnico del acelerador. Aunque las simulaciones Monte Carlo realizadas empleando los espectros obtenidos con el método planteado no mejoran los resultados que se alcanzan con espectros más simples, esos espectros resultantes son más realistas, e incluyen una estimación de la ventana de selección energética.

Por otra parte, se ha determinado que las variaciones del voltaje de la red de conformación del pulso, encargado de la aceleración de los electrones, producen una modificación en la forma y energía del espectro: un aumento del voltaje supone un desplazamiento del espectro hacia energías más altas, mientras que una disminución implica el comportamiento contrario.

Como corolario de los resultados anteriores, se ha concluido que esta metodología puede emplearse para encontrar valores óptimos de la intensidad del *bending magnet* y del voltaje de la red de conformación del pulso que permitan una buena estabilidad espectral ante posibles modificaciones en el funcionamiento del acelerador. Esto podría llevarse a cabo durante el periodo de *commissioning* del acelerador o durante alguna de las revisiones programadas por el servicio técnico de la unidad.

El control de la estabilidad energética del espectro del haz de electrones requiere, en primer lugar, establecer una adecuada correlación entre la variable de control estadístico y el valor de R_{50} . Además, el análisis de la variabilidad inherente de la variable de control estadístico ha permitido fijar unos niveles de acción sobre sus valores y, gracias a la correlación, sobre el valor de R_{50} . Estos niveles resultaron en todos los casos menores que la tolerancia de ± 2 mm que se establece legalmente en España. Por tanto, las decisiones sobre la estabilidad del espectro energético del haz de electrones deben basarse en criterios estadísticos, aunque sin olvidar que existen tolerancias legales que deben ser atendidas.

Una vez correlacionadas la variable de control estadístico y R_{50} pueden usarse las herramientas de control estadístico. Así, el gráfico de control CUSUMa se ha mostrado

útil para detectar situaciones fuera de control. Además se ha demostrado que es necesario monitorizar la estabilidad de la variabilidad de R_{50} , ya que se dan situaciones en las que esta variabilidad se ve alterada sin que cambie el valor de su media; este hecho puede suponer un aumento en la incertidumbre de la dosis que recibe el paciente sin que se perciba un cambio aparente en el valor de R_{50} .

Se ha justificado también la necesidad de estudiar la correlación temporal de las variables de control estadístico que se utilizan en las pruebas de control de calidad de los aceleradores, si se quiere caracterizar correctamente su variabilidad y asegurarse de una correcta interpretación de los datos coleccionados. En particular, la solución propuesta por Alwan y Roberts cuando existe esta correlación se ha manifestado como idónea, ya que ha detectado más situaciones fuera de control que las que identifica el gráfico de control CUSUMa aplicado con el enfoque clásico, es decir, sin estudiar la correlación temporal.

Por último, el análisis del comportamiento del dispositivo StarTrack para el control frecuente de la estabilidad energética del haz de electrones, ha corroborado la necesidad de estudiar y establecer una adecuada correlación entre la variable de control y el parámetro R_{50} . Para este fin el método de correlación desarrollado mediante variaciones controladas de la intensidad del deflector magnético ha mostrado un excelente resultado: correlación lineal y sensibilidad adecuada en el rango analizado. Además este estudio ha permitido detectar un error en el diseño del dispositivo que, de otro modo, hubiese permanecido inadvertido. Por último, y debido a su simplicidad, el procedimiento puede generalizarse para dispositivos parecidos al estudiado y para otros aceleradores.

5.2. Perspectivas

Los métodos presentados a lo largo de esta memoria suponen un importante esfuerzo en el estudio de la variabilidad del espectro energético de salida de los haces de electrones generados en un LINAC. Sin embargo, aún queda pendiente analizar cómo esa variabilidad afecta al espectro de fotones cuando se interpone el blanco en el camino del haz de electrones. Se podrían realizar simulaciones Monte Carlo con los espectros de electrones generados y la geometría y configuración del acelerador para los haces de fotones. De esta forma se podrá comprobar si las curvas de rendimiento en profundidad y los perfiles transversales del haz de fotones, simulados y experimentales, coinciden.

Aunque la comparación de las simulaciones del transporte de electrones del modelo espectro-ventana no ha arrojado una mejora de los resultados con respecto a modelos más simples, se debería investigar si existe alguna aplicación en el ámbito de los sistemas de planificación para la que la metodología propuesta ayude a encontrar un modelado de los haces de electrones más rápido y eficiente.

En este trabajo se ha aplicado la solución de Alwan y Robert al control estadístico de procesos cuando existe autocorrelación temporal de los datos. Aunque los resulta-

dos expuestos muestran que esta idea es más eficiente a la hora de recoger situaciones fueran de control que el enfoque clásico, ha quedado aplazado realizar un análisis cuantitativo de esta diferencia. Un posible planteamiento sería realizar simulaciones Monte Carlo del modelo ARIMA que ajusta los datos y otras simulaciones introduciendo en el modelo derivas controladas. Las diferentes series de datos que se vayan generando se pueden introducir en los gráficos de control construidos con el enfoque clásico y con la metodología de Alwan y Robert. Como se pueden generar muchas series de datos, se podrían comparar la probabilidad media de que se produzca una falsa alarma y el número medio de controles necesarios para detectar el cambio introducido en el modelo entre ambos enfoques. De esta forma se tendrían datos directos para cuantificar la eficiencia de cada uno de los tratamientos estadísticos.

Por último, esta memoria se ha ocupado de solo uno de los aspectos del programa de garantía de la calidad del acelerador clínico de electrones. Quedan otros muchos parámetros del programa de garantía de la calidad en radioterapia en los que las ideas y métodos aquí expuestos pueden resultar de mucha utilidad. Algunos ya han sido investigados por otros autores, no así otros, por lo que los campos de aplicación por explorar, tanto clínicos como técnicos, son todavía muchos. Citemos, por ejemplo, la estabilidad en energía de los haces de fotones y la homogeneidad y simetría de los haces de radiación, tanto de fotones como de electrones.

En definitiva, los esfuerzos por implantar el control estadístico de procesos como herramienta del programa de garantía de calidad de un LINAC pueden resultar al principio grandes, pero los resultados que arrojan este trabajo y otros deben alentarnos a convertir esta metodología en común.

Por consiguiente, es lo mejor tener el mayor conocimiento posible de los objetos al observarlos, y de nosotros mismo al reflexionar sobre ellos.

Johann Wolfgang von Goethe.

Bibliografía

- [Abl13] Able CM, Bright M, Frizzell B. Quality control of high-dose-rate brachytherapy: treatment delivery analysis using statistical process control. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 2013;85:828–33.
- [Alm99] Almond PR, Biggs PJ, Coursey BM, Hanson WF, Huq MS, Nath R, *et al.* AAPM's TG51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electrons beams. *Med Phys* 1999;26:1847–70.
- [Alw88a] Alwan LC, Roberts HV. Times series modeling for statistical process control. *J Bus Econ Stat* 1988;6:87–95.
- [Alw88b] Alwan LC, Bisell MG. Times series modeling for quality control in clinical chemistry. *Clin Chem* 1988;34:1396–406.
- [And91] Andreo P. Monte Carlo techniques in medical radiation physics. *Phys Med Biol* 1991;36:861–920.
- [And95] Andreo P, Almond PR, Mattsson O, Nahum AE, Ross M. The use of plane-parallel ionization chambers in high-energy electron and photons beams. An international code of practice for dosimetry. TRS381. IAEA, Viena, 1995.
- [And01] Andreo P, Burns DT, Hohfeld K, Huq MS, Kanai T, Laitano F, *et al.* Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: An international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. TRS398. IAEA, Viena, 2001.
- [Aso01a] Asociación Española de Normalización y Certificación, AENOR. Equipos electromédicos. Aceleradores de electrones de uso médico. Características funcionales. UNE-EN 60976. Asociación Española de Normalización y Certificación, Madrid, 2001.
- [Aso01b] Asociación Española de Normalización y Certificación, AENOR. Equipos electromédicos. Aceleradores de electrones de uso médico. Características funcionales. UNE-EN 60976/A1. Asociación Española de Normalización y Certificación, Madrid, 2001.

- [Aut98] Automotive Industry Action Group. Measurement system analysis. QS-9000. Automotive Industry Action Group, Southfield, 1998.
- [Bel96] Belletti S, Dutreix A, Garavaglia G, Gfirtner H, Haywood J, Jessen KA, *et al.* Quality staffing assurance in radiotherapy: the importance of medical physics staffing levels. Recommendations from an ESTRO/EFOMP joint task group. *Radiother Oncol* 1996;41:89–94.
- [Ber63] Berger MJ. Monte Carlo calculation of penetration and diffusion of fast charged particle. *Meth Comput Phys* 1963;1:135–215.
- [Bet53] Bethe HA. Molière’s theory of multiple scattering. *Phys Rev* 1953;89:1256–66.
- [Big87] Biggs F, Mendelsohn L, Mann J. Analytical approximations for x-ray cross sections 3. SAND87-0070 UC-34. Sandia National Laboratory, 1987.
- [Bjö02] Björk P, Knöös T, Nilsson P. Influence of initial electron beam characteristics on Monte Carlo calculated absorbed dose distributions for linear accelerator electron beams. *Phys Med Biol* 2002;47:4019–41.
- [Box76] Box GEP, Jenkins GM. Time series analysis, forecasting and control. 2nd ed. Holden-Day, San Francisco, 1976.
- [Boy88] Boyer AL, Schultheiss T. Effects of dosimetric and clinical uncertainty on complication-free local tumor control. *Radiother Oncol* 1988;11:65–71.
- [Bre08] Breen SL, Moseley DJ, Zhang B, Sharpe MB. Statistical process control for IMRT dosimetric verification. *Med Phys* 2008;35:4417–25.
- [Bur66] Burlin TE. A general theory of cavity ionization. *Br J Radiol* 1966;39:727–34.
- [Bur96] Burns DT, Ding GX, Rogers DWO. R_{50} as a beam quality specifier for selecting stopping-power ratios and reference depths for electron dosimetry. *Med Phys* 1996;23:383–88.
- [Che07] Chettya IJ, Curran B, Cygler JE, DeMarco JJ, Ezzell G, Faddegon BA, *et al.* Report of the AAPM Task Group No. 105: Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning. *Med Phys* 2007;34:4818–53.
- [Cun93] Cunningham JR, Johns HE. The physics of radiology. 4th ed. Charles C. Thomas, Illinois, 1993.
- [Dag86] D’Agostino RB, Stepenes MA, editores. Goodness-of-fit techniques. Macel Decker, Nueva York, 1986.
- [Das08] Das IJ, Cheng CW, Watts RJ, Ahnesjö A, Gibbons J, Li XA, *et al.* Accelerator beam data commissioning equipment and procedures: Report of the TG-106 of the Therapy Physics Committee of the AAPM. *Med Phys* 2008; 35:4186–215.

- [Dea94] Deasy JO, Almond PR. The spectral dependence of electron central-axis depth-dose curves. *Med Phys* 1994;21:1369–76.
- [Dem82] Deming WE. *Out of the crisis*. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1982.
- [Den01] Deng J, Jiang SB, Pawlicki T, Li J, Ma CM. Derivation of electron and photon energy spectra from electron beam central axis depth doses. *Phys Med Biol* 2001;46:1429–49.
- [Din95a] Ding GX, Rogers DWO. Energy spectra, angular spread and dose distributions of electron beams from various accelerators used in radiotherapy. NRC Report PIRS 439. National Research Council, Ottawa, 1995.
- [Din95b] Ding GX, Rogers DWO, Mackie TR. Calculation of stopping-power ratios using realistic clinical electron beams. *Med Phys* 1995;22:489–501.
- [Din96] Ding GX, Rogers DWO, Mackie TR. Mean energy, energy-range relationships and depth-scaling factors for clinical electron beams. *Med Phys* 1996;23:361–76.
- [Dut87] Dutreix A. Prescription, precision, and decision in treatment planning. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1987;13:1291–6.
- [Ess99] Essers M, Mijnheer BJ. In vivo dosimetry during external photon beam radiotherapy. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1999;43:245–59.
- [Eur99] European co-operation for Accreditation. Expression of the uncertainty of measurement in calibration. European co-operation for Accreditation, 1999.
- [Evi92] Evidence-Based Medicine Working Group. Evidence-based medicine. A new approach to teaching the practice of medicine. *JAMA* 1992;268:2420–5.
- [Fad00] Faddegon BA, Blevis I. Electron spectra derived from depth dose distribution. *Med Phys* 2000;27:514–26.
- [Fra98] Fraass B, Doppke K, Hunt M, Kutcher G, Starkschall G, Stern R, *et al.* AAPM TG-53: Quality assurance for clinical radiotherapy treatment planning. *Med Phys* 1998;25:1773–829.
- [Fro79] Frodesen AG, Skjeggstad O, Tøfte H. *Probability and statistic in particle physics*. Universitetsforlaget, Oslo, 1979.
- [Gea93] GEANT - Detector description and simulation tool. CERN Program library, Ginebra, 1993.
- [Ger09] Gerard K, Grandhaye JP, Marchesi V, Kafrouni H, Husson F, Aletti P. A comprehensive analysis of the IMRT dose delivery process using statistical process control (SPC). *Med Phys* 2009;36:1275–85.

- [Gov10] Govindarajan R, Lluoguera E, Melero A, Molero J, Soler N, Rueda C, *et al.* El control estadístico de proceso puede ayudar a prevenir los errores de tratamiento sin aumentar los costes en radioterapia. *Rev Calid Asist* 2010; 25:281–90.
- [Gra36] Gray LH. An ionization method for the absolute measurement of γ -ray energy. *Proc Roy Soc A* 1936;156:578–96.
- [Gra97] Granados CE, Andreo P, Brosed A, Lizuaín MC, Sáez C, Gultresa J. Incertidumbres y tolerancias de la dosimetría en radioterapia. Sociedad Española de Física Médica, Oviedo, 1997.
- [Har94] Harteloh P, Verheggen F. Quality assurance in health care. From a traditional towards a modern approach. *Health Policy* 1994;27:261–70.
- [Hub80] Hubbell JH, Gimm HA, Øverbø I. Pair, triplet, and total atomic cross sections (and mass attenuation coefficients) for 1 MeV–100 GeV photons in elements $Z = 1$ to 100. *J Phys Chem Ref Data* 1980;9:1023–147.
- [Iba08] Iba Dosimetry. StarTrack user's guide. Iba Dosimetry, Uppsala, 2008.
- [Int80] International Commission on Radiation Units, ICRU. Radiation quantities and units, ICRU Report 33. International Commission on Radiation Units, Bethesda, 1980.
- [Int84] International Commission on Radiation Units, ICRU. Radiation dosimetry: Electron beams with energies between 1 and 50 MeV. International Commission on Radiation Units, Bethesda, 1984.
- [Int08] International Organization for Standardization, International Electrotechnical Commission. Guide to the expression of uncertainty in measurement. ISO/IEC guide 98-3:2008(E). International Organization for Standardization, Ginebra, 2008.
- [Jam80] James F. Monte Carlo theory and practice. *Rep Prog Phys* 1980;43:1145–189.
- [Joh74] Johnson RA, Bagshaw M. The effect of serial correlation on the performance of CUSUM test. *Technometrics* 1974;16:103–12.
- [Kai99] Kaija H, Pekka L, Antti O, Maunu P. Quality control in health care: An experiment in radiotherapy planning for breast cancer patients after mastectomy. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1999;44:827–33.
- [Kar93] Karzmark CJ, Nunan CS, Tanabe E. Medical electron accelerators. 3rd ed. McGraw-Hill, Princeton, 1993.
- [Kha91] Khan FM, Dopke KP, Hogstrom KR, Kutcher GJ, Nath R, Prasad SC, *et al.* Clinical electron-beam dosimetry: Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 25. *Med Phys* 1991;18:73–109.

- [Kir06] Kirby M, Ryde S, Hall C, editors. Acceptance testing and commissioning of linear accelerators. The Institute of Physics and Engineering in Medicine, York, 2006.
- [Kle93] Klevenhagen SC. Physics and dosimetry of therapy electron beams. 1st ed. Medical Physics Publishing, Madison, 1993.
- [Kle09] Klein EE, Hanley J, Bayouth J, Yin FF, Simon W, Dresser S, *et al.* Task group 142 report: quality assurance of medical accelerators. *Med Phys* 2009; 36:4197–211.
- [Kno00] Knoll GF. Radiation detection and measurement. 3rd ed. John Wiley and sons, Hoboken, 2000.
- [Kok99] Kok JGM, Welleweerd J. Finding mechanisms responsible for the spectral distribution of electron beams produced by a linear accelerator. *Med Phys* 1999;26:2589–96.
- [Lee08] Lee WR. Technology assessment: vigilance required. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 2008;70:652–3.
- [Ma99] Ma CM, Jiang SB. Monte Carlo modelling of electron beams from medical accelerators. *Phys Med Biol* 1999;44:R157–89.
- [Mar92] Maragah HD, Woodall WH. The effect of autocorrelation on the retrospective X-chart. *J Stat Comput Simul* 1992;40:29–42.
- [Mat81] Mattsson LO, Johansson KA, Svensson H. Calibration and use of plane-parallel ionization chambers for the determination in absorbed dose in electron beams. *Acta Radiol Oncol* 1981;20:385–99.
- [May99] Mayles WPM, Lake R, McKenzie A, Macaulay EM, Morgan HM, Jordan TJ, *et al.* Physics aspects of quality control in radiotherapy. IPEM Report No. 81. The Institute of Physics and Engineering in Medicine, York, 1999.
- [Mck06] McKerracher C, Thwaites DI. Notes on construction of solid-state detectors. *Radiother Oncol* 2006;79:348–51.
- [Mel90] Mellenberg DE, Dahl RA, Blackwell CR. Acceptance testing of an automated scanning water phantom. *Med Phys* 1990;17:311–14.
- [Mon09] Montgomery DC. Introduction to statistical quality control. 6th ed. Wiley, Hoboken, 2009.
- [Nat14] National Institute of Standards and Technology, NIST/SEMATECH. e-handbook of Statistical Method. (www.itl.nist.gov/div898/handbook), 2014.
- [Nel83] Nelson WR, Hirayama H, Rogers DWO. The EGS4 code system. SLAC Report 265. SLAC, Stanford, 1983.

- [Nor80] Nordic Association of Clinical Physics, NACP. Procedures in external radiation therapy dosimetry with electron and photon beams with maximum energies between 1 and 50 MeV. *Acta Radiol Oncol* 1980;19:55–79.
- [Nor81] Nordic Association of Clinical Physics, NACP. Electron beams with mean energies at the phantom surface below 15 MeV. *Acta Radiol Oncol* 1981;20:401–15.
- [Nor12] Nordström F, Wetterstedt S, Johnsson S, Ceberg C, Bäck SJ. Control chart analysis of data from a multicenter monitor unit verification study. *Radiother Oncol* 2012;102:364–70.
- [Oak03] Oakland JS. Statistical process control. 1st ed. Butterworth Heinemann, Burlington, 2003.
- [Pal12a] Palaniswamy G, Scott Brame R, Yaddanapudi S, Rangaraj D, Mutic S. A statistical approach to IMRT patient-specific QA. *Med Phys* 2012;39:7560–70.
- [Pal12b] Palmer A, Kearton J, Hayman O. A survey of the practice and management of radiotherapy linear accelerator quality control in the United Kingdom. *Br J Radiol* 2012;85:e1067–73.
- [Paw05] Pawlicki T, Whitaker M, Boyer AL. Statistical process control for radiotherapy quality assurance. *Med Phys* 2005;32:2777–86.
- [Paw07] Pawlicki T, Mundt AJ. Quality in radiation oncology. *Med Phys* 2007;34:1529–34.
- [Paw08a] Pawlicki T, Whitaker M. Variation and control of process behavior. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 2008;71:S210–4.
- [Paw08b] Pawlicki T, Yoo S, Court LE, McMillan SK, Rice RK, Russell JD, *et al.* Moving from IMRT QA measurements toward independent computer calculations using control charts. *Radiother Oncol* 2008;89:330–7.
- [Peñ81] Peña D, Arnáiz G. Criterios de selección de modelos ARIMA. *Trabajos de Estadística e Investigación Operativa* 1981;32:70–93.
- [Peñ05] Peña D. Análisis de series temporales. Alianza editorial, Madrid, 2005.
- [Peñ13] Peñabaena R, Oviedo-Trespalacios O, Vásquez JG, Fernández LM. Diseño estadístico de cartas de control para datos autocorrelacionados. *Ingeniería y Desarrollo* 2013;31:292–315.
- [Pin09] Pinza C, Lliso F, editores. Control de calidad en aceleradores de electrones para uso médico. 1^a ed. Sociedad Española de Física Médica, Madrid, 2009.
- [Pit01] Pitkänen MA, Holli KA, Ojala AT, Laippala P. Quality assurance in radiotherapy of breast cancer variability in planning target volume delineation. *Acta Oncol* 2001;40:50–5.

- [Pod03] Podgorsak EB, editor. Review of radiation oncology physics: a handbook for teachers and students. 1st ed. International Atomic Energy Agency, Vienna, 2003.
- [Pre92] Press WH, Teukolsky SA, Vetterling WT, Flannery BP. Numerical recipes in Fortran77: the art of scientific computing. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [Rav94] Ravinder N, Biggs PJ, Bova FJ, Ling CC, Purdy JA, van de Geijn J, *et al.* AAPM code of practice for radiotherapy accelerators: Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 45. *Med Phys* 1994;21:1093–121.
- [Rea98] Real Decreto 1566/1998, de 17 de julio, por el que se establecen los criterios de calidad en radioterapia. Boletín Oficial del Estado, BOE, pág 29383-94, Madrid, 1998.
- [Rik83] Rikner G. Silicon diodes as detectors in relative dosimetry of photon, electron and proton radiation fields. PhD Thesis. Uppsala University, 1983.
- [Rik85] Rikner G. Characteristics of a p-Si detector in high energy electron fields. *Acta Radiol Oncol* 1985;24:71–4.
- [Rog06] Rogers DWO. Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics. *Phys Med Biol* 2006;51:R287–R301.
- [Ros41] Rossi B, Greisen K. Cosmic-ray theory. *Rev Mod Phys* 1941;13:240–309.
- [Ros91] Rosenow UF, Isham MK, Gaballa H, Rashid H. Energy constancy checking for electron beams using a wedge-shaped solid phantoms combined with a beam profile scanner. *Med Phys* 1991;18:19–25.
- [Sal08] Salvat F, Fernández-Varea JM, Sempau J. PENELOPE-2008: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. Nuclear Energy Agency (NEA), Organisation for Economic Co-operation and Development (OCDE), Paris, 2008.
- [San13] Sanghangthum T, Suriyapee S, Srisatit S, Pawlicki T. Statistical process control analysis for patient-specific IMRT and VMAT QA. *J Radiat Res* 2013;54:546–52.
- [Saw09] Sawkey DL, Fadeggon BA. Determination of electron energy, spectral width, and beam divergence at the exit window for clinical megavoltage x-ray beams. *Med Phys* 2009;36:698–707.
- [She31] Shewhart WA. Economic control of quality of manufactured product. Van Nostrand, Nueva York, 1931.
- [Spe55] Spencer LV, Attix FH. A theory of cavity ionization. *Radiat Res* 1955; 3:239–54.

- [Spe11] Speight RJ, Esmail A, Weston SJ. Quality assurance of electron and photon beam energy using BQ-Check phantom. *J Appl Clin Med Phys* 2011;12:239–44.
- [SPS08] SPSS Inc Released 2008. SPSS Statistics for Windows, Version 17.0. SPSS Inc, Chicago, 2008.
- [Sta05] Stapenhurst T. Mastering statistical process control. 1st ed. Butterworth Heinemann, Oxford, 2005.
- [Thw95] Thwaites D, Scalliet P, Leer JW, Overgaard J. Quality assurance in radiotherapy. *Radiother Oncol* 1995;35:61–73.
- [Ung12] Ung NM, Wee L. Cumulative sum method in nonzero fixed action level setup correction strategy: an application of statistical process control for targeted prostate radiotherapy. *Med Phys* 2012;39:2746–53.
- [Val13] Valentini V, Glimelius B, Frascino V. Quality assurance and quality control for radiotherapy/medical oncology in Europe: Guideline development and implementation. *Eur J Surg Oncol* 2013;39:938–44.
- [Vas78] Vasilopoulos AV, Stamboulis AP. Modification of control chart limits in the presence of data correlation. *J Quality Technology* 1978;10:20–30.
- [Veg07] de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Perdices JI, Lallena AM. Obtención de los espectros de energía intrínsecos de un acelerador lineal de electrones a partir de la relación entre la corriente del desviador magnético y la dosis absorbida en agua. *Rev Fis Med* 2007;8:363–70.
- [Veg08] de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Perdices JI, Lallena AM. Obtaining the intrinsic electron spectrum of linear accelerators using the relation between the current of the bending magnet and the absorbed dose in water. *Radiother Oncol* 2008;86:109–13.
- [Veg10] de la Vega JM, Vilches M, Guirado D, Lallena AM. Control estadístico de equipos ionométricos. *Rev Fis Med* 2010;3:211–6.
- [Veg12] de la Vega JM, Martínez-Luna RJ, Guirado D, Vilches M, Lallena AM. Statistical control of the spectral quality index in electron beams. *Radiother Oncol* 2012;102:406–11.
- [Veg14] de la Vega JM, Ruiz-Arrebola S, Tornero-López AM, Vilches M, Guerrero R, Guirado D, *et al.* A method to relate StarTrack[®] measurements to R_{50} variations in clinical linacs. *Phys Med* 2014;30:827–32.
- [Vil07] Vilches M, Sanchez-Barbié A. El control estadístico de procesos en el ámbito de la Radiofísica. *Rev Fis Med* 2007;8:51–61.

- [Vil09a] Vilches M. Efectos de la dispersión múltiple en la simulación realista de aceleradores lineales de uso clínico. Tesis Doctoral. Universidad de Granada, 2009.
- [Vil09b] Vilches M. Haces de electrones: características espectrales. En: Control de calidad en aceleradores de electrones para uso médico. Pinza C, Lliso F, editores. 1ª ed. Sociedad Española de Física Médica, Madrid, 2009 p:151–73.
- [War92] Wardell DG, Moskowitz H, Plante RD. Control chart in the presence of data correlation. *Manage Sci* 1992;38:1084–105.
- [War94] Wardell DG, Moskowitz H, Plante RD. Run length distributions of special-cause control chart for correlated processes. *Technometrics* 1994;36:3–17.
- [Wei06] Wei J, Sandison GA, Chvetsov AV. Reconstruction of electron spectra from depth doses with adaptive regularization. *Med Phys* 2006;33:354–9.
- [Wel03] Wells DM, Picco PJ, Ansbacher W. Electron energy constancy verification using a double-wedge phantom. *J Appl Clin Med Phys* 2003;4:204–8.
- [Who88] World Health Organization. Quality assurance in radiotherapy. World Health Organization, Geneva, 1988.
- [Wie99] Wieringa JE. Economic control of quality of manufactured product. Universidad de Gronigen. Facultad de Economía, 1999.
- [Wil04] Williams JR, Thwaites DI. Radiotherapy physics in practice. 1st ed. Oxford University Press, Nueva York, 2004.
- [Wil08] Williamson JF, Thomadsen BR, editores. Quality assurance for radiation therapy. *Int J Radiation Oncology Biol Phys* 2008;71:S1–214.

Índice de figuras

1.1.	Diagrama básico del diseño de un LINAC.	12
1.2.	Esquema general del circuito que integra la PFN y ejemplos de pulsos generados por la PFN	13
1.3.	Efectos de dispersión de un dipolo magnético	14
1.4.	Esquema del BM utilizado por los LINAC fabricados por Siemens y del funcionamiento de la ventana de selección energética.	15
1.5.	Esquema del cabezal de un LINAC	16
1.6.	Caracterización geométrica de un LINAC.	18
1.7.	Fotografía del analizador tridimensional WP700 de Wellhöfer y del maniquí de láminas de material RW3 de PTW	21
1.8.	Esquema del diseño de una cámara NACP02 de Scanditronix y fotografía de dos cámaras plano-paralelas.	23
1.9.	Esquema del diseño de una cámara 23332 de PTW y fotografía de dos cámaras cilíndricas.	24
1.10.	Esquema del diseño de un diodo EFD de Scanditronix y fotografía de dos diodos.	25
1.11.	Gráfica de una curva PDD medida experimentalmente y sus principales parámetros de caracterización.	27
1.12.	Gráfica de un perfil en la dirección <i>inplane</i> a la profundidad del máximo de dosis de la curva PDD del modo 12 MeV de un acelerador Primus de Siemens y sus parámetros de caracterización geométricos.	30
2.1.	Posición de la ventana energética de salida para diferentes valores de la I_{BM}	42
2.2.	Variación de R_{50} con la energía inicial de diferentes haces de electrones monoenergéticos.	43
2.3.	Variación de la tasa de dosis absorbida con la energía inicial del haz de electrones monoenergético.	45

2.4.	Ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para el modo de funcionamiento de electrones de 6 MeV del acelerador Mevatron KDS y los espectros intrínsecos derivados.	49
2.5.	Ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para los modos de funcionamiento de electrones de 12 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS y los espectros intrínsecos derivados.	51
2.6.	Modificación de la ventana energética para el haz de electrones de 18 MeV del acelerador Mevatron KDS.	52
2.7.	Comparación de las simulaciones obtenidas para los espectros derivados del ajuste de la ecuación (2.4) con las curvas experimentales para los modos de electrones de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS.	53
2.8.	Comparación de las simulaciones obtenidas para los espectros derivados del ajuste de la ecuación (2.4) con las curvas experimentales para los modos de electrones de 6 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS y con diferentes ventanas energéticas.	54
2.9.	Ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para los modos de funcionamiento de electrones de 6 y 18 MeV del acelerador Primus y los espectros derivados.	55
2.10.	Ajuste de la ecuación (2.4) a los valores experimentales de R_{50} para los modos de funcionamiento de electrones de 6, 10 y 15 MeV del acelerador SL20 y los espectros intrínsecos derivados.	57
2.11.	Variación de R_{50} con el V_{PFN} para los modos de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Mevatron KDS.	59
2.12.	Resultados de los ajustes de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores de R_{50} y \dot{D}_{norm} para tres valores diferentes del V_{PFN} del modo de funcionamiento de electrones de 12 MeV del acelerador Primus.	61
2.13.	Comparación de las simulaciones obtenidas para los espectros derivados del ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) con las curvas experimentales para el modo de electrones de 12 MeV del acelerador Primus.	64
2.14.	Perfiles <i>inplane</i> de los modos de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Primus, medidos para diferentes valores de la I_{BM} y el V_{PFN}	66
3.1.	Proceso de enrasado de un detectores.	73
3.2.	Esquema del montaje experimental para la medida de F_E para el modo de 12 MeV del acelerador Mevatron KDS.	76
3.3.	Cociente $M(\alpha)/M(\alpha_{\text{ref}})$ para diferentes situaciones y las energías de 6 y 18 MeV.	79
3.4.	Curva PDI para el modo de 12 MeV y la pertinente definición de G	81
3.5.	Gráfico de control Shewhart y de rango móvil para una VCE ficticia x_i	84
3.6.	Gráfico de control CUSUMa para una VCE ficticia x	87

3.7.	Gráficos CUSUMa de la VCE C^- para los 25 primeros controles posteriores al establecimiento de la primera referencia.	90
3.8.	Dos ejemplos que muestran situaciones fuera de control para el gráfico CUSUMa sin cambiar la referencia.	91
3.9.	Gráfico de rango móvil para el modo de 12 MeV en el periodo del 12/1996 al 9/2003.	93
3.10.	Correlograma simple con un patrón de serie no estacionaria obtenido de los valores F_E del modo 6 MeV.	96
3.11.	Correlogramas para el modo de funcionamiento de 6 MeV.	97
3.12.	Diagrama de control de causas comunes para 6, 12 y 18 MeV para la VCE F_E	101
3.13.	Diagramas de control de causas especiales para el modo de 12 MeV aplicado a los residuos e_t	103
4.1.	Dispositivo StarTrack de Iba Dosimetry 1	112
4.2.	Dispositivo StarTrack de Iba Dosimetry 2	113
4.3.	Curvas PDI_{ST} para los modos de funcionamiento de electrones de 6, 12 y 21 MeV del acelerador Artiste.	115
4.4.	Valores en porcentaje de P_3 y P_5 en función del valor de R_{50} para todas las calidades energéticas del LINAC Artiste.	116
4.5.	Valores de P_i para cada una de las curvas PDI_{ST} y curvas PDD_{BP} para 6, 12 y 21 MeV.	119
4.6.	Ajuste lineal de acuerdo con la ecuación (4.1) para los haces de electrones del acelerador Artiste.	120
4.7.	Esquema del montaje experimental del maniquí de electrones del ST y la película radiocrómica.	122
4.8.	Distribución de dosis medida con la película radiocrómica superpuesta al esquema de la posición de la cámara c_5 en el dispositivo ST.	122
4.9.	Valores de $R_{50,ST}$ obtenidos de la ecuación (4.2) para la colección histórica de datos de P_i	124

Índice de tablas

2.1. Parámetros del ajuste de la verificación de linealidad de R_{50} frente a la energía del haz monoenergético simulado.	44
2.2. Parámetros del ajuste de la verificación de linealidad de \dot{D}_{norm} frente a la energía del haz monoenergético simulado.	44
2.3. Parámetros del ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) para los tres modos de funcionamiento de electrones del acelerador Mevatron KDS.	49
2.4. Parámetros del ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) a los valores experimentales de R_{50} y \dot{D}_{norm} para los modos de funcionamiento de electrones de 6 y 18 MeV del acelerador Primus.	56
2.5. Parámetros del ajuste de la ecuación (2.4) a los modos de funcionamiento de electrones de 6, 10 y 18 MeV del acelerador SL20.	58
2.6. Parámetros del ajuste de las ecuaciones (2.4) y (2.5) para tres valores diferentes del V_{PFN} del modo de funcionamiento de electrones de 12 MeV del acelerador Primus.	60
2.7. Parámetros de los perfiles <i>inplane</i> de los modos de 6, 12 y 18 MeV del acelerador Primus.	67
3.1. Incertidumbres relativas en la medida de R_{50}	74
3.2. Profundidades R_a y R_b para los modos 6, 12 y 18 MeV.	76
3.3. Incertidumbres relativas en la medida de F_E	78
3.4. Valores de $R_{50,\text{ion}}^{\text{ref}}$, F_E^{ref} y σ_{total} en valor absoluto.	80
3.5. Datos del periodo de pre-control y de uso de una VCE ficticia, x_j , y su rango móvil, r_i , con $m = 4$	83
3.6. Estimación de los valores de C_i^+ y C_i^- para la VCE ficticia x_i	86
3.7. Eventos fuera de control ocurridos durante el funcionamiento del LINAC Mevatron KDS para los modos de 6, 12 y 18 MeV	89
3.8. Resumen del ajuste ARIMA para los tres modos de funcionamiento del acelerador Mevatron KDS	98
3.9. Eventos fuera de control durante el funcionamiento del LINAC Mevatron KDS para los modos de 6, 12 y 18 MeV.	105

4.1.	Valores de los parámetros del ajuste lineal de la ecuación (4.1) para los seis modos de funcionamiento del acelerador Artiste.	121
4.2.	Valores de $R_{50,ST}^{ref}$ y $\sigma_{R_{50,ST}^{ref}}$ para los seis modos de funcionamiento del acelerador Artiste.	125

Publicaciones, comunicaciones y distinciones

El proceso de elaboración de esta tesis ha producido diversas publicaciones en revistas, comunicaciones en congresos y distinciones nacionales e internacionales, que se detallan a continuación por orden cronológico.

Publicaciones

- de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Perdices JI, Lallena AM. Obtención de los espectros de energía intrínsecos de un acelerador lineal de electrones a partir de la relación entre la corriente del desviador magnético y la dosis absorbida en agua. *Rev Fis Med* 2007;8:363-70.
- de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Perdices JI, Lallena AM. Obtaining the intrinsic electron spectrum of linear accelerators using the relation between the current of the bending magnet and the absorbed dose in water. *Radiother Oncol* 2008;86:109-13.
- de la Vega JM, Vilches M, Guirado D, Lallena AM. Control estadístico de equipos ionométricos. *Rev Fis Med* 2010;3:211-6.
- Guirado D, Ramírez JC, de la Vega JM, Vilches M, Lallena AM. Quality control for system count rate performance with scatter in gamma cameras. *Phys Med* 2012;28:254-61.
- de la Vega JM, Martínez-Luna RJ, Guirado D, Vilches M, Lallena AM. Statistical control of the spectral quality index in electron beams. *Radiother Oncol* 2012;102:406-11.
- de la Vega JM, Ruiz-Arrebola S, Tornero-López AM, Vilches M, Guerrero R, Guirado D, Lallena AM. A method to relate StarTrack[®] measurements to R_{50} variations in clinical linacs. *Phys Med* 2014;30:827-32.
- Martínez-Luna RJ, de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Lallena AM. Usefulness of time series for the statistical control of spectra quality indexes in clinical electron beams. En preparación.

Comunicaciones

- de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Perdices JI, Lallena AM. Obtención del espectro de energía intrínseco de un acelerador lineal de electrones, a partir de la relación entre la corriente del desviador magnético y la dosis absorbida en agua. Comunicación oral en el XVI Congreso Nacional de la Sociedad Española de Física Médica (SEFM). Granada, España. 22-25 de mayo de 2007.
- de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Perdices JI, Lallena AM. Obtaining the intrinsic electron spectrum of linear accelerators using the relation between the current of the bending magnet and the absorbed dose in water. Póster en la 9th Biennial ESTRO Meeting on Physics and Radiation Technology for Clinical Radiotherapy. Barcelona, España. 8-13 de septiembre de 2007.
- de la Vega JM, Guirado D, Vilches M. Estadística aplicada al control de calidad. Ponencia en el XVII Congreso Nacional de la SEFM. Alicante, España. 2-5 de junio de 2009.
- de la Vega JM, Martínez RJ, Vilches M, Guirado D, Lallena AM. Control estadístico de la calidad espectral en haces de electrones para uso clínico. Comunicación oral en el XVII Congreso Nacional de la SEFM. Alicante, España. 2-5 de junio de 2009.
- Ramírez JC, de la Vega JM, Forastero C, Guirado D, Vilches M, Lallena AM. Establecimiento de las condiciones adecuadas para el seguimiento estadístico de la resolución temporal en gammacámaras. Póster en el XVII Congreso Nacional de la SEFM. Alicante, España. 2-5 de junio de 2009.
- Martínez RJ, de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Lallena AM. Statistical control of the spectra quality of electron beams for clinical use. Comunicación oral en la 10th Biennial ESTRO Conference on Physics and Radiation Technology for Clinical Radiotherapy. Maastricht, Holanda. 30 agosto-3 septiembre de 2009.
- Martínez RJ, de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Lallena AM. Usefulness of time series for the statistical control of spectra quality indexes in clinical electron beams. Póster en el ESTRO 29 Meeting. Barcelona, España. 12-16 de septiembre de 2010.
- de la Vega JM, Guirado D, Vilches M, Perdices JI, Lallena AM. Influence of the pulse forming network voltage in the intrinsic electron spectra of Siemens linear accelerators. Póster en el ESTRO 29 Meeting. Barcelona, España. 12-16 de septiembre de 2010.
- de la Vega JM. Statistical control of the spectral quality of electron beams for clinical use: Control charts and time series. Ponencia en la 11th Biennial ESTRO Meeting on Physics and Radiation Technology for Clinical Radiotherapy. Londres, Inglaterra. 8-12 de mayo de 2011.

- Martínez RJ, de la Vega JM, Vilches M, Guirado D, Zamora LI, Lallena AM. Uso de series temporales para el control estadístico del índice de calidad espectral de haces de electrones para uso clínico. Póster en el XVIII Congreso Nacional de la SEFM. Sevilla, España. 10-13 de mayo de 2011.

Distinciones

- La comunicación: Obtención del espectro de energía intrínseco de un acelerador lineal de electrones, a partir de la relación entre la corriente del desviador magnético y la dosis absorbida en agua, presentada en el XVI Congreso Nacional de la Sociedad Española de Física Médica en Granada, fue galardonada con uno de los cuatro premios de investigación que se otorgaron.
- La comunicación: Obtaining the intrinsic electron spectrum of linear accelerators using the relation between the current of the bending magnet and the absorbed dose in water, presentada en la 9th Biennial ESTRO Meeting on Physics and Radiation Technology for Clinical Radiotherapy, fue seleccionada entre los 20 mejores trabajos de investigación de ese congreso.
- La comunicación: Statistical control of the spectra quality of electron beams for clinical use, presentado en la 10th Biennial ESTRO meeting on physics and radiation technology for clinical radiotherapy, fue seleccionada entre los 30 mejores trabajos de investigación entre investigadores de menos de 35 años de ese congreso.

