



Facultat de Medicina i Ciències de la Salut
Departament de Ciències Mèdiques Bàsiques

**Desarrollo de un programa de simulación basado en el
método de Montecarlo para el cálculo de dosis con
maniqués divididos en *voxels*. Aplicaciones en tomografía
computarizada**

Marçal Salvadó Artells

Tesis doctoral

Reus, 2004



DEPARTAMENTO DE RADIOLOGÍA
Universidad Complutense
28040 Madrid

Tel: +34-913.941.551
FAX: +34-913.941.675

Alfonso Calzado Cantera, Profesor Titular de Física Médica del Departamento de Radiología de la Facultad de Medicina de la Universidad Complutense de Madrid, y

Ramón Hernández Oter, Profesor Titular de Radiología del Departament de Ciències Mèdiques Bàsiques de la Facultat de Medicina i Ciències de la Salut de la Universitat Rovira i Virgili,

CERTIFICAN:

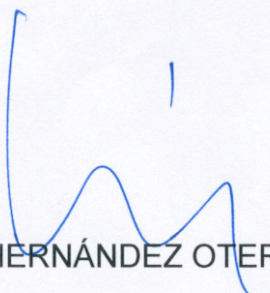
que la tesis Doctoral presentada por Don Marçal Salvadó Artells, Licenciado en Física, y con el título "**Desarrollo de un programa de simulación basado en el método de Montecarlo para el cálculo de dosis con maniqués divididos en voxels. Aplicaciones en Tomografía Computarizada**", ha sido realizada bajo su dirección en la Unidad de Física Médica del Departament de Ciències Mèdiques Bàsiques de la Facultat de Medicina i Ciències de la Salut de la Universitat Rovira i Virgili.


Y que, a la vista del trabajo desarrollado para aspirar al título de Doctor,

AUTORIZAN:

su presentación y defensa ante la comisión correspondiente.

Madrid y Reus, 29 de septiembre de 2004


Ramón HERNÁNDEZ OTER


Alfonso CALZADO CANTERA

AGRADECIMIENTOS

Me gustaría expresar mi agradecimiento a todas las personas que, directa o indirectamente, me han ayudado en la realización de este trabajo. En especial a:

- Al Dr. Alfonso Calzado por su rigor, su forma de discutir tan castiza, su paciencia en mis primeros pasos en el mundo de la investigación y por ser el responsable de que este trabajo sea presentable.
- Al Dr. Ramón Hernández por darme de una forma tan fácil todo lo que le pedía.
- A Miguel López por su visión global de las situaciones, por su calma y su paciencia, por los conocimientos que regala y, sobre todo, por haberme acogido y cuidado siempre tan bien.
- A Juan José Morant por sus charlas y por recordarme que tras las simulaciones hay la realidad.
- A Koos Geleijns por haber sido un punto de referencia con su forma de trabajar, de la cual espero retener al menos una pequeña parte.
- A la Íngrid Bàrcena y la Montserrat Mestres, del CESCA, por ayudarme en todo momento y por las respuestas rápidas y eficientes.
- A Rafael Rodríguez, del CIEMAT, por introducirme en el código EGS4 y por ayudarme siempre que le he requerido.
- A Wouter Veldkamp y Koos Geleijns por haberme facilitado los datos de la atenuación de los protectores de bismuto y los correspondientes a los niveles de ruido en las imágenes obtenidas con los protectores.

También me gustaría dar las gracias a las instituciones que han hecho posible la realización de este proyecto:

- A la Universitat Rovira i Virgili por la concesión de la beca de investigación IEA/PSR.
- A los Servicios de Radiodiagnóstico de: Hospital Universitari de Tarragona Joan XXIII, Hospital Universitari Sant Joan de Reus, Hospital de Tortosa Verge de la Cinta, Pius Hospital de Valls y del Hospital Infantil La Paz de Madrid por la cesión de sus instalaciones y de las imágenes de TC utilizadas en el presente trabajo, con un especial reconocimiento al personal de estos centros por la amabilidad y colaboración que han mostrado.

- Al Centre de Supercomputació de Catalunya (CESCA) por la cesión de las horas de computación y por el servicio de almacenamiento masivo.

En el pla més personal, voldria donar les gràcies a tothom que m'ha ajudat a tirar endavant, a tots els professors i mestres que han contribuït a la meva educació i formació i, en general, a totes les bones persones amb les quals he coincidit. A tota l'extensa família per haver-me estimat tant. A l'Àgata, per haver compartit la vida amb mi durant tot aquest temps. I als amics de veritat per ser-hi quan els necessites, directa o indirectament.

ÍNDICE

1. INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS	1
1.1. Equipos de tomografía computarizada. Principios básicos de funcionamiento.....	1
1.1.1. Características de los equipos actuales y modos de adquisición	4
1.2. Estimación de dosis al paciente en exámenes de TC.....	6
1.3. Estimaciones mediante el método de Montecarlo.....	8
1.4. Códigos de simulación	9
1.5. Modelos computacionales del paciente.....	10
1.5.1. Maniqués matemáticos.....	10
1.5.2. Maniqués tomográficos o divididos en <i>voxels</i>	11
1.6. Programas para la estimación de dosis en TC.....	12
1.7. Objetivos	13
2. MATERIAL Y MÉTODOS	15
2.1. Diseño y validación del programa de simulación	15
2.1.1. Descripción del programa de simulación	15
2.1.1.1. Simulación del equipo.....	15
2.1.1.2. Simulación del paciente o maniquí	21
2.1.1.3. Cálculos dosimétricos mediante simulación	23
2.1.1.4. Incertidumbre de los resultados	26
2.1.2. Validación del programa de simulación.....	28
2.1.2.1. Maniqués empleados en la validación del programa	28
2.1.2.2. Mediciones dosimétricas.....	30
2.1.2.3. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués físicos.....	32
2.1.2.4. Cálculo sobre las imágenes del maniquí Remab.....	33
2.2. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués y pacientes pediátricos.....	34
2.2.1. Maniqués virtuales	34
2.2.1.1. Maniqués pediátricos	34

2.2.2. Descripción de las simulaciones	35
2.3. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués antropomórficos y sobre pacientes adultos	36
2.3.1. Maniqué antropomórfico Rando	37
2.3.2. Descripción de las simulaciones	37
2.3.3. Comparación de los valores dosimétricos.....	39
2.4. Cálculo sobre un maniqué antropomórfico utilizando protectores de bismuto	40
2.4.1. Características de los protectores de bismuto	40
2.4.2. Descripción de las simulaciones	41
2.5. Arquitecturas de funcionamiento	41
3. RESULTADOS.....	43
3.1. Validación del programa de simulación.....	43
3.1.1. Índices de dosis en aire.....	43
3.1.2. Índices de dosis en los maniqués cilíndricos.....	44
3.1.3. Dosis en órganos del maniqué antropomórfico Remab	48
3.2. Valores dosimétricos sobre los maniqués y pacientes pediátricos.....	49
3.3. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués antropomórficos y pacientes adultos	51
3.4. Cálculo sobre las imágenes del maniqué antropomórfico Rando utilizando protectores de bismuto	57
4. DISCUSIÓN	61
4.1. Diseño y validación del programa de simulación	61
4.1.1. Índices de dosis en aire.....	61
4.1.2. Índices de dosis en los maniqués cilíndricos.....	62
4.1.3. Dosis en órganos del maniqué antropomórfico Remab	65
4.1.4. Optimización del programa de cálculo.....	66
4.2. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués y pacientes pediátricos.....	67
4.3. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués antropomórficos y sobre pacientes adultos	69

4.4. Cálculo sobre las imágenes del maniquí antropomórfico Rando utilizando protectores de bismuto	74
5. CONCLUSIONES.....	76
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	78
Anexo I. EL MÉTODO DE MONTECARLO EN EL TRANSPORTE DE LA RADIACIÓN.....	90
AI.1. La esencia del método de Montecarlo	90
AI.2. Generación de números pseudo-aleatorios	91
AI.3. Teorema central del límite	92
AI.4. Técnicas de muestreo.....	94
AI.4.1. Función densidad de probabilidad	94
AI.4.2. Función de distribución.....	95
AI.4.3. Método directo	96
AI.4.4. Método de descarte	97
AI.4.5. Método mixto.....	98
AI.5. Análisis estadístico. Estimación de la precisión.	99
Anexo II. INTERACCIÓN DE LAS PARTÍCULAS CON LA MATERIA	101
AII.1. Procesos de interacción de los fotones	101
AII.1.1. Efecto fotoeléctrico.....	103
AII.1.2. Efecto Compton (dispersión incoherente)	104
AII.1.3. Dispersión coherente	107
AII.1.4. Importancia relativa de los distintos procesos.....	109
AII.2. Procesos de interacción de los electrones.....	109
Anexo III. EGS4, DESCRIPCIÓN GENERAL	112
AIII.1. Historia del código	112
AIII.2. Características básicas.....	113

AIII.2.1. Estructura.....	113
AIII.2.2. PEGS4	114
AIII.2.3. Mortran.....	115
AIII.2.4. Técnicas de reducción de varianza.....	116
AIII.2.5. DOSXYZ.....	116
AIII.3. Simulación de las interacciones	117
AIII.3.1. Transporte de las partículas.....	117
AIII.3.2. Transporte de los fotones	121
AIII.3.3. Transporte de los electrones.....	122
AIII.3.4. Energías de corte	123
Anexo IV. DIAGRAMA DE FLUJO DEL PROGRAMA DE SIMULACIÓN ..	125
Anexo V. FILTRO DE FORMA	129
Anexo VI. DETERMINACIÓN DE LA COMPOSICIÓN QUÍMICA DE LOS PROTECTORES DE BISMUTO	135
Anexo VII. CARACTERÍSTICAS DE LOS EQUIPOS DE TC	138

1. INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS

El progresivo desarrollo científico y tecnológico ha puesto a disposición de la medicina instrumentación y equipos que proporcionan más y mejor información del cuerpo humano con procedimientos cada vez menos agresivos. Una de las técnicas que ha evolucionado considerablemente es la tomografía computarizada (TC) y en especial durante la última década, con el desarrollo de la tecnología de los detectores, la reducción del tiempo de exposición y la introducción de equipos que permiten realizar irradiaciones en hélice alrededor del paciente. Hoy en día, gran parte de los nuevos modelos de TC incorporan tecnología multicorte, utilizan versiones avanzadas de *software* de reconstrucción y tratamiento de la imagen, amplían su campo de aplicación a nuevas áreas de la medicina y permiten el uso de modos de funcionamiento de ahorro de dosis de radiación.

Aunque los exámenes de TC sólo representan entre el 5 y el 10% del total de exámenes con fines diagnósticos, la dosis de radiación que se imparte con ellos a los pacientes es, en general, significativamente más alta que la de los exámenes convencionales con rayos X. Por ello, los estudios de TC representan con mucho la mayor fuente de exposición en radiodiagnóstico y, según el informe del Comité de las Naciones Unidas para los efectos de las radiaciones ionizantes (UNSCEAR) del año 2000 [1], contribuyen en promedio al 34% de la dosis efectiva colectiva. Dicho porcentaje sube hasta el 45% de la dosis efectiva colectiva si se consideran exclusivamente los países de nivel sanitario I, caracterizados por disponer de al menos un médico por cada 1000 habitantes. Por otro lado, el incremento del número de equipos de TC en funcionamiento y de exámenes realizados con ellos, hace prever que estos últimos porcentajes continuarán aumentando en el futuro [2].

1.1. Equipos de tomografía computarizada. Principios básicos de funcionamiento

La tomografía computarizada fue descrita y puesta en práctica por G. Hounsfield y A. Cormack en la década de los 70, con la intención de conseguir imágenes transversales del cuerpo humano [3]. Demostraron que los rayos X que atraviesan cualquier cuerpo contienen información de todos los constituyentes por los que se transporta el haz fotones. Esta idea orientó el diseño de los primeros equipos de TC, que permitían conocer la atenuación de los diferentes tejidos orgánicos al ser atravesados por los rayos X [4].

Para este propósito, se dirige un haz colimado de rayos X, en forma de abanico y punto focal relativamente pequeño, sobre un plano tomográfico del objeto a estudiar. Cuando la fuente efectúa un barrido circular completo alrededor del cuerpo, las estructuras internas atenúan el haz de rayos X según sus respectivos valores de número atómico y densidad. La radiación emergente después de atravesar los tejidos se recoge en una serie de detectores apilados en una posición diametralmente opuesta a la del tubo y que cubre completamente el abanico de rayos X.

Cuando un haz fino de fotones monoenergéticos atraviesa un trozo uniforme de material sufre una atenuación que viene caracterizada por la ley exponencial de atenuación $I = I_0 \cdot e^{-\mu d}$, donde I_0 es la intensidad del haz incidente, μ es el coeficiente de atenuación lineal, e I es la intensidad del haz después de atravesar un espesor d del material. Si, como ocurre en el cuerpo humano, el haz de rayos X pasa a través de materiales de diferente atenuación, podemos considerar al cuerpo como un volumen compuesto por un gran número de pequeños elementos de igual tamaño, cada uno de los cuales posee un coeficiente de absorción constante.

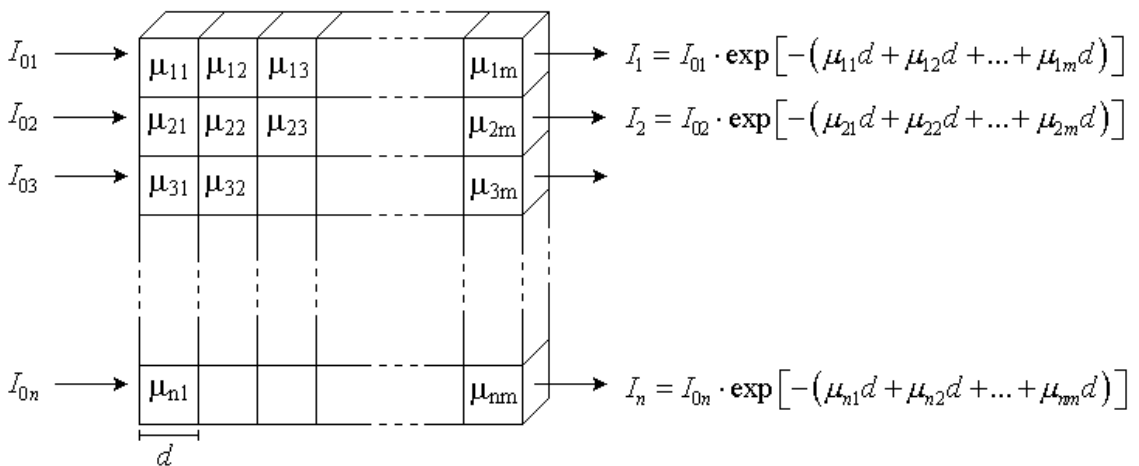


Fig. 1.1. Representación esquemática de una imagen dividida en nm voxels de anchura d , y sistema de ecuaciones a partir del cual se obtienen los valores de $\mu_{11}, \mu_{12}, \dots, \mu_{nm}$. Para una mayor claridad, sólo se han representado las irradiaciones en una dirección.

El logaritmo del cociente I/I_0 a lo largo de un rayo particular, como se puede observar en la Fig. 1.1, es proporcional a la suma de los coeficientes de atenuación de todos los elementos que el rayo atraviesa. A partir de esta idea, en 1917, el matemático J. H. Radon demostró que se puede reconstruir la imagen, en dos o tres dimensiones, de un cuerpo irradiado mediante una serie de proyecciones [5]. Para

determinar la atenuación de cada elemento interno, se debe obtener un gran número de mediciones desde distintas direcciones, lo cual genera un sistema de ecuaciones múltiples.

Una vez resuelto, mediante distintos algoritmos de reconstrucción y potentes sistemas de tratamiento de datos, se obtiene una imagen digital en 3-D del objeto estudiado. La unidad de volumen mínimo en que se reconstruye esta imagen tridimensional es el *voxel**. Cada uno de los *voxels* posee una absorción característica y es representado, en el monitor o en la placa radiográfica, como una imagen bidimensional llamada píxel caracterizada con un determinado nivel de gris. El coeficiente de atenuación representado en un píxel es el promedio de todos los materiales incluidos en el volumen del *voxel*. Por consiguiente, al digitalizar un volumen continuo como el cuerpo humano se pierde algo de información, sobre todo en los detalles finos, pero se obtiene a cambio la posibilidad de asemejar dicho cuerpo a una matriz numérica.

El campo de exploración, o SFOV, viene determinado por el círculo que es enteramente cubierto por el haz de rayos X durante una exploración. El campo de visión, o FOV, es el diámetro máximo de la imagen reconstruida, que puede ser menor o igual que el campo de exploración y determinará las dimensiones de la imagen digital obtenida. Por otro lado, las dimensiones de la matriz en el plano XY vendrán dadas por el número de píxeles en cada una de las direcciones ortogonales, y puede ser elegido entre varias opciones (normalmente se usa 512 x 512, aunque más recientemente se dispone de la opción 1024 x 1024 en algunos equipos). Por consiguiente, el tamaño de cada píxel se calcula dividiendo el diámetro del FOV por el tamaño de la matriz. La tercera dimensión del *voxel* vendrá establecida por el espesor de reconstrucción de la imagen de cada corte tomográfico. Naturalmente, el volumen de cada *voxel* determinará la resolución espacial de la imagen tridimensional.

A cada píxel de la imagen reconstruida se le asigna un número, llamado número (de) TC, relacionado con el coeficiente de atenuación del *voxel* correspondiente. Los números de TC para cada material y para cada energía son relativos, tomando el coeficiente de atenuación del agua como referencia, y normalmente se representan mediante una escala de grises. Se expresan en unidades Hounsfield (UH) de acuerdo con la definición:

* Al contrario de lo que ocurre con “píxel”, la Real Academia Española no contempla la adaptación gráfica del acrónimo “voxel”, proveniente de la expresión inglesa “Volume Element”. En la presente memoria se ha escrito sistemáticamente en cursiva y se ha mantenido el plural de su lengua original.

$$\text{número de TC} = \frac{\mu_{\text{material}} - \mu_{\text{agua}}}{\mu_{\text{agua}}} \cdot 1000 \quad (1.1)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación lineal. Por definición, el agua tiene un número de TC igual a 0 UH, y el aire, que representa prácticamente la ausencia de atenuación, tiene un valor de -1000 UH. El hueso, dependiendo de su composición, representa los valores más altos y no existe un límite en el extremo positivo para dichos valores[†].

La dependencia de los coeficientes de atenuación lineal con la energía de los rayos X, implica que los números TC no son unívocos de cada material ya que tienen alguna dependencia con la calidad del haz de fotones. Esto, que no es un problema de cara a su utilización habitual en radiodiagnóstico (representación de las imágenes en una escala relativa de grises), sí puede tener relevancia en otras aplicaciones, tales como la utilización directa de los números de TC para planificaciones dosimétricas en radioterapia.

1.1.1 Características de los equipos actuales y modos de adquisición

Los avances tecnológicos, la necesidad de conseguir imágenes que contengan más información anatómica, la reducción de los tiempos de exploración para evitar artefactos y el avance vertiginoso de la informática aplicada a la imagen han permitido una gran evolución en los equipos de TC. En las últimas versiones de los equipos, se diferencian según dispongan de una o más hileras de detectores (equipos de corte único o multicorte). Por otra parte, prácticamente todos los equipos en funcionamiento en la actualidad permiten elegir entre adquisición secuencial o espiral, ya que disponen de ambas opciones.

En el modo de adquisición secuencial el tubo de rayos X gira alrededor del paciente, que está inmóvil, para obtener los datos de un único corte. A continuación se produce un desplazamiento de la mesa y se coloca al paciente en la posición adecuada para realizar el siguiente corte de la serie. Los cortes pueden ser contiguos o separados una cierta distancia.

Para realizar una exploración es espiral se combina el movimiento rotatorio del tubo de rayos X y el arco de detectores con el movimiento simultáneo de traslación longitudinal de la camilla donde se sitúa el paciente. De esta forma se consigue una adquisición volumétrica de la zona anatómica de interés, permitiendo reconstrucciones

[†] En rigor, existe un límite en la información digital ya que normalmente se trabaja con una profundidad de hasta 16-bits, lo que implica que el intervalo de valores posibles se extiende del 0 al 65535.

en el plano axial en cualquier posición, y reformateados tridimensionales en cualquier dirección planar.

Los equipos de TC multicorte, o TCMC, que tienen múltiples hileras de detectores (2, 4, 6, 8, 12, 16, 32, 40, 64 y 256) [6 a 8] permiten la adquisición simultánea de muchas secciones o hélices, reduciendo considerablemente los tiempos de barrido a la vez que se mejora la resolución espacial de las imágenes.

En las adquisiciones helicoidales, la relación entre el desplazamiento de la camilla en la dirección horizontal y el producto del número de cortes por el espesor de corte, durante una rotación completa del tubo de rayos X se denomina factor de paso (*pitch*):

$$\text{Factor de paso} = \frac{\Delta d}{N \cdot T} \quad (1.2)$$

donde Δd es el desplazamiento de la mesa por cada rotación de 360° del tubo, N es el número de rodajas adquiridas simultáneamente (sólo para barridos multicorte) y T es el espesor nominal de corte de cada sección. Cuanto mayor es el valor del factor de paso, más estiradas están las espirales, con lo que la radiación que recibe el paciente es menor, pero la calidad de las imágenes obtenidas también puede disminuir.

Los equipos de TC permiten seleccionar distintos parámetros con los que se puede controlar tanto la geometría como las características del haz en la adquisición de datos. La descripción geométrica del haz viene determinada por la posición inicial y final de la irradiación, la apertura del haz en el plano XY, el área de colimación (espesor del corte o ancho de la rebanada) y el factor de paso. La intensidad y calidad de la radiación emergente del tubo de rayos X dependen de la corriente del tubo, del tiempo de exposición, del potencial aplicado y de la filtración. La cantidad de fotones que emite el tubo de rayos está controlada por el producto de la intensidad de corriente del tubo (mA) por el tiempo total de irradiación (s), mientras que la distribución espectral de los fotones está determinada por el voltaje aplicado (kVp) y por la filtración total equivalente (mm Al) interpuesta en el haz de rayos X. Para la realización de los exámenes de TC, cada equipo dispone de protocolos propios con valores prefijados para dichos parámetros, que pueden tomarse como valores iniciales de referencia o variarse parcialmente para adaptarse a las características concretas de cada estudio.

1.2. Estimación de dosis al paciente en exámenes de TC

Fundamentalmente existen dos motivaciones para medir o estimar la dosis impartida a los pacientes en exámenes radiológicos: a) la estimación de dosis absorbida en órganos y tejidos del paciente con el fin de determinar el riesgo asociado con cada técnica y tipo de examen realizado y, b) la obtención de parámetros objetivos para valorar la “buena práctica” en los exámenes realizados optimizando la relación dosis recibida-calidad de imagen.

Actualmente, el conocimiento de las dosis recibidas por los pacientes durante los exámenes con rayos X es un requisito legal contemplado tanto en la legislación europea [9] como en la española [10, 11], teniendo en cuenta que de los principios generales [12] en los que se basa el sistema de protección radiológica, a saber, justificación de una práctica, optimización de la protección y límites individuales de dosis y de riesgo, solo los dos primeros principios son aplicables en las exposiciones con fines médicos.

En el artículo 4.1º de la Directiva 97/43/EURATOM, referente al principio de optimización, se especifica que:

“... todas las dosis debidas a exposiciones médicas con fines radiológicos, excepto los procedimientos radioterapéuticos, se mantendrán tan bajas como razonablemente pueda alcanzarse, de acuerdo con la obtención de la información diagnóstica requerida, teniendo en cuenta factores sociales y económicos...”

La optimización del estudio se conseguirá obteniendo una buena calidad de imagen, a la vez que se minimizan los efectos secundarios, asegurando que el beneficio neto que se obtiene es siempre mucho mayor que el posible riesgo al que se expone al paciente.

En la actual legislación europea [9] se contempla la necesidad de conocer los valores de dosis a pacientes en procedimientos estándar de TC así como el establecimiento de valores de referencia exigiendo que:

“... cuando se utilicen equipos de radiodiagnóstico nuevos, deben incorporar algún dispositivo que informe al operador de la cantidad de radiación producida por el equipo en la aplicación del procedimiento radiológico...”

Los valores dosimétricos de referencia tienen que ser especificados para los distintos procedimientos diagnósticos, con el fin de garantizar el cumplimiento de los

programas de calidad, definiendo las distintas magnitudes dosimétricas para que puedan ser fácilmente cuantificables, pero con suficiente exactitud y precisión.

Se puede comparar, en primera aproximación, el riesgo asociado estimando magnitudes operacionales específicas, como por ejemplo, el índice de dosis de tomografía computarizada (CTDI), o los valores del producto dosis-longitud (DLP). Para los exámenes de TC en particular, se han establecido valores europeos de referencia para estas magnitudes dosimétricas [13], de las que hablaremos en detalle más adelante. Siguiendo esa norma, los nuevos equipos de TC suelen informar en la consola del operador los valores del CTDI o magnitudes similares asociadas con el protocolo de adquisición seleccionado. La probabilidad de que se produzcan efectos inducidos por la radiación ionizante no depende sólo de la dosis absorbida sino también del tipo y energía de la radiación incidente que ha dado lugar a dicha dosis, así como de los órganos o tejidos corporales irradiados. Como paso previo a la estimación de la probabilidad de que se produzcan efectos estocásticos o deterministas se debe conocer la dosis equivalente en los órganos o tejidos, que está definida como el promedio de dosis absorbida en un tejido o órgano multiplicado por un factor de ponderación relacionado con la calidad de la radiación [14].

Por todo lo dicho, para evaluar apropiadamente los riesgos radiológicos en exploraciones de TC hay que tener en cuenta la poca uniformidad de la distribución de dosis y las variaciones de radiosensibilidad de los distintos órganos y tejidos. Para ello sería deseable cuantificar adecuadamente la dosis absorbida en los distintos órganos, teniendo en cuenta tanto las características técnicas de cada exploración como las características anatómicas específicas de cada paciente.

Sin embargo, la determinación de la dosis de la radiación en estos órganos es problemática ya que su medida directa en pacientes no siempre es posible. Existen básicamente tres estrategias para abordar el problema; resolución de las ecuaciones del transporte de la radiación en la materia, simulación a través del método de Montecarlo (del cual hablaremos mas adelante) y cuantificación experimental en pacientes, para los órganos más superficiales (piel, cristalino, tiroides y testículos), o utilizando maniqués antropomórficos para órganos y tejidos internos cuya dosis puede ser medida, de forma indirecta, con la ayuda de dosímetros de termoluminiscencia.

La descripción teórica del transporte de la radiación y de su interacción con la materia consiste en determinar, para una fuente de radiación y para una geometría dada, el flujo de partículas en cada punto del espacio y en cada instante del tiempo. Así, la determinación de la dosis en un campo de radiación tendría un enfoque determinista, ya que el problema se reduciría a establecer las ecuaciones matemáticas (ecuaciones de Boltzmann) que describen el balance entre flujos de partículas entrantes y salientes de un volumen infinitesimal [15]. Pero la resolución analítica de

estas ecuaciones puede ser muy complicada e incluso inviable, y únicamente se pueden obtener resultados en geometrías muy simples y, en la mayoría de los casos, empleando aproximaciones severas [16]. Sin embargo, estos resultados son totalmente insuficientes para tratar casos de interés práctico en las distintas aplicaciones médicas, que a menudo requieren un grado de complejidad considerable.

En la actualidad la mejor alternativa a las ecuaciones de Boltzmann se encuentra en la simulación mediante el método de Montecarlo, consistente en una serie de técnicas de cálculo en las que se emplean números aleatorios.

1.3. Estimaciones mediante el método de Montecarlo

El método de Montecarlo (MC) es un procedimiento matemático que nos permite simular un sistema, con la ayuda de ordenadores. En general se aplica a problemas cuyo comportamiento global se puede modelar mediante una distribución de probabilidad. Esta técnica es aplicable en numerosos campos, no sólo en el de las radiaciones, sino también en matemáticas (evaluaciones de integrales), ingeniería ambiental (crecimiento de bosques y estudios de contaminación), economía (análisis de mercado y crecimiento de PIB), biología molecular (interacción de moléculas de ADN) y muchas otras.

Si se trabaja en el campo de las radiaciones ionizantes, el método de Montecarlo hace uso de las distribuciones de probabilidad de las interacciones individuales para simular la trayectoria errática de las partículas. Todos los datos físicos que van a determinar el transporte de las partículas estarán en los algoritmos del código usado, de modo que mediante secuencias de números aleatorios se pueda simular lo que realmente ocurre en la naturaleza; los fotones (o los neutrones) y las partículas cargadas (electrones y positrones), al atravesar la materia producen una serie de interacciones con los átomos que la forman. Todos estos fenómenos de absorción, dispersión y producción de partículas secundarias siguen un proceso aleatorio, es decir, no se puede prever qué tipo de interacción se va a producir en cada momento y lugar, sino que solamente se puede asignar una probabilidad a cada uno de los posibles sucesos. El método de Montecarlo escoge al azar cada una de las posibles variables, de acuerdo con su función de probabilidad, para reproducir los fenómenos que tienen lugar en el sistema a estudiar, y así, poder cuantificar finalmente el valor medio de aquellas magnitudes que nos interesen para la resolución del problema. Hemos incluido en el Anexo I una descripción más detallada de los principios generales del método de Montecarlo. Asimismo, para completar la información sobre las aplicaciones del método en el transporte de radiaciones ionizantes, hemos descrito en el Anexo II las interacciones de fotones y electrones con la materia en el rango de energías del radiodiagnóstico ($E < 150$ keV).

La simulación mediante ordenadores y técnicas de Montecarlo, ha sido utilizada con frecuencia para estudiar problemas asociados con la utilización de radiaciones ionizantes en medicina [17, 18]: cálculo de dosis en radioterapia [19], estudios de sistemas para la obtención de imágenes con radionucleidos [20] o rayos X, caracterización de las fuentes [21, 22] y detectores [23, 24], estudios específicos en mamografía [25, 26], cálculo de radiación dispersa aplicables al diseño de salas de diagnóstico [27], optimización de técnicas en radiodiagnóstico convencional [28], etc. Se ha convertido en una de las mejores alternativas disponibles en la actualidad para resolver el problema del transporte de la radiación ionizante en la materia, ya que permite realizar cálculos, con suficiente precisión, de parámetros relacionados con dicho transporte en distintas aplicaciones médicas sobre geometrías tan complejas como el cuerpo humano.

1.4. Códigos de simulación

La utilización del método de Montecarlo requiere la elaboración de una serie de rutinas que controlan las interacciones de la radiación con la materia. Esta es una tarea tediosa y complicada pero, afortunadamente, existen códigos ya elaborados que podemos utilizar a nuestra conveniencia siempre que definamos las rutinas específicas y las adaptemos a cada estudio concreto.

Entre los más usados, chequeados y validados, se pueden destacar EGS4 [29], MCNP [30], PENÉLOPE [31], ITS [32] y GEANT [33]. El esquema de simulación del transporte de partículas es, con diferencias menores, semejante en los distintos códigos desarrollados [34]. Las diferencias entre éstos se centran en las aproximaciones o modelos usados para describir las interacciones y en su mayor o menor flexibilidad a la hora de interaccionar con el usuario (datos de entrada, datos de salida, programación por parte del usuario, etc.). Todos estos códigos permiten la simulación de materiales de composición arbitraria, con geometrías complejas y un rango de energías que va desde unos pocos keV hasta algunos GeV aunque los extremos de este intervalo dependen en gran medida del código considerado.

En el presente trabajo se ha utilizado el código EGS4 [29], que fue desarrollado originalmente en el Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) para describir el transporte de fotones y partículas con carga (electrones y positrones) con altas energías (aceleradores lineales y rayos cósmicos). Posteriormente se modificó para incorporar el transporte en la materia de las partículas con energías comprendidas en el rango de utilización de la física médica [35]. Hemos incluido una descripción general del paquete EGS4 en el Anexo III.

A diferencia de otros códigos, el EGS4 requiere que el usuario realice el diseño del propio programa de simulación así como la construcción de los ficheros de entrada y de salida de información, como se ha detallado en el Anexo IV. Es cierto que, comparativamente, esta particularidad implica una mayor inversión de tiempo y esfuerzo, pero también permite al usuario mayor libertad para crear o modificar los algoritmos que describen cada uno de los procesos que se pretenden simular.

1.5. Modelos computacionales del paciente

El realismo y la exactitud en la descripción geométrica y distribución de los distintos materiales que forman el blanco a irradiar, el maniquí o el paciente en nuestro caso, tiene una gran importancia en la precisión de las magnitudes calculadas. Existen dos tendencias diferentes, con sus ventajas y limitaciones, para caracterizar los modelos computacionales del “objeto” a estudiar: la descripción a partir de ecuaciones matemáticas y el uso de la información tridimensional obtenida en equipos de TC o de resonancia magnética (RM).

Ambos tipos de maniqués han sido utilizados en numerosos estudios para obtener información dosimétrica en los diferentes órganos y tejidos. Se han realizado simulaciones con haces de distintos tipos de partículas, considerando un amplio rango energético, y variadas geometrías de irradiación con el fin de reproducir los distintos exámenes médicos que utilizan radiaciones ionizantes.

1.5.1. Maniqués matemáticos

Para el diseño de estos maniqués se recurre a expresiones matemáticas que representan planos, cilindros, elipsoides o esferas para describir las superficies y los volúmenes representativos de los distintos órganos y tejidos. La descripción de éstos – posición en el espacio, forma geométrica y material – representa esquemáticamente la anatomía de un “paciente de referencia”, es fácil de estandarizar y minimiza los requisitos de memoria y tiempo de cálculo [36]. Pero a su vez, su gran simplificación hace que solamente sean comparables a grandes rasgos con el cuerpo humano. Los modelos matemáticos no describen detalladamente ningún individuo concreto, sino que representan esquemáticamente las principales características anatómicas de los distintos grupos de población.

El primer maniquí antropomórfico matemático, conocido como MIRD (*Medical Internal Radiation Dose*), estaba compuesto principalmente de tres materiales (hueso, pulmón y tejido blando), fue introducido por el Oak Ridge National Laboratory [37, 38] y se basa en un “paciente de referencia” de 70 kg de peso y 170 cm de altura [39], aunque presenta algunas diferencias significativas con éste. La evolución de los

maniqués hermafroditas MIRD ha generado una gran familia de maniqués matemáticos antropomórficos, desarrollando maniqués representativos de pacientes adultos [40], de ambos sexos (ADAM y EVA) [41], y de pacientes pediátricos de distintas edades [42 a 49].

1.5.2. Maniqués tomográficos o divididos en *voxels*

La complejidad de la anatomía humana limita las posibilidades de reducirla a modelos mediante ecuaciones matemáticas. A pesar de los esfuerzos para desarrollar modelos matemáticos más completos, en la práctica se asumen ciertas simplificaciones y no se tienen en cuenta detalles anatómicos, lo que limita la extrapolación de resultados a pacientes que se alejan de la media por algún motivo. Estas desviaciones respecto a la anatomía individual de cada paciente pueden introducir diferencias relevantes entre las dosis reales en órganos o tejidos y las calculadas.

El continuo crecimiento de las prestaciones de los equipos informáticos, principalmente el aumento de memoria y de velocidad de cálculo, ha permitido usar indirectamente las propias imágenes obtenidas de los equipos de TC o de RM, para realizar simulaciones más realistas sobre maniqués que representan la anatomía específica del paciente. Con las imágenes tomográficas obtenidas con TC o RM debidamente procesadas, se pueden obtener matrices tridimensionales donde cada elemento, denominado *voxel*, representa una fracción del volumen estudiado del paciente.

Los modelos tomográficos o maniqués divididos en *voxels* fueron introducidos independientemente por dos grupos, a mediados de la década de los 80 [50, 51]. En la actualidad hay distintos grupos que utilizan maniqués divididos en *voxels* a partir de imágenes obtenidas con equipos de TC [52 a 61], imágenes obtenidas con RM [62, 63], o a través de la observación directa de las distintas secciones de cadáveres [64]. Los maniqués tomográficos han sido usados habitualmente, junto con el método de Montecarlo, en la optimización de dosis en tratamientos clínicos en radioterapia [65 a 69], en cálculos dosimétricos con fuentes internas y externas [70], en la obtención de coeficientes de conversión para fotones, electrones y neutrones para diferentes energías y, muy recientemente, para el cálculo de la dosis efectiva impartida en exámenes de rayos X convencionales [71].

A finales de los años 90 se publicaron los primeros trabajos que combinaban la simulación de equipos TC y el uso de maniqués divididos en *voxels*. Utilizaron el código EGS4 para obtener resultados en un maniqué de cabeza [72] y en un maniqué tomográfico del tronco de una joven de 14 años de edad, llamado ADELAIDE [55, 73], demostrando la viabilidad de la utilización del método de Montecarlo para

reproducir la geometría y la emisión de fotones del quipo TC. Con el mismo código se implementó un maniquí tomográfico de cuerpo entero, bautizado como JAERRY, representativo del hombre estándar japonés [74]. Otros estudios han utilizado el código MCNP para simular la irradiación helicoidal de maniqués de polimetil metacrilato (PMMA) de cabeza y de cuerpo [75], y del tronco de un paciente adulto calculando la dosis absorbida en pulmón [53]. En este último estudio, también se calculó mediante simulación la distribución de dosis en el maniquí matemático MIRD dividido en *voxels*. Mediante la utilización del paquete EGS4, Schmidt *et al.* [52] calcularon recientemente el CTDI en maniqués *voxelizados* de cuerpo y, simularon irradiaciones de pacientes y de los maniqués matemáticos EVA y ADAM, modificaciones del maniquí MIRD.

1.6. Programas para la estimación de dosis en TC

La simulación por el método de Montecarlo de la irradiación de maniqués matemáticos ha sido la vía utilizada con mayor frecuencia para estimar dosis en procedimientos axiales de TC. Se han estimado dosis típicas, bajo ciertas condiciones específicas de radiación, a partir de la energía depositada en los 27 órganos o regiones del maniquí matemático hermafrodita MIRD5 [76, 77]. Esta forma de estimar la dosis fue utilizada en estudios posteriores [78, 79] para obtener la relación entre la dosis efectiva obtenida mediante simulación con la energía total calculada que emite cada equipo de TC.

A partir de las simulaciones realizadas utilizando la extensa variedad de maniqués matemáticos se han desarrollado distintos programas informáticos que permiten estimar, mediante factores de conversión precalculados, la dosis en órganos y la dosis efectiva a partir de los parámetros utilizados en cada examen de TC. Los archivos con los resultados de los valores normalizados de dosis en cada uno de los órganos o regiones representadas en el maniquí matemático se encuentran disponibles en la literatura [77, 80]. Los programas que aplican dichos factores permiten al usuario, en general, seleccionar el fabricante y el modelo del equipo de TC y los parámetros de la exploración con en fin de obtener la dosis en cada órgano y las dosis efectivas para el examen completo.

Entre los programas disponibles destacan, entre otros, el programa CTDOSE [81], el P-Dose/CT Module [82], el WinDose [83, 84] que permite la estimación de dosis en adquisiciones helicoidales y el programa CTDosimetry del ImPACT [85], que utiliza una hoja de cálculo Excel y requiere la utilización de los coeficientes de conversión generados en el National Radiological Protection Board (NRPB)[77].

A modo de resumen, la dosis impartida a los pacientes en exámenes de TC depende de la técnica utilizada, de las características del equipo (geometría, filtración, sistema detector, etc) y de la zona anatómica del paciente que es irradiada. Aunque las diferencias de dosis debidas exclusivamente a diferencias entre equipos han disminuido en los últimos modelos [86], es conveniente disponer de una herramienta para el cálculo de dosis tanto en aplicaciones convencionales como en las nuevas.

Si se quiere realizar una estimación de dosis realista conviene tener en consideración tanto las características del equipo utilizado como la geometría y composición de la zona irradiada del paciente. Dada la evolución actual de los equipos (TC multicorte o escáner híbrido TC-PET) y de sus aplicaciones (cardiología, fluoroscopia o angiografía) estos programas permiten utilizar métodos *ad hoc* para estimar las dosis u otras magnitudes de interés.

Por estas razones, queda motivado el desarrollo de un método para calcular dosis absorbida y dosis efectiva en exámenes TC a pacientes de distintas edades, sexo y complexión y comparar la dosis para distintos protocolos de imagen.

1.7. Objetivos

El objetivo general de nuestro trabajo ha sido desarrollar un programa de simulación basado en el método de Montecarlo que permita calcular dosis absorbidas en espacios de interés divididos en celdas o elementos de volumen (*voxels*) obtenidos a partir de las propias imágenes de TC, teniendo en cuenta la geometría del equipo, el modo de adquisición y los parámetros de irradiación.

Dicho objetivo ha sido abordado operativamente en dos etapas sucesivas: la primera ha consistido en el diseño del programa propiamente dicho y su validación mediante una comparación con resultados experimentales básicos; la segunda, en la aplicación del programa en la simulación de exploraciones de TC sobre maniqués antropomórficos y grupos de pacientes.

Operativamente la primera etapa ha consistido en:

- 1) Diseñar un programa utilizando el paquete EGS4, adaptado a la geometría de irradiación y características del haz de rayos X de un equipo de TC.
- 2) Desarrollar un método de transformación de imágenes de TC de maniqués o pacientes en “objetos *voxelizados*” con segmentación de materiales.
- 3) Calcular mediante simulaciones con MC las distribuciones de dosis por elementos de volumen debidas a irradiación con TC de objetos que representan diferentes maniqués geométricos.

- 4) Comparar los resultados calculados para las dosis en las simulaciones con los obtenidos experimentalmente a través de mediciones en aire y en maniqués geométricos.

De modo similar, los objetivos operativos de la segunda etapa se han concretado en:

- 5) Simular exámenes de TC sobre áreas anatómicas completas de maniqués antropomórficos para hacer estimaciones de las dosis medias por “rodaja”.
- 6) Definir un método gráfico para segmentar geométricamente los órganos y tejidos de interés sobre los “objetos” que representan a maniqués antropomórficos o pacientes.
- 7) Estimar mediante la simulación de exámenes de TC las dosis medias por “rodaja” para pacientes pediátricos y maniqués geométricos de tamaños y sección diferentes.
- 8) Asignar la equivalencia entre maniqués y grupos de pacientes pediátricos mediante la comparación de resultados dosimétricos.
- 9) Estimar mediante la simulación de exámenes de TC las dosis en órganos de maniqués antropomórficos y pacientes adultos.
- 10) Comparar los valores de dosis calculados con los obtenidos experimentalmente a partir de mediciones para ciertos órganos seleccionados de maniqués y pacientes adultos.
- 11) Aplicar el método a un caso real de protección radiológica mediante la utilización de protectores con bismuto destinados a reducir la dosis en ojos, tiroides y mamas.
- 12) Comparar los ahorros de dosis obtenidos con los protectores de bismuto con los proporcionados mediante la disminución de la carga del tubo para la misma calidad de imagen.

2. MATERIAL Y MÉTODOS

Hemos desarrollado un método de cálculo de dosis aplicable a exámenes de TC basado en el método de Montecarlo (Anexo I) que simula las interacciones y el transporte de la radiación sobre “objetos” que son maniqués basados en *voxels*, mediante el paquete EGS4 (Anexos II y III). Los maniqués han sido construidos combinando adecuadamente sus propias imágenes de TC. El estudio puede dividirse, tanto desde el punto de vista de su realización temporal como conceptualmente, en cuatro fases diferentes, cada una de las cuales ha abierto perspectivas nuevas para la siguiente: a) diseño y validación del programa de simulación; b) aplicación a maniqués y pacientes pediátricos; c) cálculo de las dosis en maniqués antropomórficos y pacientes de diferente morfología; y d) aplicación en un maniqué antropomórfico con protectores de bismuto. Este es esencialmente el esquema que vamos a seguir para describir la metodología aplicada.

2.1. Diseño y validación del programa de simulación

2.1.1. Descripción del programa de simulación

Partiendo de la idea original del programa DOSXYZ.mor [87] se ha diseñado el programa de simulación utilizado en el presente trabajo. Cada una de las secciones del programa ha sido ajustada progresivamente hasta conseguir una simulación lo más realista posible.

A continuación se describen los aspectos del programa relacionados con la simulación del equipo, la descripción del objeto irradiado y la metodología para la obtención de los archivos de salida, con la información de los distintos resultados requeridos por el usuario. Los diagramas de flujo específicos de la versión final del programa de simulación se muestran de modo esencial en el Anexo IV.

2.1.1.1. Simulación del equipo

En primer lugar se ha definido el “volumen hábil” donde se realizará el transporte de las partículas. Este “volumen hábil” o espacio de simulación viene determinado por el volumen total obtenido de la unión de todos los *voxels* considerados. Cuando una partícula sobrepasa dicho volumen de simulación finaliza su seguimiento y cede toda su energía en el punto exterior donde se encuentra dicha partícula ya descartada.

La dosis impartida en cada examen depende de las características propias de cada equipo de TC y/o de los parámetros de cada exploración: geometría del equipo, modos de adquisición, tensión del tubo y producto de la intensidad por el tiempo, filtración del haz, longitud irradiada, colimación, velocidad de la camilla de exploración y factor de paso.

Apertura del haz y rotación del tubo en el plano X-Y

La apertura del haz en el isocentro a lo largo del eje X-Y depende de las características técnicas de cada equipo de TC y de los distintos protocolos utilizados que determinan al campo de exploración.

Durante la simulación, la posición inicial de cada fotón (x_{in}, y_{in}) ha permanecido fija en el punto (0, SAD), donde SAD representa la distancia comprendida entre el foco emisor de rayos X al eje de rotación o isocentro (Fig. 2.1). El ángulo inicial de emisión dentro del abanico, para cada partícula simulada, determina las componentes de los vectores directores de cada partícula (u_{in}, v_{in}) emitida por el foco del tubo. Dicho ángulo, se ha escogido aleatoriamente entre los valores comprendidos en el intervalo $(-\alpha_d, \alpha_d)$, teniendo en cuenta todas las posibles direcciones cuyos extremos están delimitados por las líneas trazadas desde el foco del tubo hasta los dos puntos más externos de la superficie circular determinada por el campo de exploración (SFOV).

Para reproducir el movimiento rotacional del tubo de rayos X sobre la circunferencia más externa de la Fig. 2.1, se aplica una rotación del sistema de coordenadas alrededor del isocentro. Las nuevas componentes (x'_{in}, y'_{in}) y (u'_{in}, v'_{in}) , habiendo girado un ángulo escogido al azar, φ , vendrán determinadas por:

$$\begin{aligned} x'_{in} &= x_{in} \cdot \cos(\varphi) - y_{in} \cdot \text{sen}(\varphi) & u'_{in} &= u_{in} \cdot \cos(\varphi) - v_{in} \cdot \text{sen}(\varphi) \\ y'_{in} &= x_{in} \cdot \text{sen}(\varphi) + y_{in} \cdot \cos(\varphi) & v'_{in} &= u_{in} \cdot \text{sen}(\varphi) + v_{in} \cdot \cos(\varphi) \end{aligned} \quad (2.1)$$

De esta forma se simula un número discreto, y variable, de posiciones angulares para el punto inicial de cada historia. El incremento angular promedio $\Delta\varphi$ viene dado por el cociente entre el número total de historias que se simulan y el número de vueltas que se reproducen. Este incremento angular es suficientemente pequeño ($\sim 1.2 \cdot 10^{-4}$ grados) como para considerar que, en el modelo aplicado, el movimiento del tubo es prácticamente continuo.

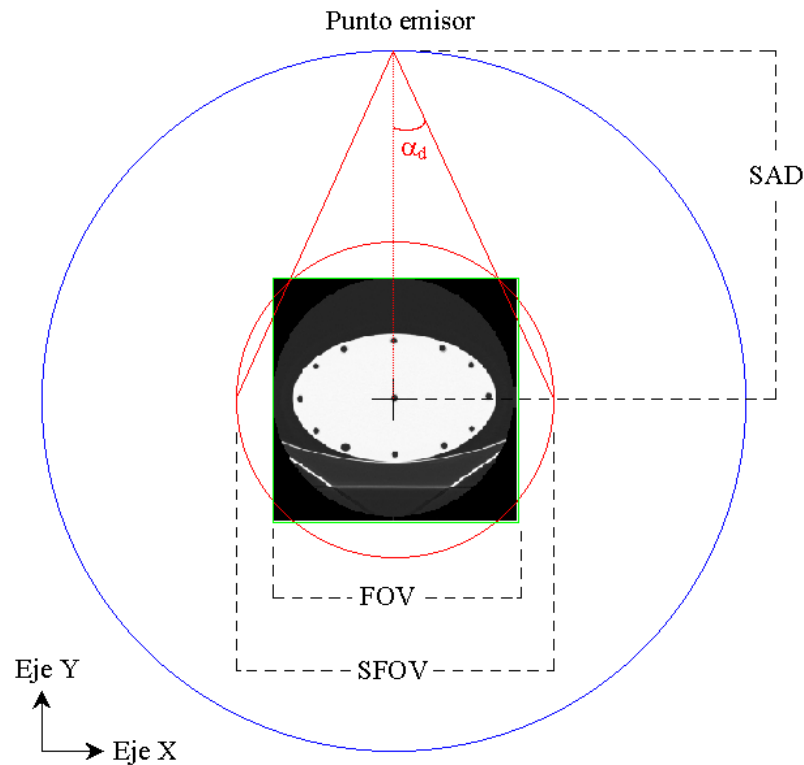


Fig. 2.1. Diagrama esquemático de la apertura máxima del haz de fotones en el plano X-Y.

Anchura del haz en el eje Z

La limitación geométrica que suponen los colimadores primarios condiciona la apertura del haz de rayos X, ya sea en el plano axial o a lo largo del eje Z. En los equipos de corte único, la apertura del haz en el isocentro a lo largo del eje Z viene determinada por el espesor nominal de corte, T, y en los escáneres multicorte, por la colimación total (NxT).

Una de las características propias de los equipos TCMC es la sobreexposición (*overbeaming*) para evitar los efectos de penumbra en los detectores extremos. El ánodo del tubo tiene una cierta área efectiva desde la que se emiten fotones X, que normalmente es de unos pocos milímetros cuadrados. La limitación geométrica del haz debida a los colimadores produce una zona de penumbra en los extremos de los detectores [88]. Para asegurar que todos los detectores activos están dentro de la zona de “haz directo”, la zona de penumbra debe quedar fuera de la zona de detectores activos, lo que se produce haciendo que la colimación real sea mayor que la nominal, lo que conlleva un aumento de la dosis al paciente.

En el caso de la simulación de los equipos multicorte también se ha tenido en cuenta, como se puede observar en la Fig. 2.2, el efecto de la sobreexposición y de la penumbra. Para reproducir el foco extenso, de longitud Δ en el eje Z, se ha sorteado el ángulo inicial de emisión, β_i , para cada fotón emitido por el tubo de rayos X. Para

realizar esta tarea se determina, en primer lugar, una posición aleatoria a lo largo de la fuente extensa en la dirección Z y, posteriormente, se calcula el ángulo mínimo y máximo de emisión, β_{\min} y β_{\max} , teniendo en cuenta las limitaciones geométricas que impone la apertura de los colimadores. De esta manera se puede escoger aleatoriamente el valor de β_i , sabiendo que $\beta_{\min} \leq \beta_i \leq \beta_{\max}$, para cada historia simulada.

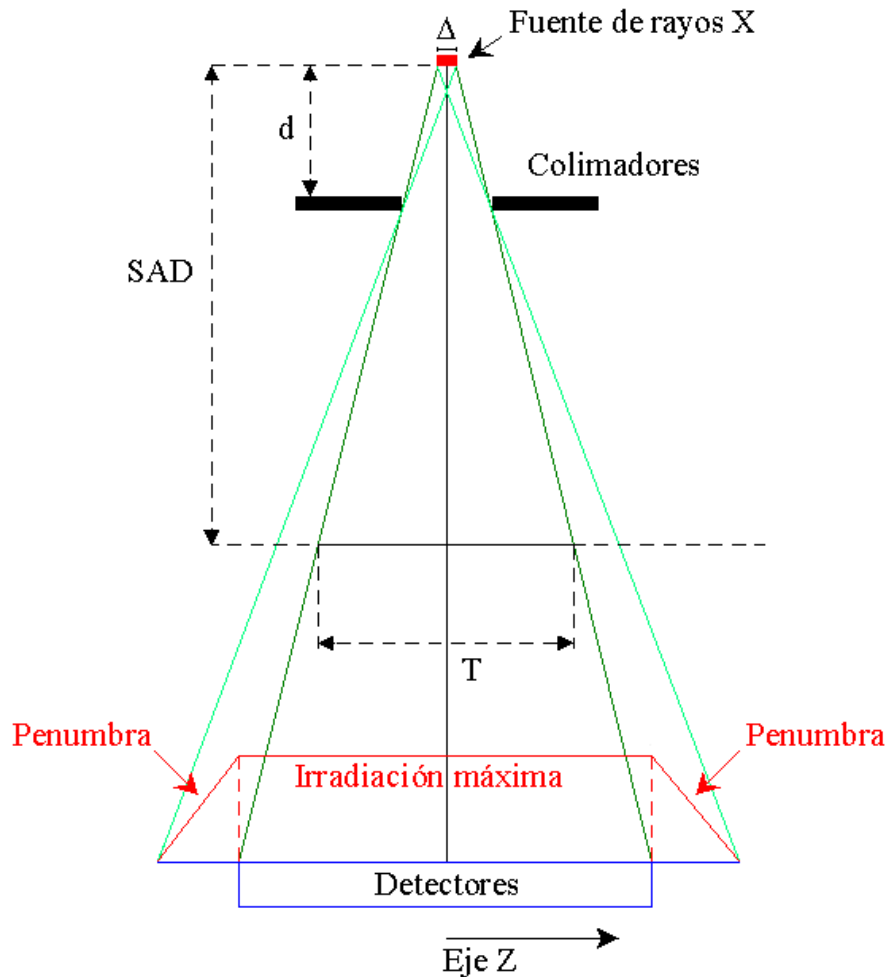


Fig. 2.2. Apertura del haz de fotones en el eje Z , teniendo en cuenta una fuente extensa y el efecto de penumbra. Esquema modificado a partir de la figura publicada por Hsieh [88].

Considerando que cada fotón realiza una trayectoria rectilínea entre el foco emisor y los colimadores, podemos calcular la dirección del vector director axial en la dirección Z , w_{in} , a partir de la distancia d comprendida entre los colimadores y el punto emisor:

$$w_{in} = \text{sen}(\beta_i) \quad (2.2)$$

Adquisición secuencial o helicoidal

Asimismo, se ha diseñado el programa para que la posición inicial de los fotones también pueda reproducir una traslación en el eje Z. Con el valor del factor de paso (*pitch*) adecuado, se genera un movimiento helicoidal al reproducir simultáneamente el desplazamiento de la mesa y la rotación del tubo. Para poder simular series de adquisición secuencial o helicoidal para cada equipo de TC, la componente tridimensional de la posición inicial de cada partícula tiene que ser equivalente al movimiento de la mesa de exploración. La componente Z es constante si se está simulando una exposición axial y aumenta uniformemente con el movimiento de la camilla si se está simulando un examen helicoidal. En este caso el desplazamiento de la mesa de exploración durante una vuelta completa determina el factor de paso, y de una forma semejante se implementa el factor de paso en el programa de simulación, teniendo en cuenta la distancia recorrida por la fuente en el eje Z por cada vuelta realizada por el tubo de rayos X.

Implementación del espectro energético y de la intensidad del tubo

En rigor, la simulación del espectro energético completo se consigue simulando partículas monoenergéticas, teniendo en cuenta que la energía inicial para cada historia se escoge aleatoriamente de acuerdo con la función de probabilidad energética del espectro considerado. Para reproducir lo más fielmente posible dicho espectro, hemos usado un catalogo espectral reciente [89], teniendo en cuenta los valores de los parámetros que definen la calidad del haz en los equipos con los que hemos trabajado: la tensión del tubo, el rizado de la tensión, el material y la angulación del ánodo, y la filtración primaria propia de cada equipo simulado.

El espectro obtenido está muestreado a incrementos de 0,5 keV, y contiene implícitamente la probabilidad relativa o peso de cada energía en el intervalo seleccionado, desde 0,5 keV hasta el máximo de energía que depende del potencial aplicado. Para cada energía se obtiene el número de fotones que atraviesan una superficie cuadrada, perpendicular al haz de rayos X, con una área de 1 mm², a una distancia de 750 mm del punto emisor y por cada mAs.

Una vez se ha realizado la simulación, se multiplican los valores energéticos obtenidos por el factor F, para tener en cuenta los valores reales de la carga del tubo, del área perpendicular al haz y de la distancia del foco-isocentro. Así se pasa del número de partículas simuladas al número de fotones que son emitidos por el tubo de rayos X para la técnica de exploración concreta:

$$F = I \cdot t \cdot SFOV \cdot T \cdot \frac{75^2}{SAD^2} \quad (2.3)$$

donde I representa la intensidad del haz (mA), t es el tiempo por rotación del tubo (s), $SFOV$ es el campo de irradiación (mm), T es la anchura de corte (mm), y SAD es la distancia entre el foco y el isocentro (cm).

Filtro de forma

El transporte de los fotones a través del filtro de forma no se ha simulado directamente, sino que se ha implementado teniendo en cuenta la atenuación producida al ser recorrido por los fotones del haz. Para ello se multiplica la energía de cada partícula por un factor que tiene en cuenta la atenuación que se produce. Como se puede ver en el Anexo V, se ha estudiado la distancia que recorre el fotón dentro del filtro de forma para cada ángulo de emisión en el plano X-Y. Teniendo en cuenta el material del filtro, se puede calcular analíticamente la atenuación que sufrirá cada partícula:

$$I(E, \alpha) = I_0 \cdot e^{-\mu_{\text{Filtro}}(E)d(\alpha)} \quad (2.4)$$

donde E es la energía del fotón y $d(\alpha)$ la distancia recorrida en el filtro para un determinado ángulo α . Esta manera de implementar el filtro de forma se puede considerar una técnica de reducción de varianza ya que se realiza el cálculo de la atenuación que sufrirá el fotón al atravesar el filtro antes de la simulación del transporte de la partícula. Esta metodología para implementar el filtro de forma no altera significativamente los resultados, y ha sido chequeada y usada en diferentes estudios [53, 72, 77].

Considerando sucesivamente cada una de las etapas de implementación de los equipos de TC mencionadas anteriormente, podemos asignar a cada nueva historia su posición tridimensional (x_{in}, y_{in}, z_{in}) , sus vectores directores (u_{in}, v_{in}, w_{in}) , la energía inicial de la partícula y su atenuación en el filtro de forma. Los parámetros que definen la geometría, el modo de adquisición y la calidad del haz para los equipos de TC estudiados, pueden ser variados arbitrariamente por el usuario en los archivos de entrada del programa de simulación.

2.1.1.2. Simulación del paciente o del maniquí

A partir de las imágenes obtenidas en los equipos de TC hemos abordado el proceso de asignación de volúmenes *voxelizados*. Las imágenes guardadas en formato DICOM se visualizan y se tratan en el mismo ordenador personal donde se realizan las simulaciones. Con la finalidad de disponer de un número de *voxels* adecuado para la correcta delimitación de las zonas de interés sin necesitar una elevada utilización de memoria RAM, las imágenes obtenidas con TC (512 x 512 píxeles) son reducidas, reemplazando cada 2 x 2 píxeles por su valor medio, a un tamaño de matriz de 256 x 256 píxeles en todos los casos. Posteriormente, todas y cada una de las imágenes axiales obtenidas se agrupan ordenadamente, a lo largo del eje Z, para obtener un volumen dividido en *voxels*. La longitud de este volumen, que es equivalente al volumen explorado por el equipo de TC, dependerá del número de imágenes consideradas y del grosor de cada una de ellas, por lo que la resolución en el eje Z queda condicionada por el espesor de reconstrucción de las imágenes originales.

Segmentación de órganos y tejidos

El proceso de segmentación de materiales se ha aplicado a cada una de las imágenes de TC, asignando a cada *voxel* las propiedades del material que se quiere representar o simular. También se han establecido los límites de las zonas de interés, y se han definido los distintos órganos, tejidos o volúmenes a estudiar. Todo este proceso de asignación de materiales y de delimitación de órganos y tejidos, se ha llevado a cabo utilizando el programa ImageJ [90], de libre distribución, usando los siguientes procedimientos:

- a) Para órganos o tejidos cuyos números TC son muy distintos de los materiales que los rodean, se agrupan los *voxels* que contienen un determinado rango de valores del número de TC. Este método es adecuado para delimitar estructuras con muy buen contraste o números TC extremos, por ejemplo hueso o pulmón para imágenes anatómicas.
- b) Utilizando métodos de segmentación semi-automática de zonas, incorporados en el programa, se han delimitado los órganos con fronteras nítidamente definidas, por ejemplo, los riñones.
- c) Por último, se ha utilizado la delimitación de contornos para diferenciar tejidos como la piel, la superficie ósea, la superficie externa de maniqués de metacrilato, o la detección de bordes en los protectores de bismuto.

Cabe mencionar que todo este proceso no es automático ni exacto, por lo que siempre se requiere un proceso de “depuración” en cada segmentación, eliminando posibles anomalías en las zonas donde la delimitación no haya sido completamente

correcta. En otros casos, el método más fácil y rápido ha sido “dibujar” directamente el órgano, tomando como referencia las ilustraciones de un Atlas Anatómico [91]. Por todos estos motivos, la delimitación y segmentación de un modelo de cuerpo entero es un proceso algo tedioso y requiere bastante tiempo.

El resultado final de todo el proceso es la generación de un archivo numérico que contiene los números que definen el material asignado a cada píxel de la imagen que, en el “objeto dividido en *voxels*”, representa un volumen tridimensional de material homogéneo. En la Tabla 2.1 se muestran los distintos materiales utilizados en las simulaciones y las respectivas propiedades físico-químicas, obtenidas del ICRU-46 [92], que se han tenido en cuenta para simular dichos materiales mediante el preprocesador PEGS4;

Tabla 2.1. Composición química de los compuestos utilizados en las simulaciones.

Material	Proporción de cada elemento químico (porcentaje en peso)					Densidad (g/cm ³)
	H	C	N	O	Otros	
Aire ^a	--	0,01	75,5	23,2	1,3 Ar	0,001205
Aire equivalente C552	2,5	50,2	--	0,5	46,5 F; 0,4 Si	1,76
Mesa de exploración	42,9	42,9	14,3	--	--	1,70
PMMA	8,1	60,0	--	32,0	--	1,19
Agua	11,2	--	--	88,8	--	1,00
Fluoruro de Litio	--	--	--	--	26,8 Li; 73,2 F	2,64
Aire pulmonar	10,3	10,5	3,1	74,9	0,2 Na; 0,2 P; 0,3 S; 0,3 Cl; 0,2 K	0,26
Músculo y tejido blando	10,2	14,3	3,4	71,0	0,1 Na; 0,2 P; 0,3 S; 0,1 Cl; 0,4 K	1,05
Hueso	3,4	15,5	4,2	43,5	0,1 Na; 0,2 Mg; 10,3 P; 0,3 S; 22,5 Ca	1,92
Protectores de Bismuto ^b	46,1	28,3	--	20,7	5,0 Bi	1,41

^a Valores válidos a presión atmosférica (P = 1 atm).

^b La obtención de las proporciones equivalentes está detallada en el Anexo VI.

En todos los casos en los que el haz de rayos X atraviesa la mesa de exploración se han tenido en cuenta los efectos de atenuación y dispersión que se producen en ella. A partir de las imágenes obtenidas con el equipo de TC se han identificado todos los

voxels pertenecientes a esta estructura, y se les ha asignado el material descrito por el fabricante, y finalmente se han copiado los *voxels* que representan la mesa de exploración a la imagen axial del “objeto *voxelizado*”.

2.1.1.3. Cálculos dosimétricos mediante simulación

La simulación de la emisión de fotones del tubo y del transporte de fotones y electrones a través del volumen dividido en *voxels*, permite obtener el valor de la energía absorbida en cada uno de los *voxels* teniendo en cuenta tanto la radiación directa del haz como la dispersa producida en el conjunto del volumen. Cada *voxel* contiene distinta información dosimétrica en bruto; masa, energía depositada, fracción de energía depositada debida a cada una de las interacciones físicas, etc. La dosis absorbida en cada *voxel* se calcula dividiendo la energía total depositada entre la masa de cada *voxel* y se guardan en un archivo para obtener un mapa dosimétrico para cada imagen, o una distribución dosimétrica tridimensional. Así, podemos considerar que cada *voxel* se convierte en un dosímetro de unos pocos milímetros cúbicos.

Los valores de dosis promedio en cada una de las regiones de interés se han obtenido calculando:

$$D_{\text{región}} = \frac{\sum_{i \in \text{región}} (E_i)}{\sum_{i \in \text{región}} (\rho_i \cdot v_i)} \quad (2.5)$$

donde E_i es la energía depositada en cada *voxel* incluido en la región de interés, ρ_i es la densidad del material en cada *voxel* y v_i es el volumen del *voxel* i -ésimo.

Magnitudes dosimétricas

Con el fin de sintetizar la información dosimétrica obtenida para cada *voxel*, se han utilizado diferentes variables dosimétricas específicas de TC. Para la validación del programa y casi todas las aplicaciones hemos utilizado preferentemente los índices de dosis de TC definidos y aceptados internacionalmente [93].

La magnitud dosimétrica de referencia utilizada preferentemente ha sido el índice de dosis de TC (CTDI). Se define [94] como la integral del perfil de dosis medida en aire o en un objeto de prueba, dividida entre el espesor nominal de corte:

$$CTDI = \frac{I}{NT} \int_{-\infty}^{\infty} D(z) dz \quad (2.6)$$

donde $D(z)$ es el perfil de dosis en el eje Z a lo largo de una línea perpendicular al plano tomográfico y T es el espesor nominal de corte. Para equipos multicorte, donde $N > 1$, N es el número de secciones adquiridas simultáneamente. El producto $N \times T$ representa la colimación nominal del haz. El CTDI se define para una única rotación en adquisición secuencial.

Puesto que en general se dispone de información sobre la dosis en un intervalo finito, se utilizan varias magnitudes operativas [95]: el índice de dosis $CTDI_{100}$, el índice ponderado de dosis de TC, $CTDI_w$, y el producto dosis-longitud (DLP).

El índice de dosis $CTDI_{100}$ se define como la integral del perfil de dosis sobre una dirección paralela al eje Z a lo largo de 100 mm (la longitud activa habitual de la cámara ionización empleada para medir dosis en TC).

Si se realizan las medidas del índice $CTDI_{100}$ en cavidades de maniqués estándar de metacrilato que simulan cabeza o cuerpo, se obtienen los índices de dosis de TC en el centro ($CTDI_{100,c}$) y en las posiciones periféricas ($CTDI_{100,p}$) [13, 96]. Estos valores pueden combinarse para dar una estimación del índice ponderado de dosis ($CTDI_{100,w}$) que da una indicación del valor promedio de dosis en la sección axial completa del maniquí:

$$CTDI_{100,w} = \frac{1}{3}CTDI_{100,c} + \frac{2}{3}CTDI_{100,p} \quad (2.7)$$

expresando sus valores en términos de dosis absorbida en aire (mGy).

Recientemente la IEC [93] ha establecido una corrección al valor del $CTDI_{100,w}$ definiendo una nueva magnitud denominada $CTDI_{vol}$:

$$CTDI_{vol} = \frac{CTDI_{100,w}}{\text{factor de paso}} \quad (2.8)$$

cuyo valor debe aparecer en las consolas de operación de los escáneres de TC.

El producto dosis longitud (DLP) es una magnitud de dosis que se usa como indicador de la dosis impartida en un examen de TC, al relacionar el CTDI con la extensión espacial del estudio.

$$DLP = \sum_i CTDI_{100,w} \cdot T_i \cdot N_i \cdot M_i \quad (2.9)$$

donde el subíndice i denota cada serie (secuencial o espiral) del examen, T_i (cm) es el espesor de corte seleccionado en la colimación del haz, M_i es el número de cortes o vueltas del tubo en adquisición helicoidal y, N_i es el número de secciones adquiridas simultáneamente en el caso de barridos multisección o multicorte.

Alternativamente, el DLP para cada secuencia viene dado por [97]:

$$DLP = CTDI_{vol} \cdot L \quad (2.10)$$

donde L es la longitud total incluida en el examen.

En nuestro caso, para calcular los valores de cada una de estas magnitudes hemos realizado las siguientes aproximaciones:

- $CTDI_{100}$ en aire y en metacrilato: hemos computado las dosis sobre las regiones que incluyen los *voxels* equivalentes a 100 mm de aire a lo largo del eje Z sobre las imágenes de una cámara de ionización insertada respectivamente en aire o en los maniqués correspondientes y hemos aplicado la expresión de cálculo.
- $CTDI_w$: lo hemos calculado mediante la expresión 2.7, a partir de valores de los índices de dosis en el centro y la periferia de los maniqués normalizados.
- DLP: puesto que se aplica a regiones de pacientes o maniqués antropomórficos, lo hemos calculado según la expresión 2.10 en los casos pertinentes.

Por otra parte, para las aplicaciones específicas en exámenes de TC sobre maniqués físicos, maniqués antropomórficos o pacientes y con el fin de obtener promedios de dosis, hemos definido dos variables específicas: la dosis promedio por rodaja, denominada mediante sus iniciales en inglés (*Average Dose per Slab*, ADS) y la dosis promedio en un volumen (*Average Dose within a Volume*, ADV). Así, para el caso particular de que la región de interés esté formada por todos los *voxels* de un mismo corte o rodaja axial del maniqué, la expresión 2.5 nos da una estimación de la dosis promedio por corte o rodaja (ADS). La ADS ha sido calculada como el cociente entre la energía total absorbida en todos los *voxels* incluidos en cada rodaja y la masa total de esta rodaja. Por otro lado, se ha calculado la energía absorbida (E_{imp}) en cada área anatómica específica (cabeza, tórax, abdomen, pelvis, etc), lo que nos permite definir la dosis promedio en el volumen de una determinada área anatómica, o ADV, como el cociente entre la E_{imp} y la masa total del área anatómica implicada y

representa la dosis promedio en el volumen considerado. En el caso particular de los maniqués dosimétricos, puesto que en la definición del índice ponderado de dosis de TC se consideran únicamente valores (en el centro y la periferia) del $CTDI_{100}$, se ha calculado la ADV considerando exclusivamente el volumen central que incluye 10 cm a lo largo del eje Z, lo que permite comparar adecuadamente el $CTDI_w$ y la ADV.

2.1.1.4. Incertidumbres de los resultados

Las incertidumbres en los resultados obtenidos mediante simulación pueden ser originadas por fluctuaciones estadísticas asociadas a la varianza de cada *voxel*, (propias de cualquier código de simulación basado en el método de Montecarlo) y por consiguiente de origen aleatorio (en rigor, pseudoaleatorio), o bien por la varianza relacionada con toda la región de interés. En el primer caso los valores reflejan las fluctuaciones *voxel a voxel* en el depósito de energía, mientras que en el segundo caso las fluctuaciones entre elementos de volumen se compensan y dan lugar a incertidumbres de cálculo menores. En nuestro caso hemos estimado las incertidumbres de cálculo por una de las dos opciones siguientes:

a) Incertidumbres estadísticas: una práctica relativamente extendida para reducir la desviación estándar en estos casos es utilizar una estimación por lotes del error estadístico, dividiendo el número total de partículas que se simulan en lotes o grupos. Así, se dispone de distintos resultados para poder realizar un análisis estadístico, como se comenta en el Anexo I. En nuestro caso, hemos utilizado estimadores estadísticos calculados con el método “historia por historia” [98], que equipara el número de lotes al número total de historias simuladas. Hemos calculado el valor de la dosis computando la energía total depositada en cada *voxel* después de simular N historias y posteriormente hemos estimado el error de la media en términos relativos, para aplicarlo a la estimación del error de la dosis absorbida en cada *voxel*.

De este modo, la energía depositada en cada *voxel* v al simular N historias se puede expresar como $\bar{E}(v) \pm \sigma_{\bar{E}(v)}$, y el cálculo estadístico es equivalente a realizar N simulaciones de una historia cada una. El valor medio de la energía depositada en cada *voxel* v , viene determinado por:

$$\bar{E}(v) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i(v) \quad (2.11)$$

donde $\varepsilon_i(v)$ es la energía depositada en el *voxel* v debido a la historia i -ésima. La desviación estándar se calcula a partir de la expresión [99]:

$$\sigma_{E(v)} = \sqrt{\frac{1}{(N-1)} \sum_{i=1}^N (\varepsilon_i - \bar{E})^2} \quad (2.12)$$

Teniendo en cuenta que $\sum_{i=1}^N (\varepsilon_i - \bar{E})^2 = \left[\sum_{i=1}^N (\varepsilon_i)^2 \right] - N\bar{E}^2$ y que la desviación estándar de la media es $\sigma_{\bar{E}(v)} = \frac{\sigma_{E(v)}}{\sqrt{N}}$, se puede deducir que:

$$\sigma_{\bar{E}(v)} = \sqrt{\frac{1}{(N-1)} \left[\frac{\sum_{i=1}^N (\varepsilon_i)^2}{N} - \left(\frac{\sum_{i=1}^N \varepsilon_i}{N} \right)^2 \right]} \quad (2.13)$$

y el error relativo se computa como el cociente $\frac{\sigma_{\bar{E}(v)}}{\bar{E}(v)}$.

b) Varianza en cada región de interés: la energía total depositada en cada órgano, $E_{\text{órgano}} \pm \sigma_{E_{\text{órgano}}}$, se obtiene sumando la energía depositada en cada *voxel* ζ que constituye el órgano. Las incertidumbres en cada *voxel* son independientes y aleatorias, por lo que podemos obtener la energía recibida en todo el órgano a partir de la expresión:

$$E_{\text{órgano}} = \sum_{\forall \zeta \in \text{órgano}} \bar{E}(\zeta) \quad (2.14)$$

y la desviación estándar:

$$\sigma_{E_{\text{órgano}}} = \sqrt{\sum_{\forall \zeta \in \text{órgano}} \left[\sigma_{\bar{E}(v)}(\zeta) \right]^2} \quad (2.15)$$

2.1.2. Validación del programa de simulación

Con el fin de validar el programa de simulación, se han realizado mediciones de dosis en una sala de TC dotada con un equipo GE HiSpeed LX/i (ver Anexo VII) en las siguientes condiciones geométricas: en aire en el isocentro del *gantry*; en dos maniqués cilíndricos de sección circular, representativos de la cabeza y el cuerpo, respectivamente; y en un maniqué cilíndrico de sección elíptica. Durante el proceso de realización de dichas mediciones hemos obtenido, además de los valores experimentales de dosis para cada equipo, las imágenes de TC del dispositivo experimental que han servido como base para la división en *voxels*. Con los resultados de estas mediciones hemos calculado los valores del índice ponderado de dosis de TC ($CTDI_w$) en los maniqués; los valores así obtenidos se han comparado con los calculados mediante el programa de simulación en las mismas condiciones de irradiación.

Para completar estas comparaciones, hemos calculado los valores medios de dosis impartida en ciertos órganos de un maniqué antropomórfico Remab en exámenes de TC del tronco en un equipo de TC Elscint Helicat II (ver Anexo VII). Esos valores se han comparado con los obtenidos experimentalmente por miembros de nuestro equipo en un trabajo previo [100].

2.1.2.1. Maniqués empleados en la validación del programa

Maniqués cilíndricos de sección circular

Para la determinación de la dosimetría convencional en equipos de TC, se mide la dosis absorbida en distintas posiciones de dos maniqués estándar [101] de polimetil metacrilato de metilo (PMMA) utilizados como representación de la cabeza y del tronco respectivamente. El maniqué que representa la cabeza es un cilindro de 16 cm de diámetro y el del tronco tiene un diámetro de 32 cm. Ambos tienen una altura de 15 cm, y contienen cinco cavidades, una central y cuatro en la periferia, que permiten la realización de las medidas dosimétricas. Cada cavidad tiene 1 cm de diámetro y atraviesa longitudinalmente el maniqué, y son ocupadas alternativamente -según se efectúe la medida o no- por la cámara de ionización que ajusta perfectamente a su interior o por barras de PMMA de las mismas dimensiones que la cavidad.

Maniqué cilíndrico de sección elíptica

Se ha diseñado un maniqué circular de sección elíptica de PMMA para reproducir más fielmente las dimensiones de la sección axial del tronco humano. Las dimensiones de los ejes mayor y menor de la elipse son 32 cm y 20 cm

respectivamente y tiene 15 cm de altura. Dispone de una cavidad central y doce en la periferia que, al igual que ocurría con los maniqués de sección circular son ocupados por barras de PMMA que rellenan cada una de las cavidades o, alternativamente, por la cámara de ionización.

Maniquí antropomórfico Remab

El maniquí antropomórfico Remab (Anderson Research Laboratory, New York, Estados Unidos), está construido en plexiglás sobre un esqueleto humano, puede ser relleno con agua, y presenta diferentes compartimentos que semejan órganos así como cavidades para insertar dosímetros [102]. Tiene una altura de 175 cm y una masa total de 73,5 kg, y se basa en el “hombre estándar” norteamericano.

En la Fig. 2.3 se muestran imágenes de TC correspondientes a secciones axiales de los tres maniqués cilíndricos de PMMA y de la zona pélvica del maniquí antropomórfico. Como puede apreciarse en las imágenes, en los maniqués cilíndricos se han dejado libres las cavidades.

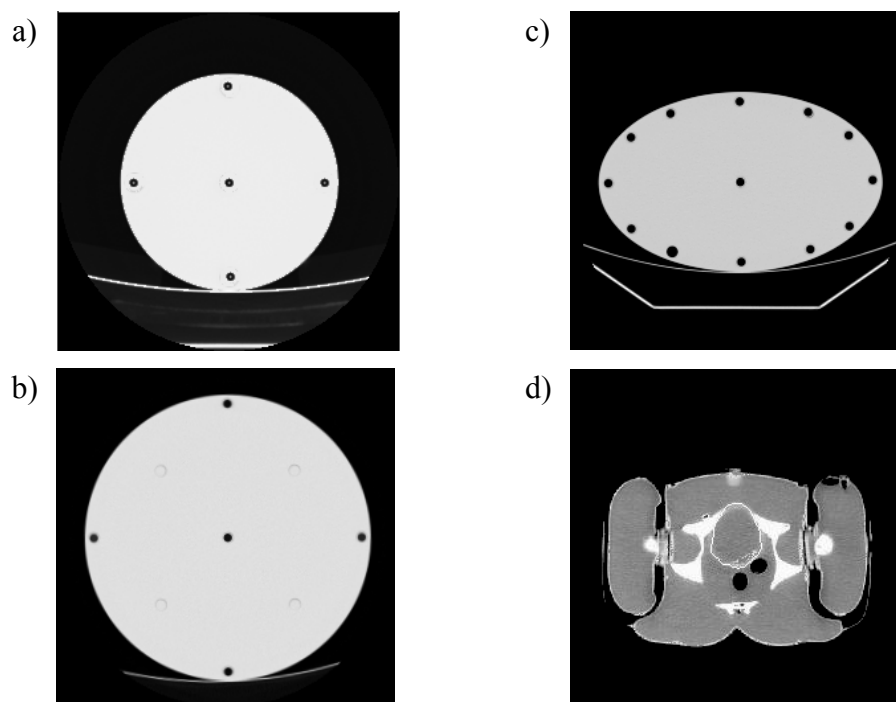


Fig. 2.3. Imágenes originales de TC del maniquí de sección cilíndrica representativo de la cabeza (a) y del cuerpo (b), del maniquí de sección elíptica (c) y de la zona pélvica del maniquí antropomórfico Remab (d).

2.1.2.2. Mediciones dosimétricas

Cámara de ionización y electrómetro

Para realizar las medidas en aire en el isocentro y en las cavidades de los distintos maniqués físicos hemos utilizado una cámara de ionización tipo lápiz Radcal 20X5-3CT, con 10 cm de longitud activa asociada a un electrómetro Monitor Radcal 2026 (Radcal Corporation, Monrovia, Estados Unidos). Las paredes de la cámara y el electrómetro están compuestas por C522, material equivalente a aire, y tiene un volumen activo de 3 cm³ a lo largo de 10 cm. La masa de aire comprendida en la cámara de ionización depende de las condiciones de presión y temperatura, que pueden ser diferentes de las de calibración. Para corregir la lectura del electrómetro por la presión real de medida se ha multiplicado por el factor:

$$f_{T,p} = \frac{P_{ref}}{P} \quad (2.16)$$

donde $P_{ref} = 760$ mm Hg. La corrección por temperatura se realiza de una forma automática en nuestro conjunto cámara-electrómetro.

La precisión en la calibración suministrada por el fabricante es de $\pm 2,7\%$ para una tensión de 121 kVp y una filtración primaria de 3,9 mm Al. El intervalo de variación en el factor de calibración fluctúa entre el 0,98 y el 1,02. Así, el factor de calibración puede variar en $\pm 4\%$ cuando se pasa de una capa hemireductora de 10 a 18 mm Al equivalente.

Condiciones de medida y estimación del índice de dosis

Las lecturas de la cámara lápiz en las mediciones en aire se obtuvieron para cortes axiales de 10, 7, 5, 3, 2 y 1 mm de espesor, con una carga del tubo de 300 mAs y dos valores de tensión del tubo (120 y 140 kVp). Las mediciones dosimétricas en las cavidades central y periféricas de los maniqués cilíndricos se realizaron para cortes axiales de 10 mm, una carga del tubo de 300 mAs y empleando dos valores de tensión distintos (120 y 140 kVp).

En la práctica, cuando se mide con una cámara de ionización, el CTDI se calcula según la expresión:

$$CTDI_{100,x} = \frac{D_{avg} \times l}{T \times N} \quad (2.17)$$

donde D_{avg} es la dosis promedio medida con la cámara con las correspondientes correcciones por calibración, presión y/o temperatura, l es la longitud activa de la cámara de ionización (10 cm en nuestro caso), T es el espesor nominal de corte de adquisición y N es el número de secciones adquiridas simultáneamente en barridos multicorte.

Incertidumbres de medida

Las incertidumbres asociadas con la medida indirecta de los índices de dosis son difíciles de precisar, por lo que se han acotado teniendo en cuenta las diferentes fuentes de incertidumbre (principalmente en la calibración del conjunto cámara-electrómetro, el posicionamiento de la cámara, el posicionamiento de los maniqués, las correcciones por presión y temperatura, y las variaciones en la salida del haz de rayos X). Además, existen variaciones dosimétricas con respecto a los valores de referencia de los fabricante para el mismo modelo de equipo que pueden llegar a ser de hasta el 20% [103], aunque en nuestro estudio no se han observado variaciones tan elevadas. Algunos autores han acotado las incertidumbres sistemáticas y las aleatorias de esos valores estándar en comparación con las medidas del $CTDI_w$ en torno al -9 – 11%, respectivamente [104].

Para tener un criterio de validación de los resultados, hemos cuantificado la relación entre los valores simulados y medidos experimentalmente de dichos índices de dosis mediante una regresión lineal por mínimos cuadrados. Dicho proceso se ha aplicado tanto al caso de los índices de dosis ($CTDI_{100}$ en aire en el isocentro), como los obtenidos sobre los maniqués dosimétricos. Para los valores del $CTDI_{100}$ deducidos en aire y en las cavidades *ad hoc* de los maniqués, hemos agrupado los pares de datos (x_i, y_i) de las variables X ($CTDI_{100}$ simulado) e Y ($CTDI_{100}$ medido), para realizar un análisis de la correlación y un ajuste a una recta que pasa por el origen.

En el procedimiento seguido para cada maniquí analizado se ha supuesto que las incertidumbres de los valores calculados (x_i) son similares en todas las posiciones de medida (1,2 - 2,6%) y que las asociadas con los valores medidos (y_i) pueden caracterizarse mediante un término de error constante, aunque desconocido (σ_y). En esas condiciones, la mejor estimación para la pendiente de la recta de ajuste viene dada por [99]:

$$B = \frac{\sum_i x_i y_i}{\sum_i x_i^2} \quad (2.18)$$

El análisis de los residuos nos da información sobre la bondad del modelo de estimación de los errores mediante el ajuste. La desviación sistemática relativa ε entre ambas variables X e Y , viene dada por

$$\varepsilon = B - 1 \quad (2.19)$$

y la incertidumbre aleatoria de la variable dependiente Y (CTDI₁₀₀ medido) en torno a la recta de regresión viene dada por:

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_i (y_i - Bx_i)^2} \quad (2.20)$$

Puesto que las incertidumbres de las variables aleatorias X e Y son independientes, la incertidumbre efectiva o equivalente de la variable Y se obtiene mediante:

$$\sigma_y(\text{equiv}) = \sqrt{\sigma_y^2 + (B\sigma_x)^2} \quad (2.21)$$

donde σ_x es la incertidumbre aleatoria de la variable X . En el caso de CTDI_{100,aire} hemos estimado el error sistemático del ajuste mediante el valor de ε y la incertidumbre de medida mediante el valor de $\sigma_y(\text{equiv})$. En las medidas sobre los maniqués además de estimar el error sistemático y la incertidumbre de medida mediante ε y $\sigma_y(\text{equiv})$ respectivamente, hemos realizado un análisis de la correlación entre los valores medidos y calculados para dicha variable.

2.1.2.3. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués físicos

Como ya se ha indicado, mediante el programa de simulación se han obtenido en paralelo los valores equivalentes a las lecturas de la cámara de ionización para cada maniqué y cada equipo. Para realizar esta tarea se ha considerado que el material del volumen total que ocupa la cámara de ionización es aire equivalente C552 [105]. Las simulaciones se realizaron utilizando los “objetos” obtenidos a partir de las propias imágenes de la cámara de ionización en aire y en los maniqués, reproduciendo las condiciones ya descritas en las que se realizaron las mediciones de dosis. Las condiciones geométricas y de calidad del haz de rayos X para las que se realizó la

simulación del equipo de TC (GE HiSpeed LX/i) están recogidas en el Anexo VII, excepto para el filtro de forma (*shaped filter*) cuyas características se han descrito en el Anexo V. La comparación entre los resultados obtenidos por ambos métodos ha permitido, como se verá en las secciones de resultados y discusión, validar el programa de simulación.

2.1.2.4. Cálculo sobre las imágenes del maniquí antropomórfico Remab

Como ya se ha indicado, se han simulado exámenes de TC sobre el tronco del maniquí antropomórfico Remab para estimar valores de dosis equivalente promedio en diferentes órganos del maniquí. Los órganos seleccionados fueron esófago, corazón, pulmones, vejiga, testículos y cabeza de fémur. Se utilizó el equipo Elscint HeliCAT II (ver Anexo V para la descripción del filtro de forma, y Anexo VII para las características del equipo) para realizar exámenes helicoidales de tórax, abdomen y pelvis. La irradiación de tórax se realizó desde vértice de pulmón hasta xifoides, seleccionando una tensión de 140 kVp, 180 mAs, anchura de corte de 13 mm, factor de paso 1 y, una longitud barrida de 24 cm. En el abdomen se realizó una irradiación en hélice de 17 cm de longitud, desde xifoides hasta crestas iliacas, utilizando una tensión de 120 kVp, una carga de tubo de 150 mAs por rotación, una colimación del haz de 6.5 mm y un factor de paso igual 1. El examen de pelvis consistió en un barrido helicoidal de 22 cm, desde crestas iliacas hasta sínfisis púbica, con la misma técnica que se empleó en el examen de abdomen [106]. En la Fig. 2.4 puede verse la radiografía de planificación del estudio de pelvis con los cortes extremos del mismo. Los resultados de dosis en órganos, como ya se ha indicado, se compararon con los obtenidos mediante mediciones con dosimetría TL en un trabajo previo.

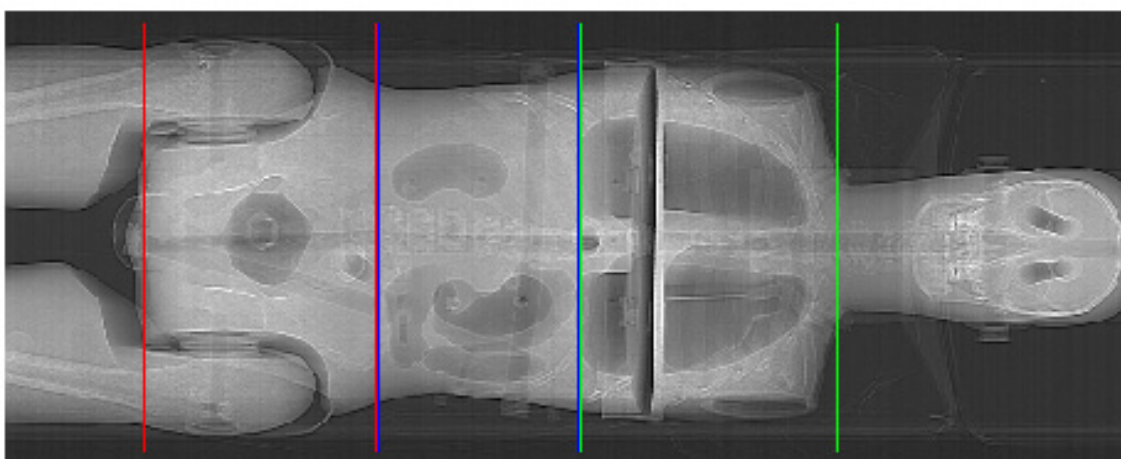


Figura 2.4. Imagen de la radiografía digital localizadora del maniquí antropomórfico Remab y posición de los cortes extremos para el examen de tórax (verde), abdomen (azul) y pelvis (rojo).

2.2. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués y pacientes pediátricos

Hemos abordado el estudio del grado de representatividad de diferentes maniqués dosimétricos en pediatría. Para ello hemos comparado los valores dosimétricos obtenidos con una gama de maniqués con los obtenidos de pacientes pediátricos de diferentes grupos de edad. Los maniqués utilizados se pueden agrupar en reales, con existencia física, y virtuales, de los que sólo se dispone de sus imágenes.

2.2.1. Maniqués virtuales

Los maniqués de medida descritos previamente, a los que denominamos maniqués reales, han sido utilizados para validar el programa y han servido, por un lado, para realizar medidas experimentales de dosis y, por otro, sus propias imágenes de TC nos han permitido realizar las simulaciones y comparar los resultados obtenidos con los medidos. A los maniqués contruidos a partir de las imágenes les hemos denominado maniqués virtuales. Este ventajoso método permite realizar simulaciones en objetos que no existen en realidad, y únicamente son necesarias imágenes axiales que el usuario puede crear a conveniencia. Así, se puede describir la geometría y la distribución de los materiales que componen el maniquí virtual sin ningún tipo de restricción, adaptándose en cada caso al estudio que se quiera realizar.

2.2.1.1. Maniqués pediátricos

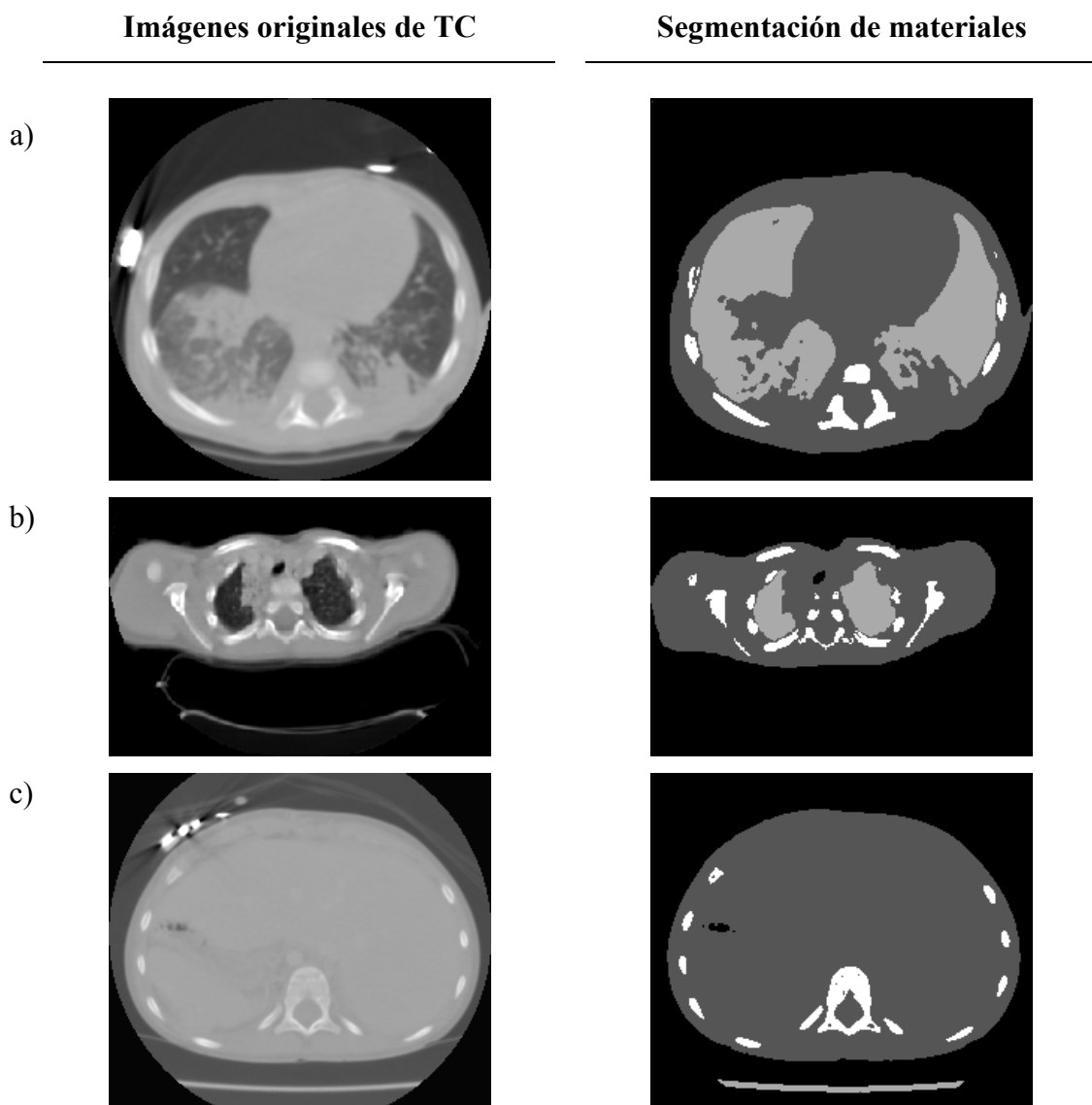
Se han diseñado cinco maniqués cilíndricos de sección elíptica que representan el tronco de un paciente estándar para cada grupo de edad; recién nacido, 1 año, 5 años, 10 años y 15 años. Las dimensiones físicas para estos maniqués de agua han sido obtenidas de los maniqués matemáticos pediátricos de la ORNL [102], y se muestran en la Tabla 2.2.

Tabla 2.2. Dimensiones de los maniqués pediátricos de agua.

Grupo de edad	Diámetro lateral (cm)	Diámetro antero-posterior (cm)
Recién nacido	12,7	9,8
1 año	17,6	13,0
5 años	22,9	15,0
10 años	27,8	16,8
15 años	34,5	19,6

2.2.2. Descripción de las simulaciones

Para poder comparar los valores de dosis promedio en los maniqués y en los pacientes pediátricos se han calculado, mediante la simulación del equipo GE HiSpeed LX/i, los valores de la ADV a lo largo de 10 cm en el eje Z. Se han utilizado las imágenes de los maniqués pediátricos descritos en el apartado anterior, y se han seleccionado tres pacientes por cada grupo de edad. Cada una de las imágenes de los pacientes pediátricos se han segmentado, como puede verse en la Fig. 2.5, teniendo en cuenta cuatro materiales: aire, pulmón, músculo y hueso.



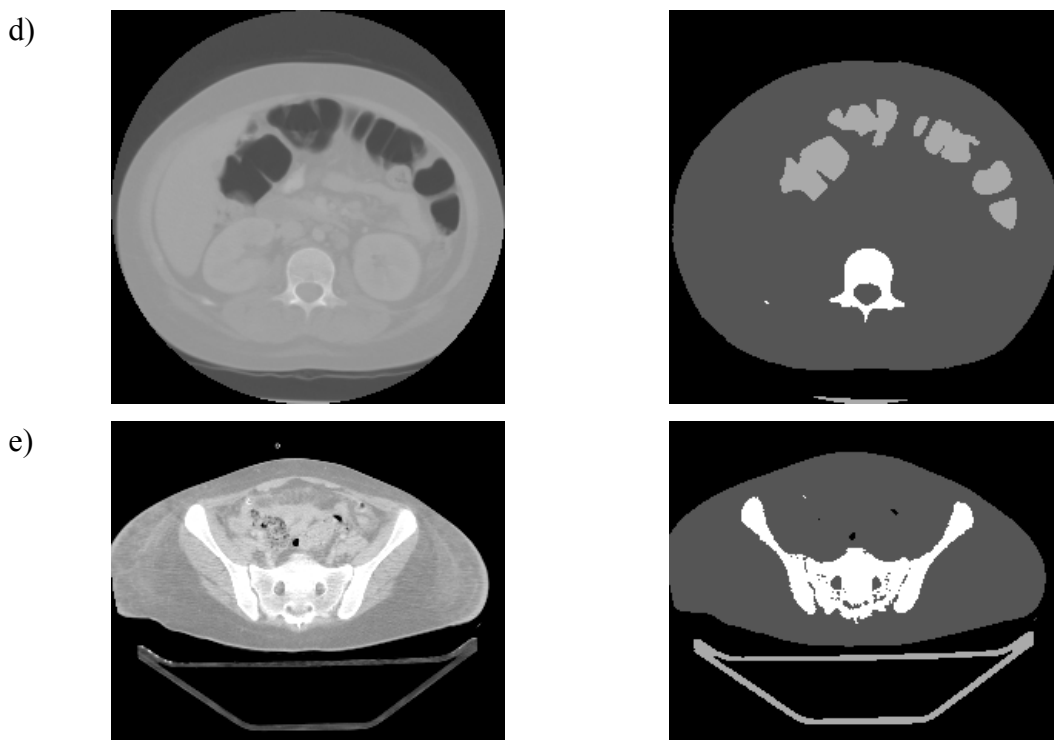


Fig. 2.5. Imágenes obtenidas con el equipo de TC y imágenes segmentadas en los cuatro materiales utilizados; aire (en negro), pulmón, músculo y hueso (en blanco). Cada una de las imágenes escogidas representa uno de los grupos de edad estudiados; neonatos (a), 1 año (b), 5 años (c), 10 años (d) y 15 años (e).

Para el caso de los maniqués físicos y pediátricos se ha simulado una irradiación central, mientras que en los pacientes pediátricos se han reproducido una serie de irradiaciones contiguas barriendo por completo el volumen del “objeto voxelizado”. Todas las simulaciones se han realizado con una anchura nominal de corte de 10 mm, una carga de tubo de 300 mAs y se han utilizado tres valores distintos de tensión del tubo (80, 120 y 140 kVp).

2.3. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués antropomórficos y sobre pacientes adultos

Para una determinada técnica de irradiación, se han estudiado las variaciones dosimétricas que se producen entre los pacientes con distintas morfologías. Para este fin se han usado las imágenes de TC de dos maniqués antropomórficos, descritos respectivamente en el apartado 2.1.2.1 y en el apartado siguiente, y de seis pacientes adultos. Después del proceso de segmentación, se han construido sendos “objetos divididos en voxels” tridimensionales y se han realizado simulaciones reproduciendo irradiaciones específicas de tórax, abdomen y pelvis.

2.3.1. Maniquí antropomórfico Rando

El maniquí antropomórfico Rando [105, 107] está fabricado con un esqueleto humano natural y material plástico equivalente a tejido y, como se puede ver en la Fig. 2.6, está cortado en secciones transversales con orificios cilíndricos para poder insertar dosímetros en su interior [102]. Representa la cabeza, el tórax, el abdomen y la pelvis de una mujer o de un hombre adulto. Estos maniquíes también se basan en la mujer y el hombre estándar norteamericano, cuya masa y talla son, respectivamente, 54 kg, 163 cm y 73,5 kg, 175 cm, y permiten añadir unas piezas que representan los senos.

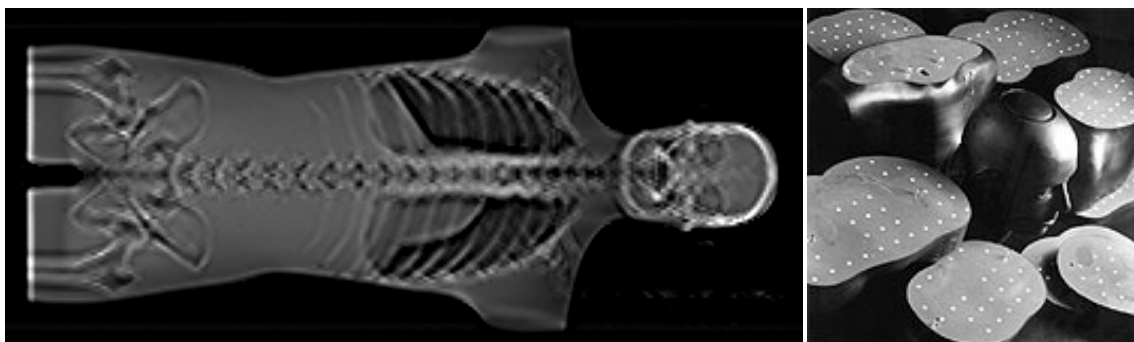


Fig. 2.6. Radiografía de planificación e imagen del maniquí antropomórfico Rando en la que se puede distinguir las distintas secciones transversales y los orificios para la colocación de los dosímetros.

Para realizar las simulaciones se partió de un conjunto de imágenes contiguas de TC de la cabeza, del cuello y del tronco del maniquí, reconstruidas con una anchura de 4 mm.

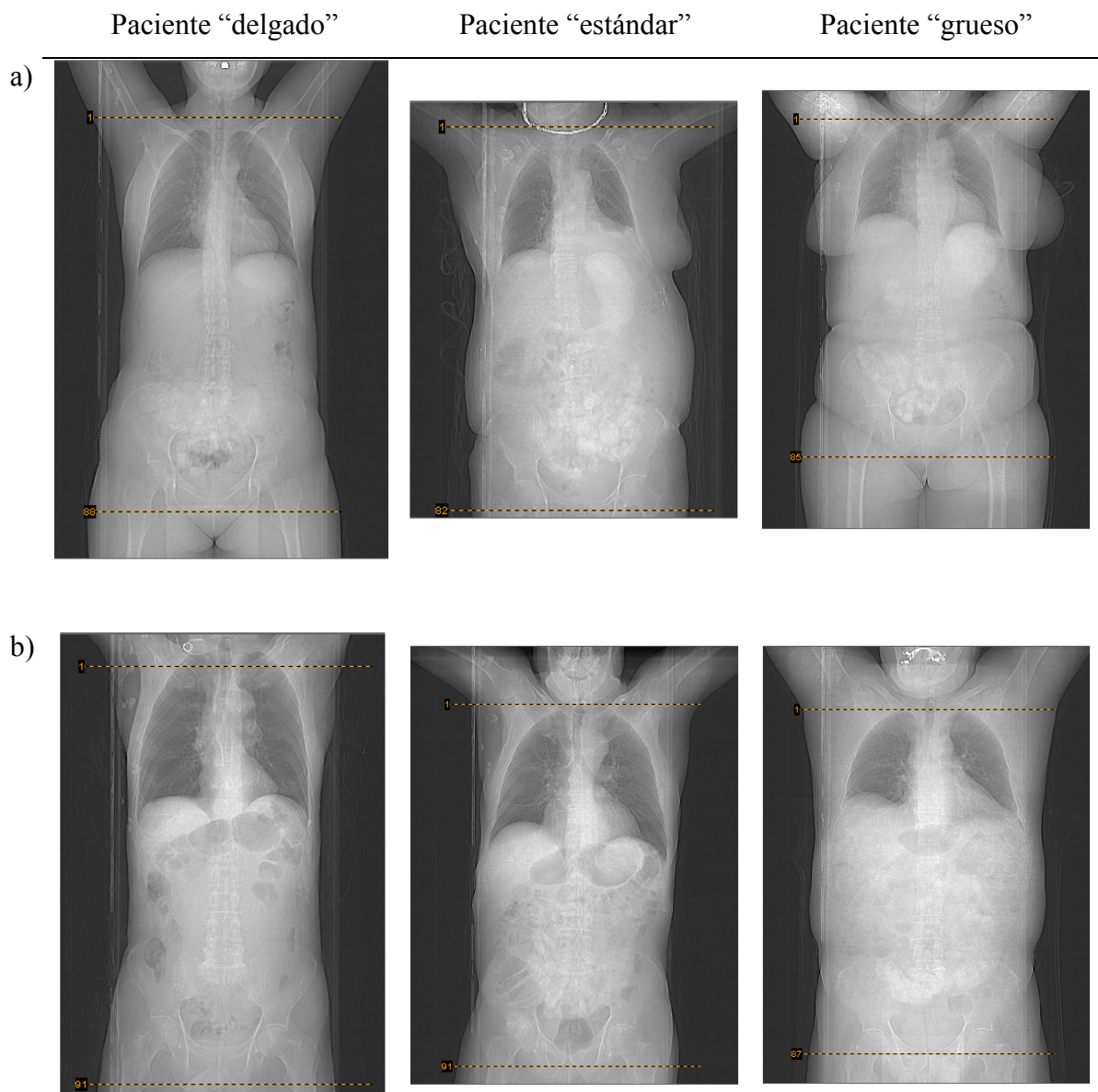
2.3.2. Descripción de las simulaciones

Las simulaciones se han realizado para el equipo GE HiSpeed LX/i, reproduciendo series de irradiaciones axiales cubriendo completamente la longitud, en el eje Z, del volumen irradiado. Se ha usado valores fijos de colimación en el eje Z (10 mm), corriente del tubo (300 mA), y tiempo de rotación (1 s), con dos opciones para el voltaje del tubo; 120 ó 140 kVp. No obstante, todos los valores calculados mediante simulación han sido normalizados a una carga de tubo de 100 mAs por rotación.

Se han seleccionado las imágenes de seis pacientes, tres hombres y tres mujeres, representativos de las distintas características morfológicas: “delgado”, “estándar”, y “grosso”. La Fig. 2.7 muestra las imágenes de planificación de los seis pacientes, y la secuencia lógica de segmentación que se ha aplicado a cada paciente. Al igual que en el caso de los pacientes pediátricos, las imágenes obtenidas en el equipo de TC han

sido segmentadas en cuatro materiales, y paralelamente se han agrupado los *voxels* pertenecientes a cada órgano o tejido.

Se han comparado los valores de la ADS obtenidos con los maniqués físicos, con los dos maniqués antropomórficos, y con los seis pacientes para cada una de las zonas anatómicas del tronco irradiadas directamente. En ciertos casos estos valores se han normalizado con el $CTDI_w$ para eliminar en lo posible la dependencia con la calidad del haz. Para completar este estudio, se han escogido algunos órganos en cada área anatómica y se ha calculado la dosis absorbida en cada uno de ellos durante la irradiación completa. Los órganos seleccionados han sido; pulmón y timo para irradiación de tórax; hígado y riñones para el examen de TC de abdomen y, vejiga, hueso cortical y ovarios para estudio de TC de pelvis.



c) Imagen de TC Segmentación de materiales Segmentación de órganos

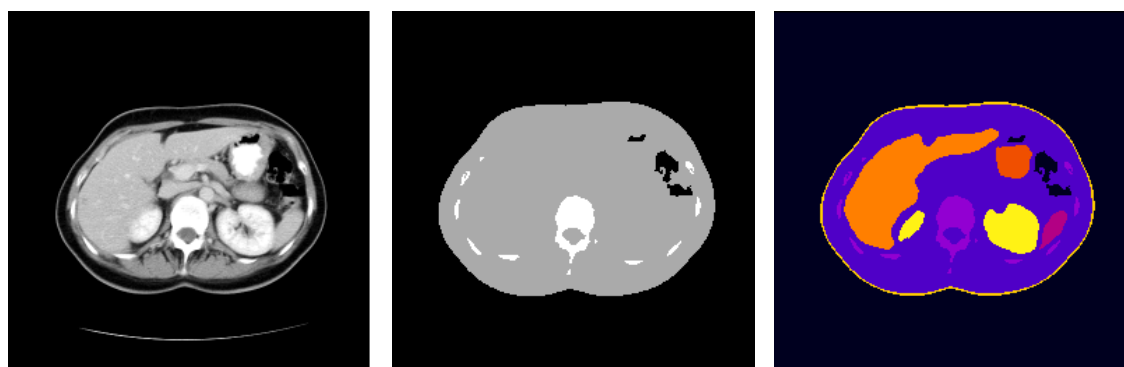


Fig. 2.7. Imágenes de planificación de cada uno de los pacientes escogidos para representar las morfologías “delgado”, “estándar” y “grueso” para mujeres (a) y hombres (b), indicando los cortes extremos de irradiación. Como ejemplo, también se muestra la segmentación en materiales y órganos a partir de las imágenes axiales originales de TC (c).

2.3.3. Comparación de los valores dosimétricos

Para obtener valores dosimétricos de referencia hemos usado la hoja de cálculo CTDosimetry.xls, versión 0.99v, del ImPACT [85], que requiere la utilización de los coeficientes de conversión generados en el National Radiological Protection Board (NRPB) [77]. Este programa permite seleccionar el equipo de TC entre varios modelos y marcas comerciales, escoger las distintas características del examen, y elegir la zona concreta del maniquí matemático que se irradiará con haz directo. En la Fig. 2.8 se muestra, con la proyección de los distintos órganos considerados, la sección coronal y sagital del maniquí matemático utilizado. En el presente trabajo se ha tomado como referencia el mismo sistema de coordenadas, teniendo en cuenta que el valor cero se sitúa en la base del cóccix y que los valores, expresados en cm, aumentan en la dirección caudo-craneal.

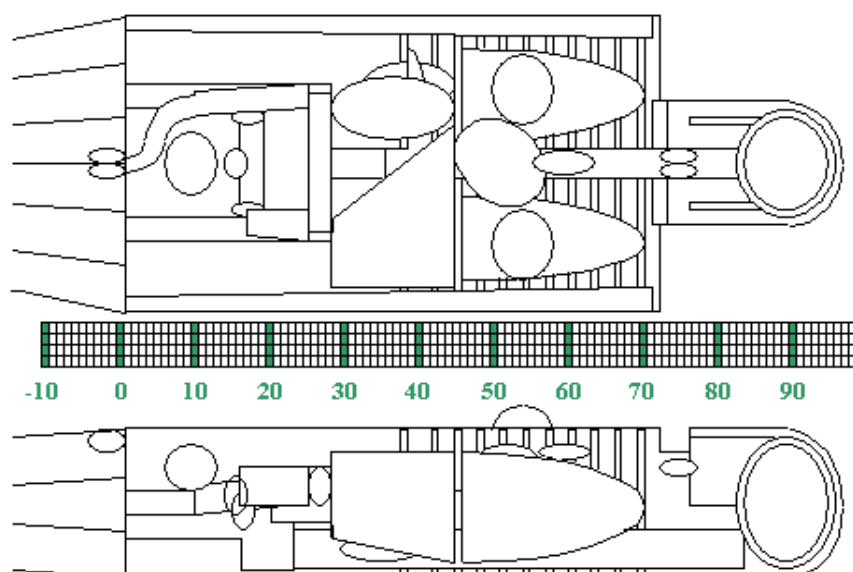


Fig. 2.8. Maniquí matemático a partir del cual se obtuvieron los valores de conversión del NRPB. La imagen se ha obtenido de la documentación facilitada por el ImPACT [85].

2.4. Cálculo sobre un maniquí antropomórfico utilizando protectores de bismuto

Con la finalidad de determinar la eficiencia protectora de los filtros de bismuto disponibles comercialmente, se han realizado simulaciones de tres exámenes de TC (cabeza, cuello y tórax) con y sin protectores de bismuto sobre volúmenes *voxelizados* del maniquí antropomórfico Rando. La simulación de la irradiación de la cabeza comprendió desde la base de la mandíbula hasta el extremo superior y se analizaron las posibles reducciones de dosis producidas en el cristalino y el cerebro; en el examen de cuello el órgano a analizar dosimétricamente fue el tiroides; finalmente se simuló un examen estándar de tórax para estudiar las reducciones de dosis producidas por el uso del protector sobre las mamas y los pulmones.

Las simulaciones realizadas son parte de un trabajo más amplio, actualmente en curso, para estudiar en paralelo las posibilidades de reducción de dosis en esos órganos, sin disminuir la calidad de imagen. Se han comparado dos métodos distintos para intentar reducir la dosis en la zona ocular, en el cuello y en tórax: a) por un lado la utilización de protectores de bismuto que ha dado lugar a reducciones de dosis aunque acompañada por pérdida de calidad en la imagen; b) la alternativa a este método ha sido disminuir la carga del tubo (mAs) hasta obtener imágenes del maniquí sin protectores de bismuto y con el mismo nivel de ruido calculado previamente en las imágenes obtenidas con los protectores. Hemos cuantificado en primera instancia los ahorros de dosis obtenidos por ambos métodos en exámenes de TC de las áreas anatómicas descritas.

2.4.1. Características de los protectores de bismuto

En los últimos años se ha estudiado el uso de piezas protectoras, hechas con materiales que contienen bismuto en cantidades variables, para blindar parcialmente órganos sensibles a la radiación en exámenes de TC. En nuestro trabajo hemos usado piezas de estos materiales distribuidas comercialmente [108] para obtener imágenes de TC y calcular el ahorro de dosis producido. Existen tres tipos de protectores, diseñados para adaptarse a cada área anatómica directamente irradiada; protector ocular (24 x 3 cm), protector de cuello (15 x 9 cm) y protector de tórax (25 x 20 cm). El uso de éstos protectores permite disminuir principalmente la radiación impartida en ojos y cristalino [109], en tiroides y en mama [110, 111]. Estos protectores, de bismuto embebido en látex, ofrecen ciertas ventajas sobre los protectores con plomo, ya que son más elásticos y moldeables a la superficie específica de cada paciente.

Por desgracia, el fabricante no suministra con exactitud la composición química del material que compone los protectores con bismuto, por lo que se ha recurrido a

métodos indirectos. En el Anexo VI se detalla la metodología que se ha seguido para determinar la composición del material equivalente.

2.4.2. Descripción de la simulaciones

Las irradiaciones se han simulado para un equipo Toshiba Aquilion 16CFX, con una tensión de 120 kVp, una carga del tubo de 100 mAs, 16 mm de anchura nominal de corte y, para tres valores diferentes del factor de paso (0,94, 1,00 y 1,44). Las condiciones de geometría y de calidad del haz de las simulaciones están indicadas en el Anexo VII, excepto para el filtro de forma, que se ha determinado según el método descrito en el apartado 2.1.1.1 y en el Anexo V. Teniendo en cuenta que los filtros dependen del área anatómica irradiada, se ha utilizado el filtro de cabeza para la simulación de la irradiación de cabeza y cuello, y el filtro de cuerpo para la de tórax.

El espesor de las rodajas o *voxels* del “objeto” ha sido el mismo en el que estaban reconstruidas las imágenes del maniquí (4 mm), y la longitud directamente irradiada para cada área anatómica ha sido de 18,4, 15,6 y 33,6 cm, respectivamente.

Las magnitudes computadas en ambos casos (con y sin protector) para las simulaciones de las tres áreas anatómicas, han sido el ADS y las dosis equivalentes promedio en los órganos de interés. La comparación de los valores obtenidos ha permitido cuantificar la reducción de dosis en cada órgano al utilizar los protectores de bismuto.

2.5. Arquitecturas de funcionamiento

Las imágenes de TC han sido grabadas en formato DICOM para su lectura y tratamiento en el ordenador personal. Asimismo, las distintas etapas para la preparación de cada simulación específica se han realizado en un ordenador con una placa base Intel Processor Pentium IV con 1 GB de memoria RAM, 60 GB en disco duro y procesador de 3.0 GHz de velocidad de reloj. Se ha utilizado el sistema operativo Microsoft Windows 2000 Profesional, y un compilador Fortran 77 de Lahey Computer Systems.

Debido a la gran necesidad de memoria RAM para los exámenes más extensos, se ha migrado todo el sistema informático al Centre de Supercomputació de Catalunya (CESCA). Se han usado dos ordenadores de altas prestaciones diferentes según la disponibilidad de recursos [\[112\]](#):

- a) Hewlet-Packard AlphaServer GS1280 que dispone de 16 procesadores 21364 EV7 (1.150 MHz, 64 KB/1,75 MB), 32 GB de memoria principal, 655 GB en disco, un rendimiento punta de 36,80 Gflop/s y máximo de 31,28 Gflop/s.
- b) Compaq AlphaServer HPC320 que dispone de 8 nodos ES40 (4 EV68, 833 MHz, 64 KB/8 MB), 28 GB de memoria principal, 892 GB en disco, un rendimiento punta de 53,31 Gflop/s y máximo de 40,84 Gflop/s, interconectados con Memory Channel II de 100 MB/s.

El sistema operativo utilizado en ambos sistemas ha sido Compaq Tru64 UNIX V5.1B (Rev. 2650), y el compilador usado ha sido Compaq Fortran Compiler X5.5-2602-48C8L, optimizado para las máquinas HP Alpha con sistema operativo Tru64.

En todos los casos, para realizar la simulación de una rotación completa del tubo de rayos X se han generado $3 \cdot 10^6$ historias, lo que equivale a un tiempo promedio de cálculo de aproximadamente 5 minutos. Este valor crece muy ligeramente al realizar la misma simulación en el ordenador personal.

Los resultados de cada simulación se guardan en diferentes archivos según sus características; información general de la simulación, archivos numéricos con las matrices de los materiales asignados a cada *voxel*, distribución de energía en cada *voxel*, mapas dosimétricos, matrices con los resultados estadísticos para cada *voxel*, etc. Debido al gran volumen de datos que se generan para cada simulación, se ha utilizado un Servicio de Almacenamiento Masivo cedido por el CESSA, consistente en una librería automatizada de cintas StorageTek TimberWolf 9740 con 252 cintas tipo 9840 de 20 GB de capacidad nativa y dos dispositivos de transporte 9840 con una velocidad de transferencia de 10 MB/s cada uno y una velocidad de intercambio de cartuchos de 350 por hora.

3. RESULTADOS

3.1. Validación del programa de simulación

3.1.1. Índices de dosis en aire

En la Tabla 3.1 se muestran los valores medidos experimentalmente y los estimados a partir de la simulación del $CTDI_{aire}$ para la gama de espesores de corte 1-10 mm y tensiones del tubo de 120 y 140 kVp, así como las diferencias relativas porcentuales entre ambos.

Tabla 3.1. Valores medidos y obtenidos mediante simulación del $CTDI_{aire}$ y diferencia relativa porcentual entre ambos

Anchura de corte (mm)	$CTDI_{aire}$ (mGy/100 mAs)					
	120 kVp			140 kVp		
	Medido	Simulado	$\Delta(\%)^a$	Medido	Simulado	$\Delta(\%)^a$
10	22,6	22,8	0,9	31,3	32,2	2,7
7	22,4	22,6	0,9	30,9	32,0	3,5
5	22,1	22,8	3,5	30,6	32,2	5,2
3	21,8	22,3	2,5	30,1	32,2	6,9
2	22,1	22,6	2,1	30,6	32,4	5,8
1	24,5	22,8	-6,8	33,9	32,0	-5,5

^a La diferencia relativa porcentual se ha calculado: $\Delta = 100 \cdot (\text{valor de la simulación} - \text{medida experimental}) / \text{medida experimental}$.

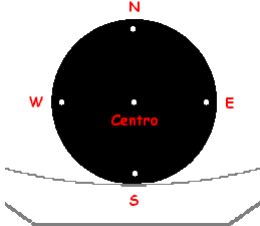
Las incertidumbres estadísticas relativas de los valores simulados han estado sistemáticamente en torno al 2%. El ajuste por mínimos cuadrados de los valores medidos y calculados a una recta que pasa por el origen dio los siguientes resultados: los valores de la pendiente B fueron 0,981 y 0,954 para 120 kVp y 140 kVp, respectivamente, por lo que la desviación sistemática relativa tomó valores del -1,9% y del -4,6% para cada tensión. La incertidumbre estimada ($\sigma_y(\text{equiv})$) en los valores medidos para el conjunto de anchuras de corte de 2 a 10 mm, fue de 0,7 mGy para 120 kVp y de 1,0 mGy para 140 kVp. Para realizar el ajuste se desestimaron los valores correspondientes a 1 mm de colimación, debido a las diferencias en la apertura real del haz a lo largo del eje Z, que serán comentadas en la discusión.

3.1.2. Índices de dosis en los maniqués cilíndricos

En la Tabla 3.2 se muestran los resultados de los valores obtenidos con la cámara de ionización en cada una de las cavidades de cada maniqué cilíndrico (valores medidos experimentalmente, estimados con la simulación y su discrepancia relativa porcentual). A partir de estos valores se ha calculado la dosis promedio en la periferia ($CTDI_{100,p}$) y el $CTDI_w$, para cada uno de los tres maniqués cilíndricos utilizados y para dos calidades del haz (120 y 140 kVp). También se muestra el promedio de dosis en la sección axial central (ADV) a lo largo de 10 cm, y su discrepancia relativa porcentual respecto del valor medido del $CTDI_w$.

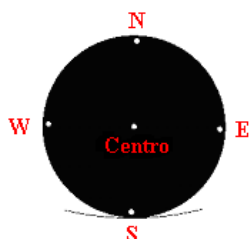
Tabla 3.2. Valores medidos, valores simulados, y diferencia relativa porcentual entre ambos, del $CTDI_{100}$ para las posiciones central y periféricas de cada uno de los maniqués cilíndricos: a) maniqué cilíndrico de sección circular de cabeza (16 cm de diámetro), b) maniqué cilíndrico de sección circular de cuerpo (32 cm de diámetro), c) maniqué cilíndrico de sección elíptica de cuerpo (32 y 20 cm de eje mayor y menor, respectivamente). En las filas inferiores se indican los valores del $CTDI_{100,p}$ y del $CTDI_w$ deducidos en cada caso, y se muestra también el valor de la dosis promedio en la sección axial central del maniqué (ADV), y la diferencia relativa porcentual con el valor del $CTDI_w$ medido. Todos los valores dosimétricos están expresados en mGy/100 mAs para tensiones de tubo de 120 y 140 kVp, respectivamente.

a)



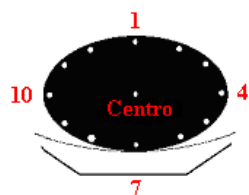
Posición	$CTDI_{100}$ (mGy/100 mAs)					
	120 kVp			140 kVp		
	Medido	Simulado	$\Delta(\%)^a$	Medido	Simulado	$\Delta(\%)^a$
N	15,3	15,5	1,0	21,2	21,8	2,5
E	14,8	15,6	5,5	20,0	20,7	3,4
S	13,5	13,6	0,7	18,5	19,3	4,2
W	14,7	14,8	0,7	20,6	21,2	3,1
C	14,3	13,6	-4,8	20,0	20,0	0,0
$CTDI_{100,p}$	14,6	14,9	2,0	20,1	20,7	3,3
$CTDI_w$	14,5	14,5	-0,2	20,1	20,5	2,2
ADV	--	14,8	2,4	--	21,2	5,8

b)



Posición	CTDI ₁₀₀ (mGy/100 mAs)					
	120 kVp			140 kVp		
	Medido	Simulado	$\Delta(\%)^a$	Medido	Simulado	$\Delta(\%)^a$
N	8,7	8,0	-7,5	12,0	11,5	-4,2
E	8,4	7,9	-6,7	12,0	11,2	-6,6
S	7,8	7,8	-0,4	10,9	10,9	0,1
W	8,3	8,3	0,3	11,8	11,7	-0,5
C	4,5	4,2	-6,3	6,7	6,3	-6,6
CTDI_{100,P}	8,3	8,0	-3,7	11,7	11,3	-2,9
CTDI_w	7,0	6,7	-4,2	10,0	9,7	-3,7
ADV	--	7,1	1,4	--	10,6	6,0

c)

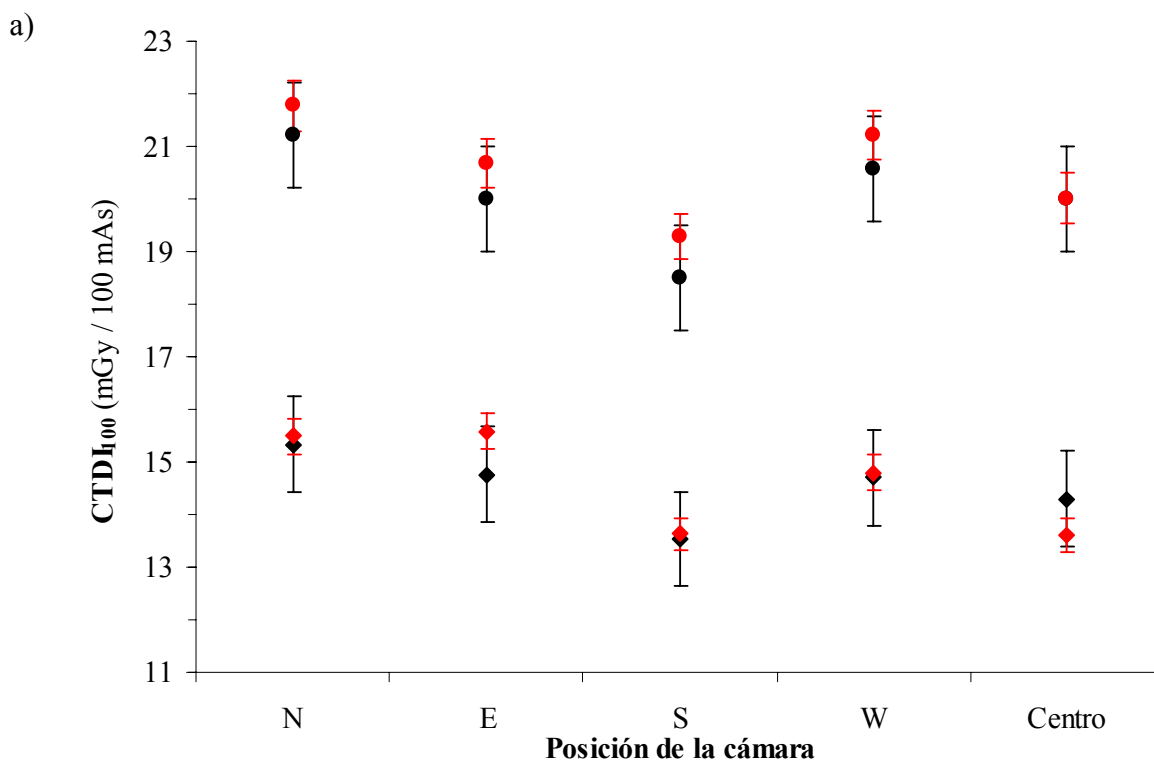


Posición	CTDI ₁₀₀ (mGy/100 mAs)					
	120 kVp			140 kVp		
	Medido	Simulado	$\Delta(\%)^a$	Medido	Simulado	$\Delta(\%)^a$
1	12,2	11,9	-2,9	16,9	16,6	-1,7
2	10,9	10,7	-2,2	15,2	15,0	-1,0
3	9,5	9,2	-3,6	13,4	12,8	-4,4
4	8,7	8,1	-5,8	12,1	12,0	-1,3
5	8,7	8,6	-0,9	12,3	12,5	1,0
6	9,7	9,6	-0,4	13,9	13,7	-1,8
7	10,7	10,4	-2,6	15,3	14,8	-3,0
8	9,8	9,3	-5,4	13,9	13,4	-3,5
9	8,9	8,7	-3,0	12,7	12,1	-4,1
10	8,9	8,5	-4,5	12,5	12,3	-1,1
11	9,8	9,0	-8,0	13,6	13,0	-4,3
12	11,2	10,5	-6,2	15,5	15,0	-3,3
C	7,8	7,4	-5,2	11,7	10,7	-8,6
CTDI_{100,P}	9,9	10,0	0,4	13,9	14,2	2,1
CTDI_w	9,2	9,1	-1,2	13,2	13,1	-1,0
ADV	--	9,2	0,2	--	13,3	0,8

^a La diferencia relativa porcentual se ha calculado: $\Delta = 100 \cdot (\text{valor de la simulación} - \text{medida experimental}) / \text{medida experimental}$

Las incertidumbres estadísticas relativas de los valores simulados han estado entre un 1,1% en el maniquí elíptico y un 2,6% para la cavidad central del maniquí de cuerpo. Los valores del coeficiente de correlación entre $CTDI_{100}$ simulado y el medido y del coeficiente B del ajuste para la tensión del tubo de 120 kVp han sido los siguientes: r: 0,86 B: 0,992 para el maniquí de cabeza; r: 0,98 P: 1,039 para el maniquí de cuerpo y r: 0,98 B: 1,039 para el maniquí elíptico. Esos parámetros han tomado los siguientes valores para 140 kVp: r: 0,95 B: 0,974 para el maniquí de cabeza; r: 0,99 P: 1,033 para el maniquí de cuerpo y r: 0,98 B: 1,028 para el maniquí elíptico, respectivamente. La desviación sistemática relativa tomó valores del -0,8% y del -2,6% para cada tensión en el maniquí de cabeza; en el de cuerpo fueron del 3,9% y del 3,3% para cada tensión y en el elíptico de 3,9% y 2,8%, respectivamente. La incertidumbre estimada ($\sigma_y(equiv)$) en los valores medidos para los tres maniquíes y ambos valores de tensión fueron 0,9 y 1,0 mGy en el maniquí de cabeza; de 0,5 y 0,6 mGy en el de cuerpo y de 0,6 y 0,8 mGy en el elíptico para 120 kVp y 140 kVp, respectivamente en cada caso.

Para completar la información, se representan comparativamente los valores calculados y medidos del $CTDI_{100}$ en el centro y las posiciones periféricas de los tres maniquíes en la Fig. 3.1. Las barras de error representan respectivamente las incertidumbres aleatorias estimadas para los valores medidos mediante el ajuste y las incertidumbres estadísticas calculadas mediante la simulación.



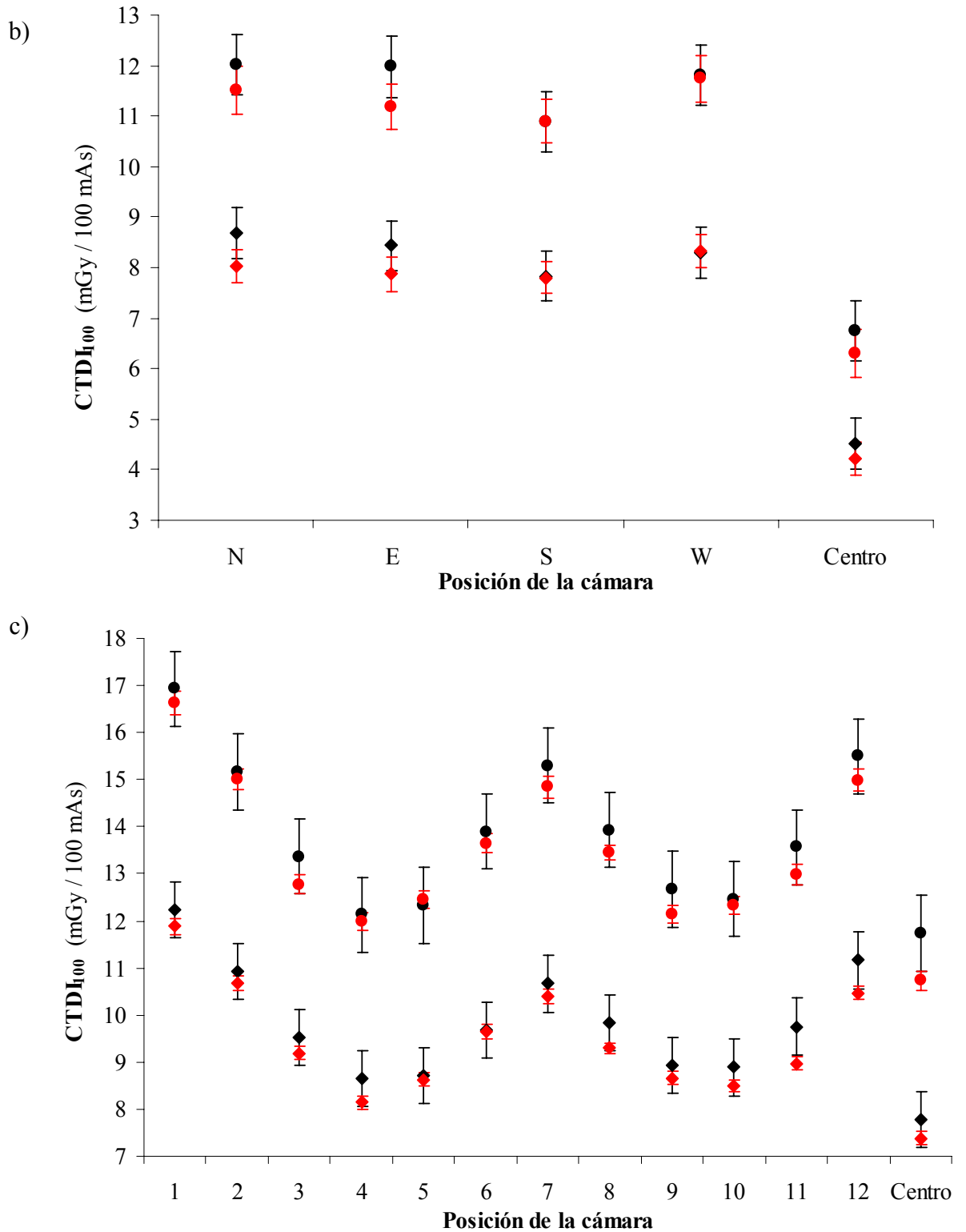


Fig. 3.1. Valores medidos y simulados del $CTDI_{100}$ correspondientes a las ubicaciones de la cámara en: a) maniquí cilíndrico de sección circular representativo de la cabeza, b) maniquí cilíndrico de sección circular de cuerpo, c) maniquí cilíndrico de sección elíptica de cuerpo. Las diferentes marcas representan respectivamente: lecturas de la cámara lápiz a 120 kVp (◆), y a 140 kVp (●) y, los resultados obtenidos mediante simulación a 120 kVp (◆), y a 140 kVp (●).

3.1.3. Dosis en órganos del maniquí antropomórfico Remab

En la Fig. 3.2 se observa, a modo de ejemplo, una secuencia imagen de TC- imagen segmentada en materiales-mapa de dosis, partiendo de una rodaja axial del examen de TC de pelvis sobre el maniquí Remab. Se puede apreciar la buena delimitación de las distintas zonas anatómicas, particularmente de la vejiga, que conforman cada corte axial del maniquí antropomórfico. También se puede observar la distribución de dosis obtenida mediante simulación, que permite identificar visualmente las zonas que han recibido mayor dosis.

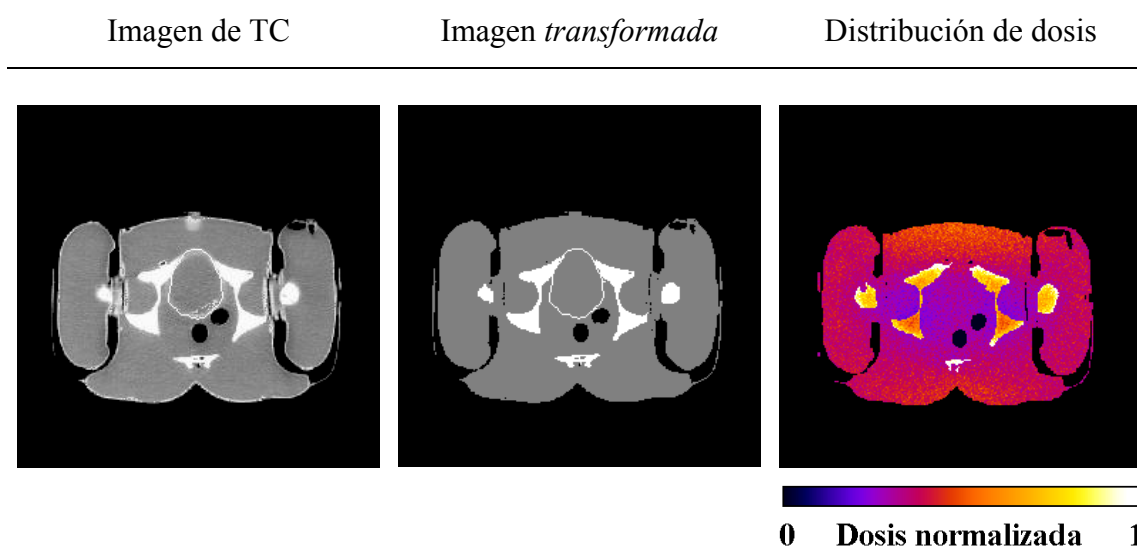


Fig. 3.2. Imagen de TC, imagen voxelizada y mapa de dosis en el estudio de pelvis en el maniquí Remab. La escala de referencia se ha normalizado al valor máximo de dosis.

En la Tabla 3.3 se muestra el promedio de dosis absorbida en los distintos órganos considerados para cada una de las regiones anatómicas irradiadas; tórax, abdomen y pelvis. Para la obtención de los valores mediante dosímetros TL, simulación y la hoja del ImPACT, se ha considerado una tensión del tubo de 140 kVp para tórax y de 120 kVp para abdomen y pelvis.

Tabla 3.3. Dosis absorbida en distintos órganos testigo del maniquí Remab, obtenidos mediante dosimetría TL, simulación y estimados en la hoja del ImPACT. Los resultados se han obtenido para irradiaciones de tórax (a), abdomen (b) y pelvis (c) a 140 kVp en el primer caso y 120 kVp para el resto. Todos los valores dosimétricos están expresados en mSv /100 mAs.

a) **TC de tórax (140 kVp)**

Órgano	Dosis (mSv/100 mAs)			
	TL	Simulación	$\Delta(\%)^a$	ImPACT ^b
Vejiga	0,12 ± 0,02	0,17 ^c	42	0,02
Esófago	8,6 ± 0,3	7,84 ± 0,02	-9	9,1
Pulmón	12,1 ± 0,4	8,65 ± 0,03	-28	11,6
Corazón	12,8 ± 0,4	9,34 ± 0,03	-27	11,2

b) **TC de abdomen (120 kVp)**

Órgano	Dosis (mSv/100 mAs)			
	TL	Simulación	$\Delta(\%)^a$	ImPACT
Vejiga	0,82 ± 0,03	0,70 ^c	-15	0,36
Pulmón	0,65 ± 0,16	0,79 ^c	22	1,0

c) **TC de pelvis (120 kVp)**

Órgano	Dosis (mSv/100 mAs)			
	TL	Simulación	$\Delta(\%)^a$	ImPACT
Vejiga	7,7 ± 0,2	5,33 ± 0,02	-31	9,3
Pulmón	0,19 ± 0,41	0,18 ^c	-5	0,01
Cabeza de fémur	6,8 ± 0,3	8,72 ± 0,03	28	--
Testículos	7,1 ± 0,4	6,82 ± 0,02	-4	3,8

^a La diferencia relativa porcentual se ha calculado: $\Delta = 100 \cdot (\text{valor de la simulación} - \text{medida experimental TL}) / \text{medida experimental TL}$

^b La hoja de cálculo del ImPACT no dispone de la opción 140 kVp para este equipo. Los valores que se muestran se han obtenido multiplicando los de 120 kVp por un factor 1,36. Este factor viene determinado por el cociente de las tensiones al cuadrado

^c Incertidumbre estimada menor que 0,005 mSv

3.2. Valores dosimétricos sobre los maniqués y pacientes pediátricos

En la Tabla 3.4 se muestra el valor de las ADV obtenido para los maniqués físicos de PMMA y para los maniqués pediátricos virtuales de agua representativos de cada grupo de edad. También se muestra el valor promedio de las ADV calculadas

para cada paciente dentro de un determinado grupo de edad, y el valor mínimo y máximo obtenido en cada caso.

Tabla 3.4. Valores de la ADV calculados para los distintos maniqués físicos de PMMA (a), para los distintos maniqués pediátricos de agua representativos de cada grupo de edad y valores para los pacientes (b).

a)

Maniquí	ADV (mGy/100 mAs)		
	80 kVp	120 kVp	140 kVp
Circular cabeza	4,8	14,8	21,2
Circular cuerpo	2,0	7,1	10,6
Elíptico cuerpo	2,8	9,2	13,3

b)

Grupo de edad	ADV (mGy/100 mAs)					
	80 kVp		120 kVp		140 kVp	
	Paciente ^a	Maniquí ^b	Paciente ^a	Maniquí ^b	Paciente ^a	Maniquí ^b
Recién nacido	6,7 (5-8)	6,6	26,8 (24-30)	19,7	27,6 (21-34)	28,3
1 año	6,3 (6-7)	5,4	19,5 (18-22)	16,8	26,8 (24-30)	24,2
5 años	5,0 (4-7)	4,5	15,7 (14-20)	14,1	23,1 (21-29)	20,7
10 años	3,8 (3-5)	3,8	12,5 (10-17)	12,2	21,2 (16-24)	17,8
15 años	3,1 (3-4)	3,0	11,7 (9-16)	9,7	15,2 (13-18)	14,3

^a Entre paréntesis se indica el rango de valores obtenidos para los pacientes individuales

^b Las incertidumbres relativas asociadas han sido en todos los casos menores o iguales al 0,5%

Como era de esperar, los valores de ADS han presentado variaciones, no sólo paciente a paciente de cada grupo de edad, sino también al comparar los valores de ADS para cada paciente individual. A modo de ejemplo, y para visualizar las variaciones de ADS en el tronco de un paciente, la Fig. 3.3 muestra la distribución de los valores de ADS obtenidos para cada una de las imágenes consideradas de un paciente de 10 años. Hemos caracterizado dichas variaciones para cada paciente como el error de la media en los valores de ADS en el volumen considerado. Las fluctuaciones en los valores de ADS han estado por grupos de edad entre 0,1 y 2,9%, correspondiendo este último valor al grupo de edad de “1 año”.

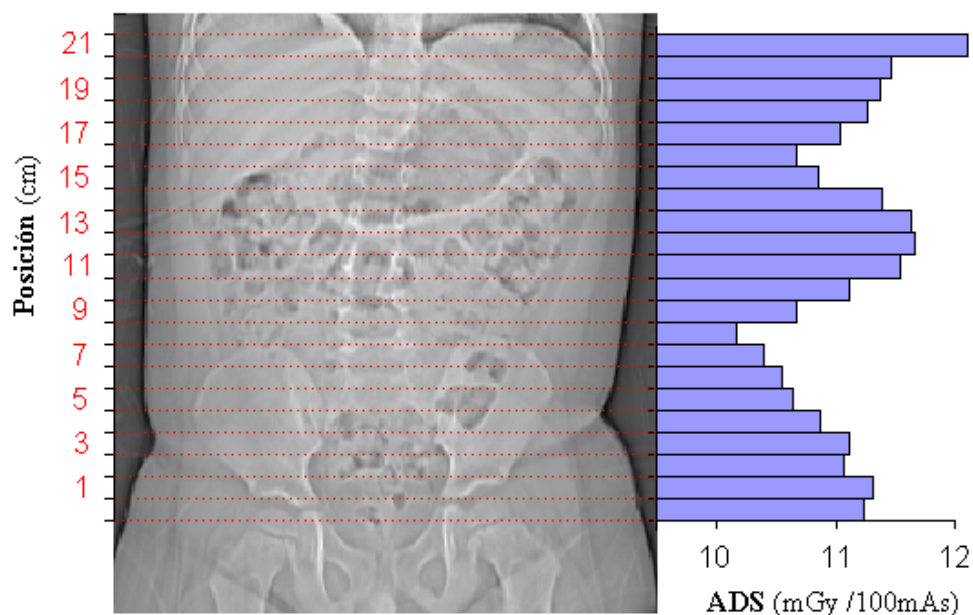


Fig. 3.3. Los valores de la ADS han sido estimados para un paciente perteneciente al grupo de “10 años” y usando 120 kVp.

3.3. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués antropomórficos y pacientes adultos

En la Fig. 3.4 se muestra, a modo de ejemplo, una imagen del hombre “estándar” y el mapa dosimétrico bidimensional obtenido mediante el programa de simulación. La segmentación de materiales y órganos de esta imagen de TC se puede observar en la Fig. 2.7c.

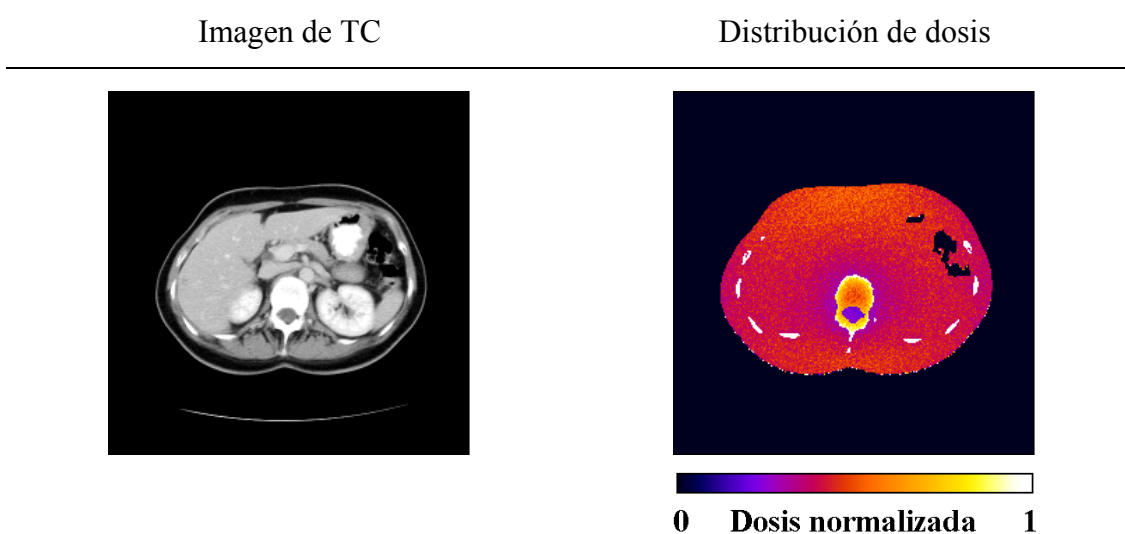
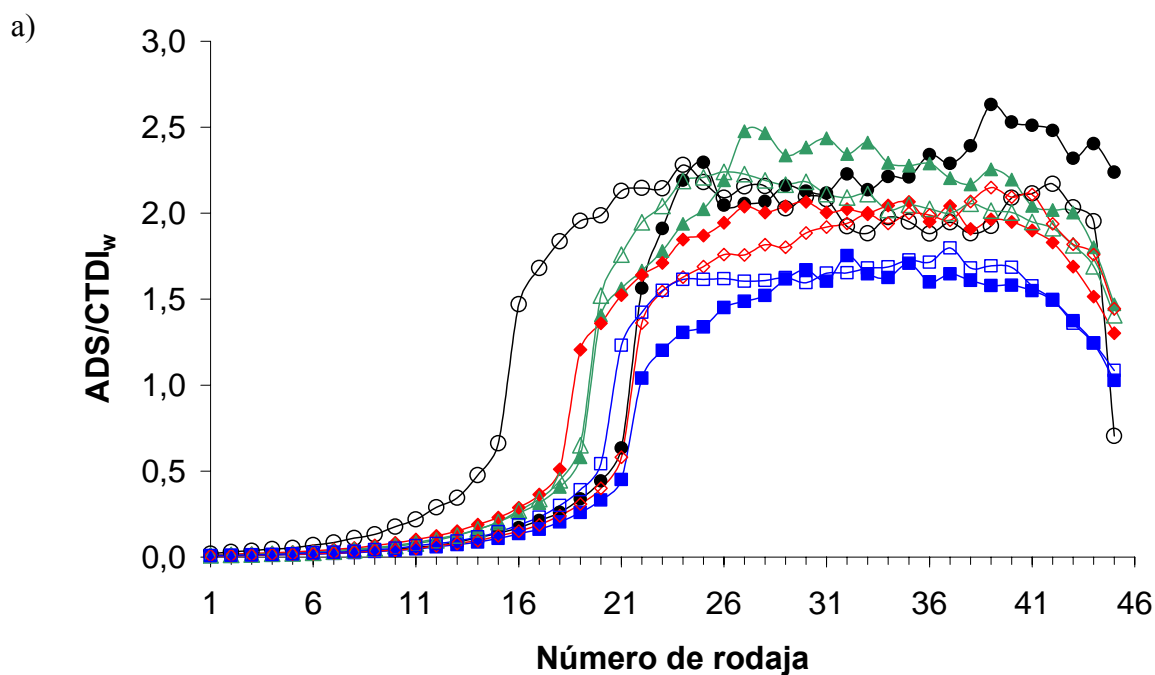
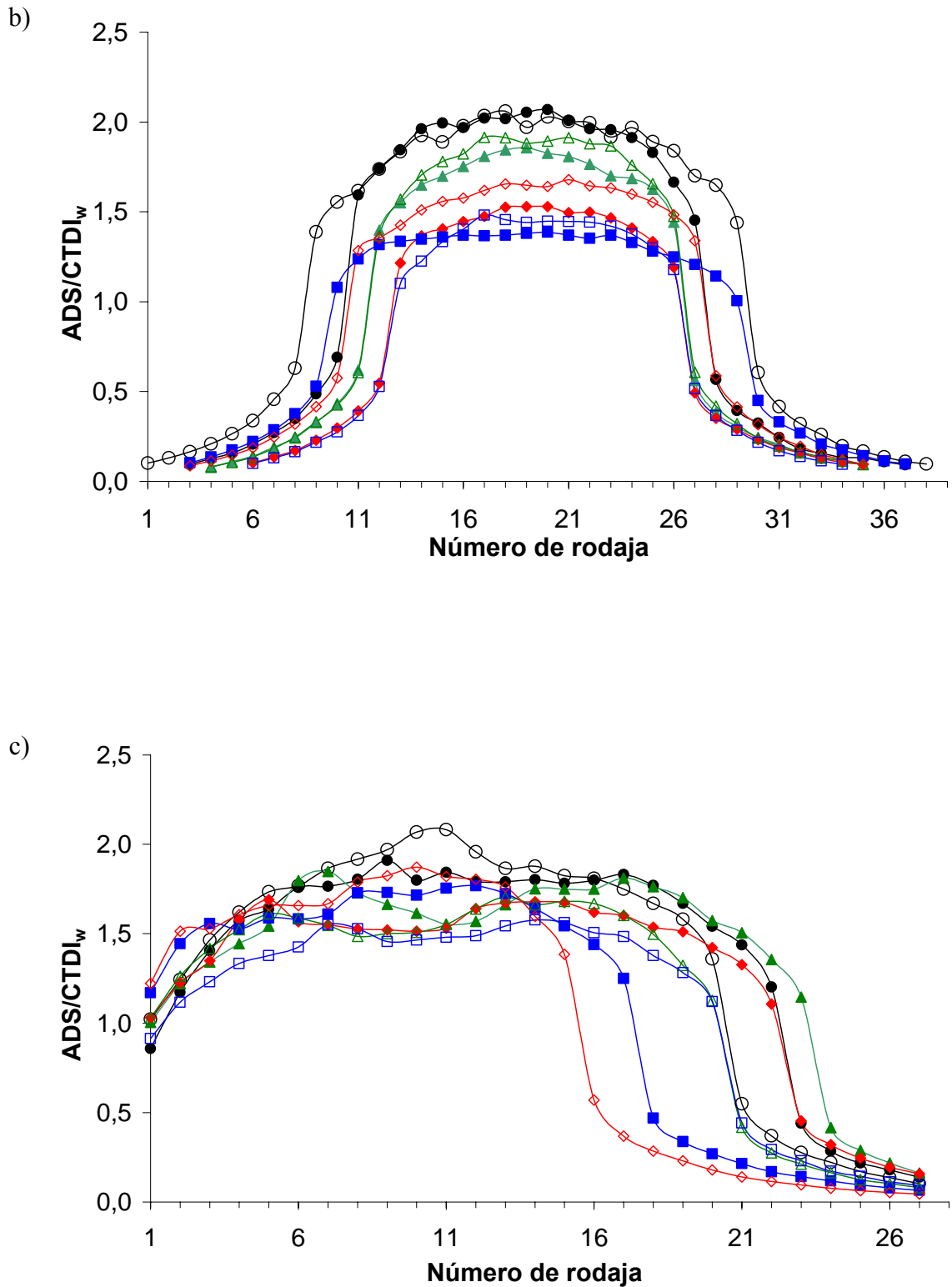
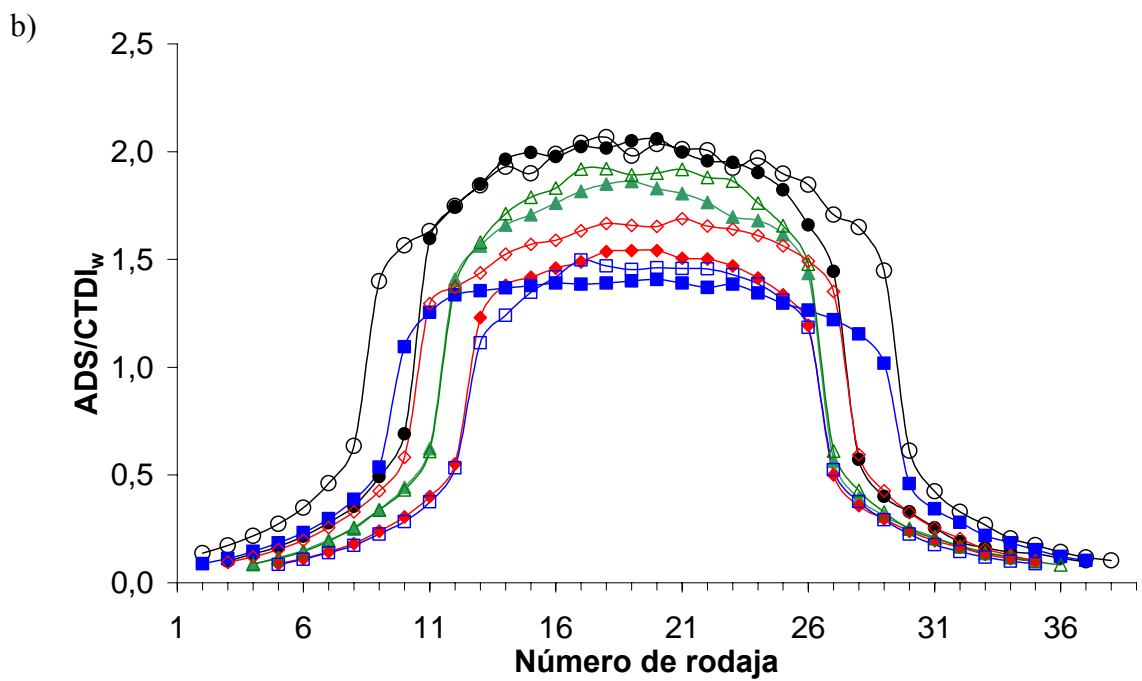
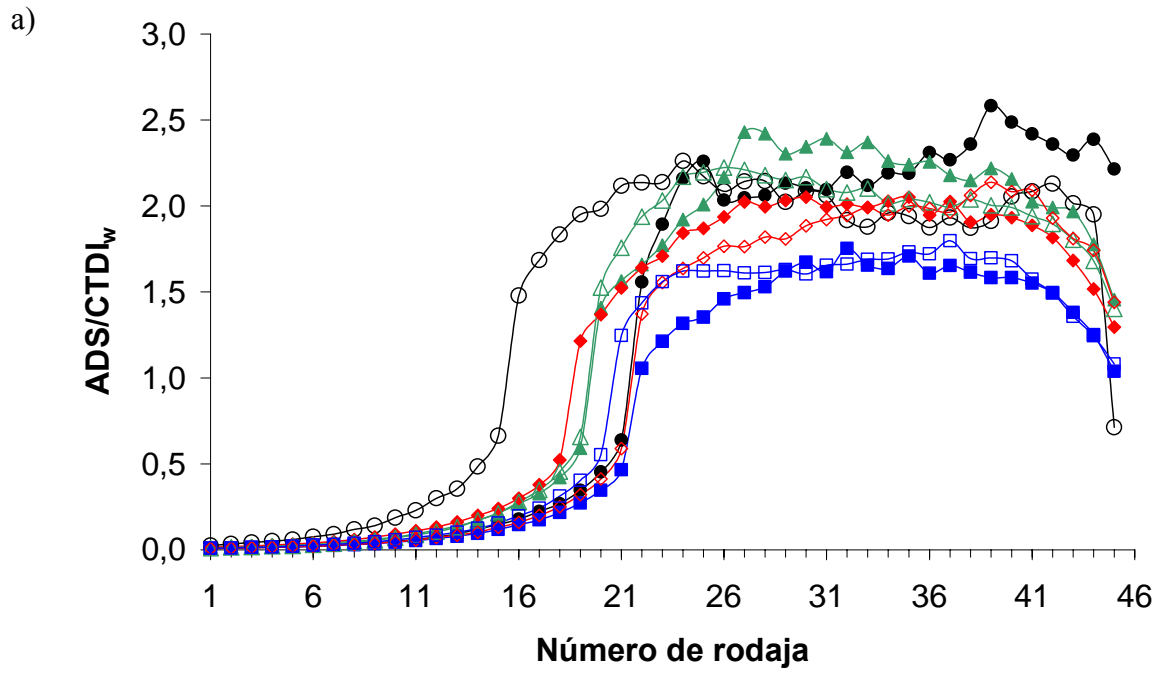


Fig. 3.4. Imagen original de TC y distribución de dosis obtenida mediante simulación. La escala de referencia se ha normalizado al valor máximo de dosis.

En las Figs. 3.5 y 3.6 se muestran las distribuciones de los valores de la ADS obtenidas a partir de las simulaciones de los exámenes de TC a 120 y 140 kVp, respectivamente, para los exámenes simulados del tórax, del abdomen y de la pelvis en los maniqués antropomórficos y los pacientes. En ambos casos los valores están normalizados al valor del $CTDI_w$ calculado para el maniquí cilíndrico de cuerpo para la tensión correspondiente. El examen de tórax comprende desde las clavículas hasta la base del pulmón, el de abdomen abarca desde la base del pulmón hasta las crestas iliacas y, para el examen de pelvis se ha barrido desde crestas iliacas hasta la parte superior del muslo. El valor inicial del número de rodaja se ha fijado en las clavículas para el tórax, en las crestas iliacas para el abdomen, y en la cabeza del fémur para el examen de pelvis. Los números de rodaja decrecen a lo largo de la dirección cráneo-caudal.







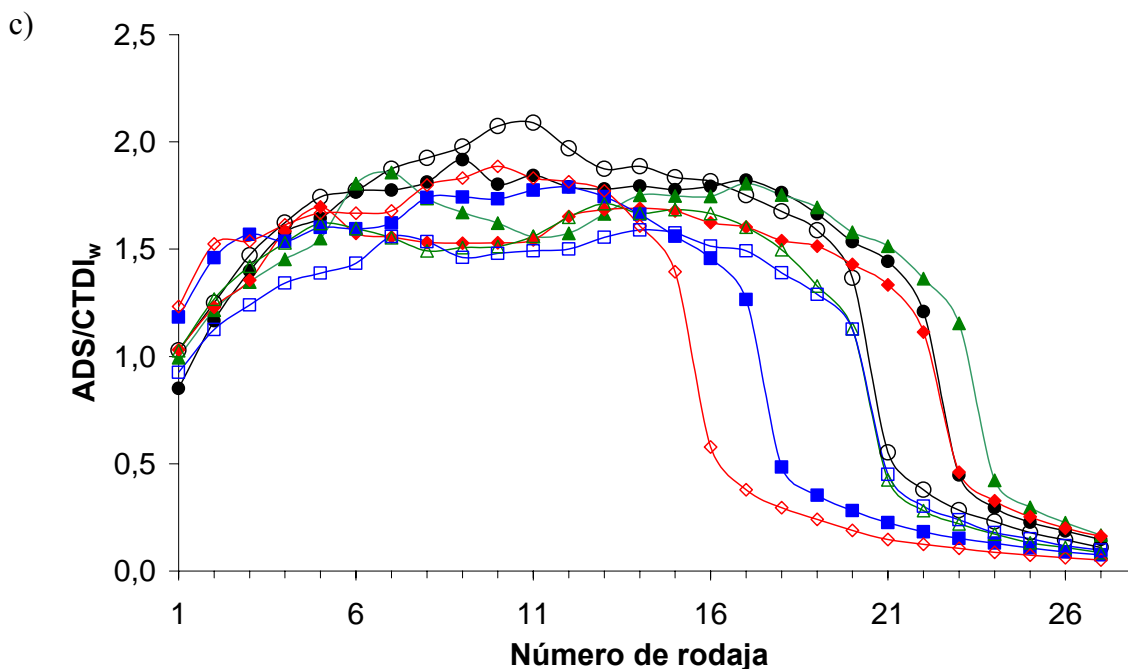


Fig. 3.6. Valores de la ADS (normalizados al $CTDI_w$) obtenidos al simular exámenes de TC de tórax (a), abdomen (b) y pelvis (c) usando 140 kV. Las diferentes marcas representan respectivamente: \circ Rando, \bullet Remab, \blacktriangle hombre delgado, \blacklozenge hombre estándar, \blacksquare hombre grueso, \blacktriangle mujer delgada, \blacklozenge mujer estándar, y \blacklozenge mujer gruesa. La línea entre los puntos ha sido añadida para facilitar la visión.

Como puede apreciarse en las Figs. 3.5 y 3.6, los resultados para las simulaciones realizadas con diferencias de potencial de 120 y de 140 kVp son muy similares. Puesto que esos valores han sido normalizados con el $CTDI_w$, los resultados absolutos para el caso de 140 kVp fueron aproximadamente 1,4 veces mayores que los respectivos a 120 kVp.

En la Tabla 3.5 se muestran los valores obtenidos para la masa, la ADV con indicación de los valores mínimo y máximo de la ADS en la zona irradiada directamente, la energía depositada (E_{imp}) y la energía por rodaja (\bar{E}_{imp}) en cada región anatómica (tórax, abdomen, y pelvis). Los resultados se muestran para ambos maniqués antropomórficos y para los seis pacientes seleccionados. Las simulaciones se han realizado utilizando una tensión de 120 kVp, una carga de tubo de 100 mAs por rotación, colimación del haz de 10 mm y un factor de paso igual a 1. Se omiten los valores de las variables energéticas para la tensión de 140 kVp porque, como se ha dicho en el párrafo anterior, dichos valores han estado en todos los casos en una proporción 1,4 veces mayor que los obtenidos para 120 kVp.

Tabla 3.5. Valores obtenidos para la masa (m_R), la dosis promedio en el volumen directamente irradiado (ADV) y los valores mínimo y máximos de la ADS, la energía impartida en este volumen (E_{imp}) y, la energía impartida por unidad de longitud (\dot{E}_{imp}) teniendo en cuenta irradiaciones de tórax (a), abdomen (b) y pelvis (c) a 120 kVp.

a)	Tórax	m_R (kg)	ADV^{a, b} (mGy / 100 mAs)	E_{imp} (J/ 100 mAs)	\dot{E}_{imp} (mJ/cm 100 mAs)
	Maniquí Remab	10,2	15,7 (11-19)	0,16	6,7
	Maniquí Rando	14,0	14,3 (10-16)	0,20	6,9
	Hombre delgado	13,0	14,5 (10-17)	0,19	7,2
	Hombre estándar	16,1	12,7 (8-15)	0,20	7,6
	Hombre grueso	18,2	10,3 (7-12)	0,19	7,8
	Mujer delgada	12,5	14,0 (11-16)	0,17	6,7
	Mujer estándar	13,2	13,2 (10-15)	0,17	7,3
	Mujer gruesa	17,2	10,9 (9-13)	0,19	7,5
b)	Abdomen	m_R (kg)	ADV^{a, b} (mGy / 100 mAs)	E_{imp} (J/ 100 mAs)	\dot{E}_{imp} (mJ/cm 100 mAs)
	Maniquí Remab	8,5	13,2 (11-15)	0,11	6,6
	Maniquí Rando	11,0	12,8 (10-14)	0,14	6,8
	Hombre delgado	8,6	12,0 (10-13)	0,10	6,9
	Hombre estándar	9,9	10,0 (8-11)	0,10	7,1
	Hombre grueso	17,0	9,1 (8-10)	0,16	7,8
	Mujer delgada	7,9	12,3 (10-13)	0,10	6,5
	Mujer estándar	10,0	9,6 (9-12)	0,10	7,1
	Mujer gruesa	11,0	9,7 (8-10)	0,11	6,4
c)	Pelvis	m_R (kg)	ADV^{a, b} (mGy / 100 mAs)	E_{imp} (J/ 100 mAs)	\dot{E}_{imp} (mJ/cm 100 mAs)
	Maniquí Remab	13,1	12,0 (8-13)	0,16	7,1
	Maniquí Rando	12,1	11,7 (9-15)	0,14	7,1
	Hombre delgado	14,2	12,0 (8-13)	0,17	7,4
	Hombre estándar	14,6	11,0 (7-12)	0,17	7,5
	Hombre grueso	15,1	8,9 (8-12)	0,13	7,7
	Mujer delgada	9,7	10,8 (8-12)	0,10	7,0
	Mujer estándar	14,5	10,0 (9-13)	0,15	7,3
	Mujer gruesa	16,6	9,3 (8-11)	0,15	7,7

^a Entre paréntesis están indicados los valores mínimo y máximo de la ADS en la zona irradiada directamente

^b Las incertidumbres relativas asociadas a la ADS han sido en todos los casos menores o iguales al 0,5%

En lo que concierne a los resultados obtenidos mediante simulación para la estimación de dosis en los órganos seleccionados para ambos maniqués antropomórficos y el hombre y la mujer “estándar”, la diferencia de los valores obtenidos entre sí y comparados con los obtenidos con la hoja de cálculo del ImPACT han sido variables (entre un -23% y un 61%), tal como puede verse en la Tabla 3.6. En todos los casos las incertidumbres estadísticas relativas de los valores simulados han sido menores que el 0,7%.

Tabla 3.6. Dosis calculadas en los órganos seleccionados de los maniqués antropomórficos, y de los pacientes, para las regiones anatómicas de tórax, abdomen y pelvis. En la última fila se muestran las dosis estimadas usando la hoja del ImPACT, cuya comparación con los valores calculados mediante simulación, permite calcular las diferencias relativas expresadas en forma de porcentaje. Todos los valores dosimétricos están expresados en mSv/100 mAs.

	Tórax				Abdomen				Pelvis					
	Pulmón		Timo		Hígado		Riñón		Vejiga		Hueso cortical		Ovarios	
	Dosis (mSv)	Δ^a (%)	Dosis (mSv)	Δ^a (%)	Dosis (mSv)	Δ^a (%)	Dosis (mSv)	Δ^a (%)	Dosis (mSv)	Δ^a (%)	Dosis (mSv)	Δ^a (%)	Dosis (mSv)	Δ^a (%)
Maniquí Remab	11,7	13	16,6	28	12,8	48	11,9	12	10,3	-7	3,5	25	--	--
Maniquí Rando	12,8	24	15,1	16	9,1	5	12,2	14	9,6	-13	4,6	61	--	--
Hombre estándar	10,6	2	12,7	-3	8,6	-1	8,3	-23	11,0	-0,3	3,1	9	--	--
Mujer estándar	11,4	10	12,2	-6	8,6	-0,4	9,9	-7	11,4	4	3,1	9	8,0	-4
ImPACT	10,3	--	13,0	--	8,7	--	10,7	--	11,0	--	2,8	--	8,3	--

^a La diferencia relativa porcentual se ha calculado: $\Delta = 100 \cdot (\text{valor de la simulación} - \text{valor ImPACT}) / \text{valor ImPACT}$

3.4. Cálculo sobre las imágenes del maniquí antropomórfico Rando utilizando protectores de bismuto

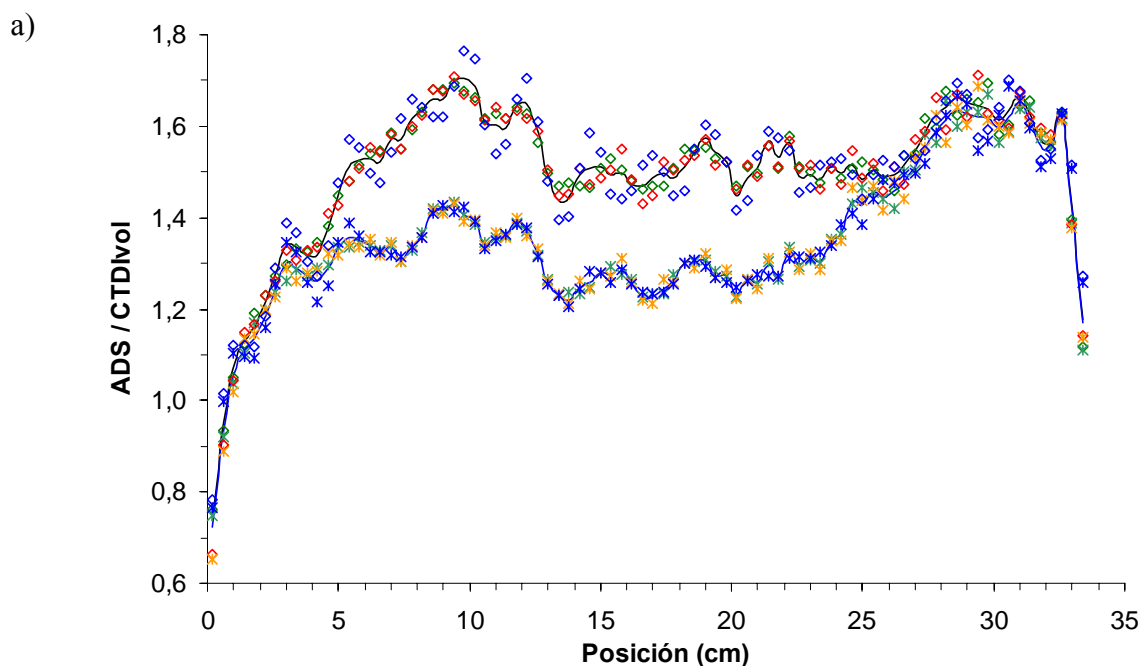
En las simulaciones realizadas, una vez fijadas las características de composición y tamaño de los filtros de forma que incorpora el quipo Aquilion 16CFX, se han obtenido diferentes resultados de los índices de dosis variando la tensión y las colimaciones. De ellos únicamente hemos utilizado en la aplicación sobre los protectores de bismuto la colimación 16x1 mm. En la Tabla 3.7 se muestran los valores del CTDI_w obtenidos para tensiones de 80, 100, 120 y 135 kVp y colimaciones 16x1mm en aire y en los maniqués geométricos normalizados de cabeza y cuerpo. Para poder apreciar la bondad de estos resultados se han añadido en la tabla los

valores medidos localmente[‡] en el equipo. Como puede apreciarse las diferencias relativas entre los valores medidos y los estimados mediante simulación son siempre menores del 5%.

Tabla 3.7. Valores medidos y obtenidos mediante simulación del $CTDI_{aire}$ y del $CTDI_w$ al utilizar los filtros de forma F2 y F3 descritos en el Anexo V.

Tensión del tubo (kVp)	Exámenes de cabeza (FOV=240 mm)				Exámenes de cuerpo (FOV=400 mm)			
	$CTDI_{aire}$ (mGy/100 mAs)		$CTDI_w$ (mGy/100 mAs)		$CTDI_{aire}$ (mGy/100 mAs)		$CTDI_w$ (mGy/100 mAs)	
	Medido	Simulado	Medido	Simulado	Medido	Simulado	Medido	Simulado
80	13,0	12,5	7,18	6,95	20,6	20,1	4,32	4,48
100	20,8	20,4	12,7	12,5	30,0	29,6	7,50	7,62
120	27,6	28,9	19,0	19,0	40,3	40,7	11,0	11,3
135	38,3	39,4	24,4	25,1	48,1	48,2	14,8	14,3

De todas las simulaciones de cabeza, cuello y tórax del maniquí Rando para obtener la ADS y la energía impartida se muestran en la Fig. 3.7, a modo de ejemplo, los valores de las ADS (normalizadas al $CTDI_{vol}$) obtenidos al simular una irradiación de tórax y los valores de la energía promedio por corte al irradiar la cabeza. En ambos casos se muestran los resultados con y sin la utilización de protectores de bismuto.



[‡] Mediciones efectuadas y valores facilitados por W. Veldkamp y K. Geleijns.

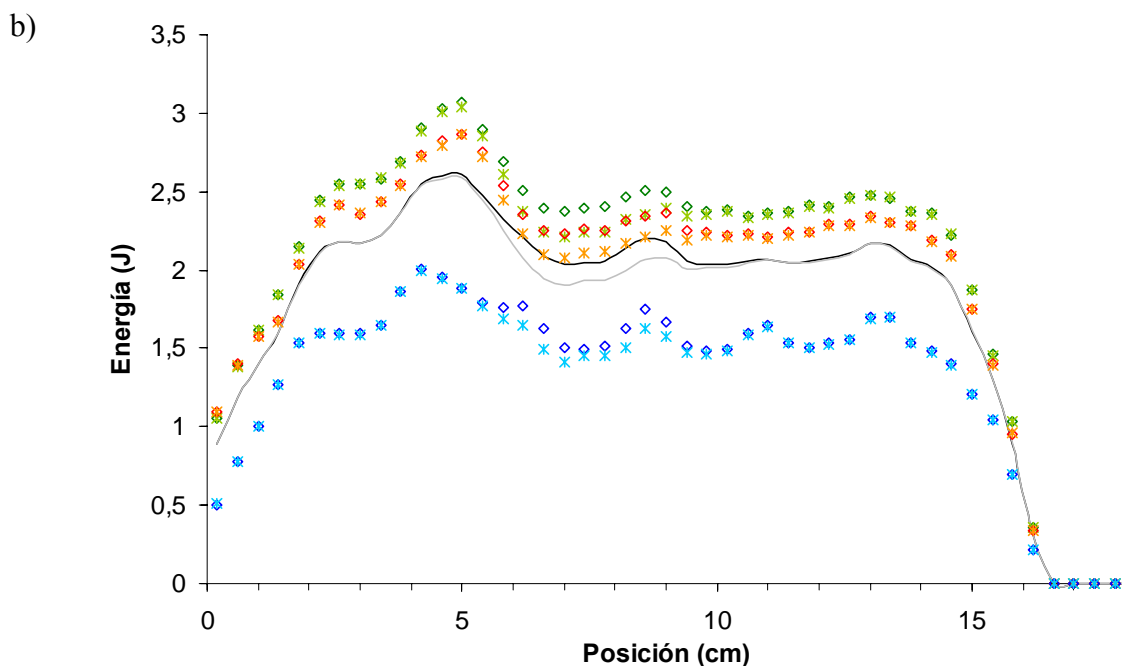


Fig. 3.7. Valores de ADS/ $CTDI_{vol}$ para una irradiación de tórax (a), y los valores de la energía promedio por corte para una irradiación de cabeza (b). En ambos casos se muestra el promedio para los tres factores de paso utilizados, (—) sin protector, (—) con protector y los valores obtenidos para los factores de paso 0,94 (◇ sin protector, ✕ con protector), 1,00 (◇ sin protector, ✕ con protector) y 1,44 (◇ sin protector, ✕ con protector).

En la Tabla 3.8 se muestran los valores de dosis equivalente en los órganos más significativos de cada región anatómica directamente irradiada, y la reducción de dosis debida a la utilización de los protectores de bismuto. En todos los casos las incertidumbres estadísticas relativas de los valores simulados han estado por debajo del 0,7%.

A partir de los valores estimados para la dosis con los dos métodos descritos en el apartado 2.4, es decir, utilizando protectores de bismuto o disminuyendo la carga del tubo hasta conseguir el mismo nivel de ruido, se ha calculado la relación entre las dosis obtenidas rodaja a rodaja. En la Fig. 3.8 se muestran las reducciones relativas de dosis calculadas por ambos métodos en términos de la ADS.

Tabla 3.8. Dosis equivalente para los órganos considerados y para los tres factores de paso utilizados, con y sin protectores de bismuto, y reducción relativa porcentual. Todos los valores dosimétricos están expresados en mSv / 100 mAs.

Región anatómica irradiada	Órgano	Dosis equivalente								
		Factor de paso = 0,94			Factor de paso = 1,00			Factor de paso = 1,44		
		Sin protector	Con protector	Δ^a	Sin protector	Con protector	Δ^a	Sin protector	Con protector	Δ^a
	(mSv)	(mSv)	(%)	(mSv)	(mSv)	(%)	(mSv)	(mSv)	(%)	
cabeza ^b	ojos	14,6	10,9	25	14,3	10,4	27	7,7	5,9	23
	cerebro	11,4	11,3	1,4	10,7	10,6	1,3	7,5	7,4	1,5
cuello ^c	tiroides	21,9	16,4	25	20,6	15,4	25	14,4	10,7	26
tórax ^d	mama	14,0	9,8	30	13,2	9,2	30	9,2	6,4	30
	pulmón	15,8	13,5	15	14,9	12,7	14	10,3	8,8	15

^a La reducción de dosis se ha calculado como: $\Delta = 100 \cdot (\text{sin protector} - \text{con protector}) / (\text{sin protector})$

^b Utilización del protector ocular de bismuto (24 x 3 cm),

^c Utilización del protector de bismuto de tiroides (15 x 9 cm)

^d Utilización del protector de bismuto de mama (25 x 20 cm)

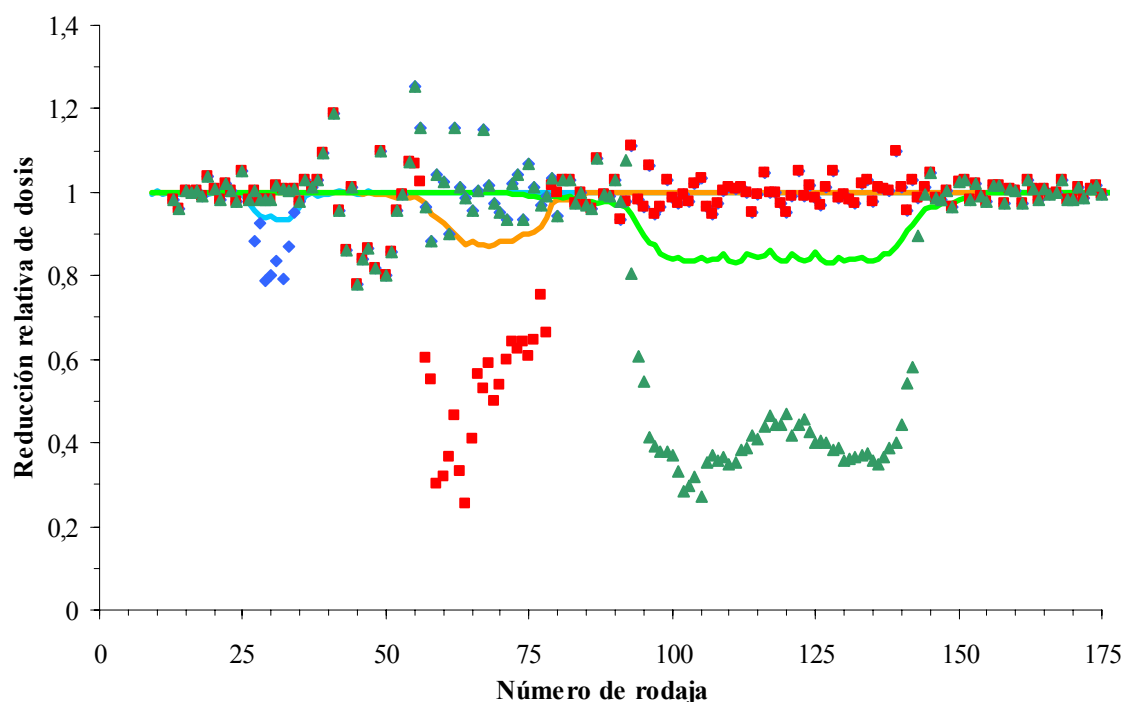


Fig. 3.8. Reducción relativa de dosis al utilizar protectores de bismuto de ojos (—), tiroides (—) y mamas (—), y al disminuir la carga del tubo en la irradiación de ojos (◆), tiroides (■) y mamas (▲). La reducción relativa de dosis se ha calculado a partir de cociente ADS con protección / ADS sin protección.

4. DISCUSIÓN

4.1. Diseño y validación del programa de simulación

4.1.1. Índices de dosis en aire

La diferencia relativa máxima entre los valores del índice de dosis en aire obtenidos por simulación y los medidos experimentalmente (Tabla 3.1) fue inferior en valor absoluto al 7% en todos los casos. En general las diferencias son menores para la tensión del tubo de 120 kVp que para 140 kVp. Al realizar las simulaciones con el espectro energético correspondiente a una tensión del tubo de 120 kVp se observa que alrededor del 9% de las interacciones son debidas al efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton supone el 84% de las interacciones y el 7% es debido a dispersión Rayleigh [72]. Cuando simulamos el espectro energético correspondiente a 140 kVp se observó que la proporción de interacciones fotoeléctricas disminuyó en un 10% que pasaron a ser interacciones Compton, lo que contribuye a aumentar la diversidad de modos de reparto de energía de los electrones. Los resultados del ajuste por mínimos cuadrados para todos los espesores de corte, menos 1 mm, se han representado en la Fig. 4.1 con las barras de error correspondientes a la incertidumbre estimada para los valores medidos. Como puede verse las desviaciones de los puntos respecto a la recta de ajuste son mucho menores, que los errores aleatorios estimados para los valores medidos.

Si exceptuamos el espesor de corte de 1 mm, las diferencias entre los valores medido y calculado fueron iguales o inferiores al 3,5% para todos los espesores de corte con 120 kVp, mientras que la cota máxima para las diferencias con 140 kVp y todos los espesores de corte mayores que 1 mm subió hasta casi el doble (6,9%). En esa misma dirección apuntan los valores de desviación sistemática relativa del ajuste descritos en el apartado 3.1.1 (-1,9% para 120 kVp y del -4,6% para 140 kVp). Para explicar estas diferencias entre los resultados obtenidos a 120 y 140 kVp, hay que tener en cuenta que el factor de calibración del conjunto cámara de ionización-electrómetro se ha mantenido fijo para todo el rango de calidades del haz utilizadas en el trabajo y, como ya se ha dicho, ha sido obtenido para una tensión de 121 kVp. Por otra parte los datos suministrados por el fabricante indican diferencias del orden del 1% al 4% para las medidas realizadas con espectros cuya capa hemirreductora valga entre 11 y 18 mm de Al. Por este motivo las condiciones de calibración son más representativas de la calidad del haz generado a 120 kVp en el escáner utilizado, y las medidas realizadas en este caso tienen mayor exactitud que los valores obtenidos a 140 kVp, lo que queda claramente reflejado en los resultados.

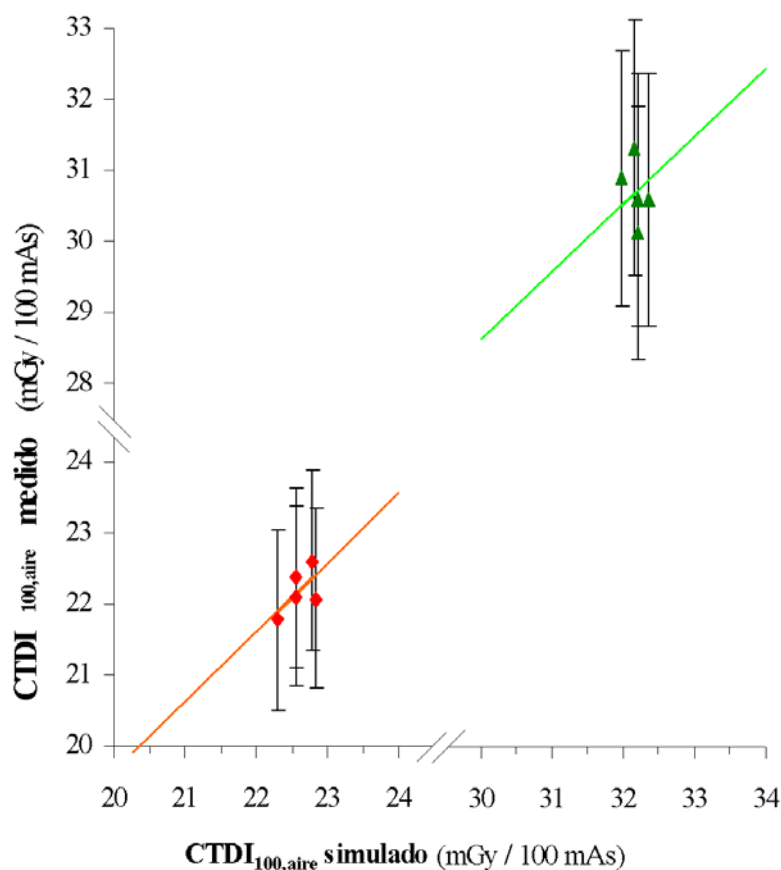


Fig. 4.1. Representación de valores medidos en función de los valores simulados del $CTDI_{100,aire}$ y de la recta de ajuste por mínimos cuadrados a 120 kVp (en color rojo) y 140 kVp (en color verde). Las barras de error representan las incertidumbres de los valores medidos.

En el caso de espesor de corte de 1 mm, las diferencias por defecto obtenidas para ambos valores de tensión son explicables, ya que en la práctica la colimación primaria (pre-paciente) del haz suele ser mayor que 1 mm [103], por lo que al simular se suele subestimar el número de fotones que llegan al paciente.

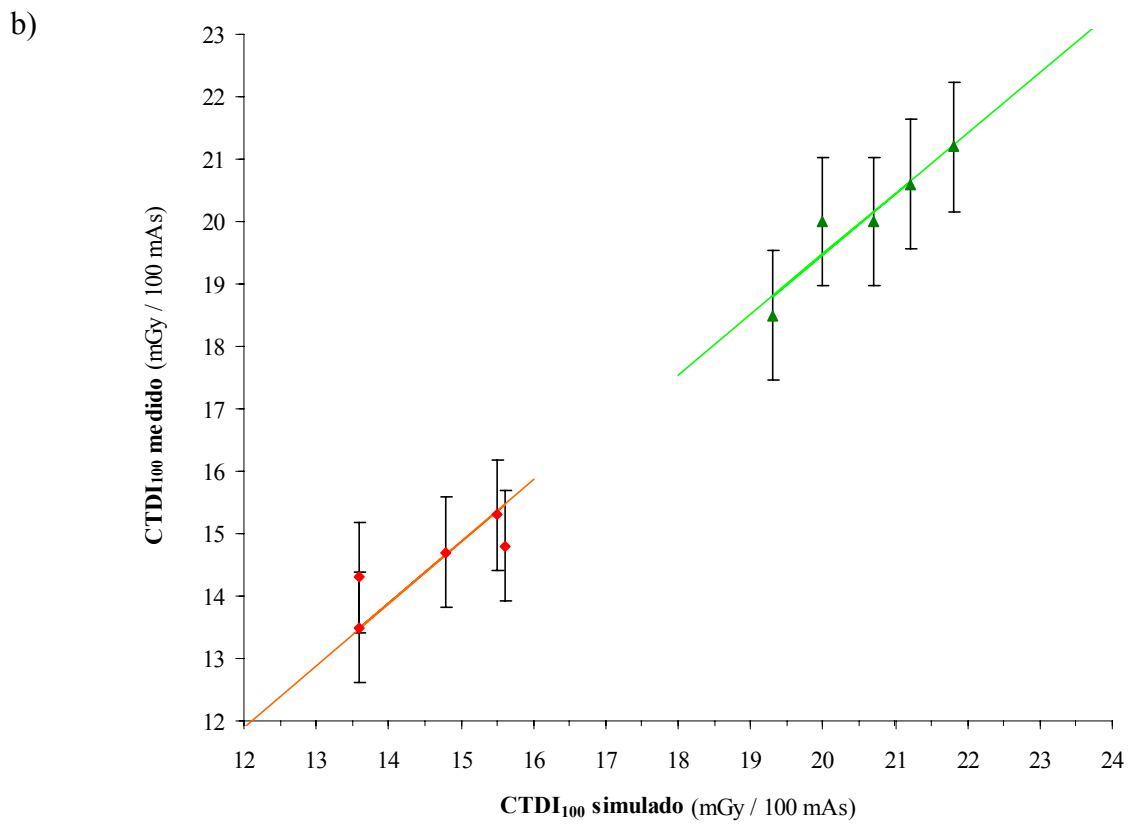
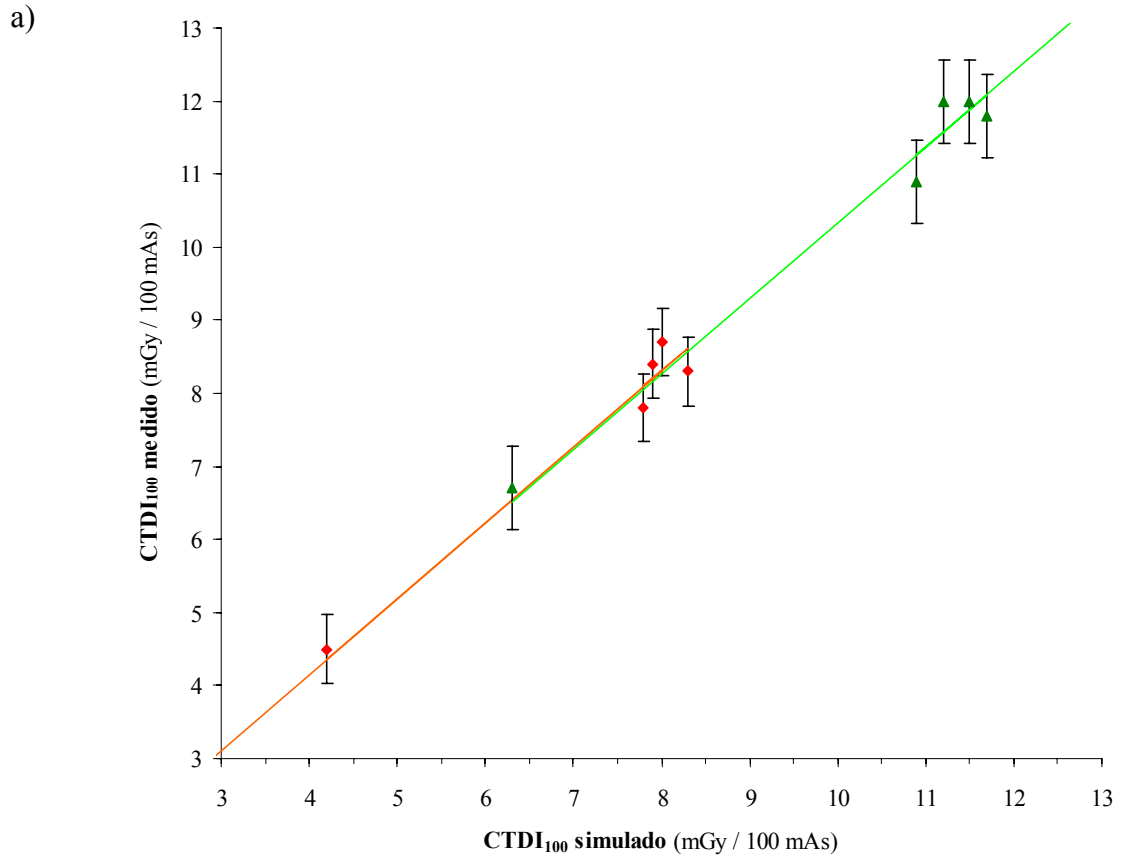
4.1.2. Índices de dosis en los maniqués cilíndricos

Las diferencias relativas entre los valores calculados y medidos del $CTDI_w$ están comprendidas, en valor absoluto, entre el 0,2% y el 4,2% para los maniqués geométricos de cabeza y cuerpo respectivamente (Tabla 3.2). Los valores obtenidos mediante simulación, equivalentes a las medidas a partir de las lecturas de la cámara de ionización para las distintas cavidades, presentan una diferencia relativa máxima, en valor absoluto, inferior al 9% respecto los valores medidos en los tres maniqués físicos. La representación gráfica de los valores hallados experimentalmente y estimados

mediante simulación (Fig. 3.1), muestra unas tendencias muy similares para las dos tensiones empleadas.

Las incertidumbres estadísticas relativas de los valores simulados del $CTDI_{100}$ para 120 y 140 kVp han estado entre el 2,1% y el 2,5% para el maniquí de cabeza, entre el 1,7% y el 2,6% para el maniquí de cuerpo y, entre el 1,1% y el 1,9% para el maniquí elíptico. Estos valores son comparables en todos los casos con las diferencias encontradas en los resultados. En la Fig. 4.2 se muestran los valores medidos y sus correspondientes barras de error en función de los calculados y con las rectas de ajuste. Como puede verse, hay compatibilidad entre los valores, la recta de ajuste y las barras de error en todos los casos (los tres maniqués y los dos valores de tensión). Además los coeficientes de correlación obtenidos en todos los casos dan una significación por debajo del 0,05 con lo que podemos afirmar que la concordancia entre los valores del $CTDI_{100}$ medidos y obtenidos mediante simulación es buena.

Si se comparan los valores de la dosis promedio en el volumen (ADV) con los $CTDI_w$ obtenidos a partir de las medidas, se observan unas diferencias relativas que van desde el 0,2% hasta el 6%, correspondiendo este último valor a las medidas sobre el maniquí de cuerpo y haz generado a 140 kVp. Las incertidumbres asociadas se han estimado en un 3-5% para los valores medidos, y han resultado menores del 1% para la simulación del $CTDI_w$ y de la ADV. Entre otros factores que pueden explicar el aumento de las diferencias relativas entre los valores medidos y simulados, pueden citarse las limitaciones en la simulación de la camilla en lo concerniente al material y dimensiones; los diferentes grados de endurecimiento del haz en las posiciones norte, centro y sur de los maniqués de PMMA; o posibles desviaciones en la implementación del filtro de forma.



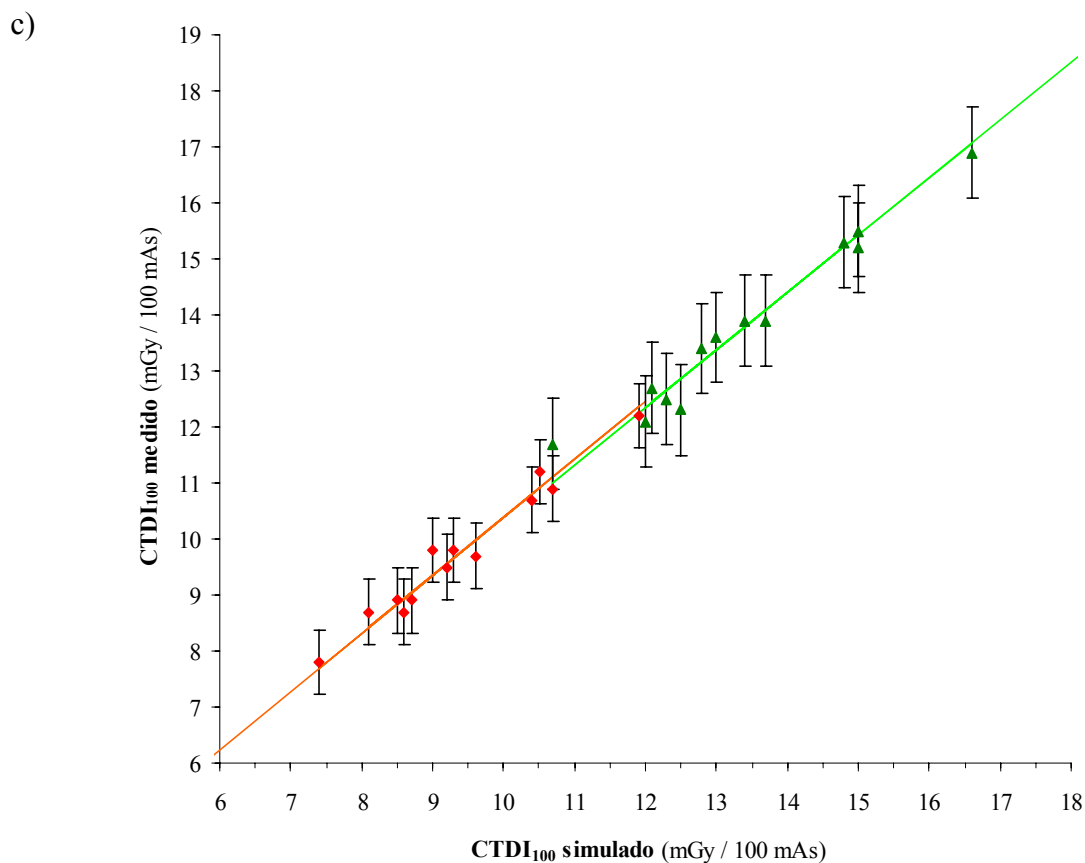


Fig. 4.2. Representación de valores medidos en función de los valores simulados del $CTDI_{100,aire}$ y de la recta de ajuste por mínimos cuadrados a 120 kVp (en color rojo) y 140 kVp (en color verde), para el maniquí de cabeza (a), el maniquí de cuerpo (b) y el maniquí elíptico (c). Las barras de error representan las incertidumbres de los valores medidos.

En conjunto, se puede afirmar que los valores calculados con el programa de simulación para las posiciones central y periféricas de los maniqués de PMMA, así como el $CTDI_w$ y los índices $CTDI_{100,c}$ y $CTDI_{100,p}$, presentan diferencias aceptables con los valores medidos.

4.1.3. Valores de dosis en órganos del maniquí antropomórfico Remab

En lo que concierne a la comparación entre las dosis calculadas y medidas en los órganos del maniquí antropomórfico Remab, las diferencias relativas típicas están comprendidas entre el 28% por exceso en el pulmón para el examen de TC de tórax, y el 31% por defecto en la vejiga para el examen de TC de pelvis. Hay una diferencia relativa aún mayor, la obtenida en la vejiga al irradiar el tórax (42%), sin embargo hay que tener en cuenta que en los órganos que no son irradiados directamente los valores de dosis son bastante bajos, y eso hace subir mucho las diferencias relativas. En

particular, en este caso, la diferencia absoluta entre los valores calculados mediante simulación y los obtenidos con TL ha sido de 0,05 mSv.

Al comparar las dosis calculadas y medidas en la vejiga para el estudio de TC de pelvis, la diferencia relativa (31%) entre ambas no parece compatible con el rango de valores obtenidos mediante dosimetría TL (de 5,8 a 10,2 mSv) y con las incertidumbres estadísticas de ambos procedimientos que han sido, respectivamente 1% en la simulación y del 7% para las medidas. La dispersión mucho mayor de los valores medidos está relacionada muy probablemente con las diferencias de atenuación de los fotones en su camino hacia la vejiga. En la Fig. 3.2 puede apreciarse cómo los espesores de hueso que atraviesa el haz varían en función del ángulo y de la posición del corte.

Por el contrario, para otros órganos como testículos en la TC de pelvis, esófago en el examen de tórax, o la propia vejiga en la TC de abdomen, las diferencias se acortan mostrando valores bastante compatibles entre ambos métodos. La comparación de los valores estimados en toda la cabeza de fémur respecto los valores obtenidos mediante los dosímetros de TL muestran unas diferencias relativas de casi el 30%. Sin embargo si se calcula la dosis absorbida únicamente en el volumen ocupado por los dosímetros la diferencia relativa entre los valores medidos y simulados disminuye hasta un 8%, lo que nos indica que las lecturas de los dosímetros no son representativas de la dosis que recibe toda la estructura anatómica estudiada. Además, y como se ha comentado, las incertidumbres asociadas al proceso de medida son mayores que las obtenidas mediante simulación.

Por todo lo dicho, puede concluirse que las diferencias encontradas entre los valores de dosis calculados y medidos en los distintos órganos del maniquí antropomórfico son aceptables, sobre todo teniendo en cuenta las dificultades existentes para estimar las dosis a partir de medidas experimentales en ciertos órganos.

4.1.4. Optimización del programa de cálculo

El proceso de diseño del programa de simulación no ha sido lineal, sino que ha experimentado bastantes modificaciones, realimentadas por la interacción mutua entre su optimización y la obtención de resultados. Por este motivo, algunos resultados preliminares han sufrido variaciones a medida que el programa ha permitido realizar simulaciones cada vez más realistas [113]. Además, la posibilidad de trabajar con ordenadores más potentes, en velocidad de cálculo y memoria, ha permitido realizar simulaciones más complejas y, a la vez, más precisas.

En todas las simulaciones se ha optado por un criterio conservador al seleccionar cada uno de los parámetros del programa. Así, por ejemplo, el número de historias simuladas por cada rotación del tubo se ha fijado con independencia de la complejidad del problema a simular, y un análisis posterior ha mostrado unas incertidumbres estadísticas menores que el 2%, que se han considerado aceptables para nuestro estudio. Hemos escogido dicho valor hasta fijarlo en $3 \cdot 10^6$ historias por cada rotación del tubo que, como es sabido, afecta tanto al tiempo de cálculo como a la incertidumbre estadística de los resultados. En estas condiciones, hemos trabajado con unos tiempos aproximados de $1 \cdot 10^{-4}$ s por cada historia simulada.

Algo similar puede argumentarse sobre la optimización de la energía de corte de los electrones, ya que en la simulación prácticamente en ningún caso el electrón se transporta a un *voxel* contiguo, por lo que se podría aumentar dicho valor de corte hasta que los electrones sean producidos y absorbidos en el *voxel* donde se generan. Por esta razón, aunque a lo largo de toda esta memoria estamos utilizando la palabra *dosis* como sinónimo de la magnitud *dosis absorbida* en rigor, y a la vista de este resultado, podríamos haber utilizado el término *kerma* para caracterizar las magnitudes utilizadas, ya que en ningún caso se han encontrado diferencias entre la energía cinética puesta en movimiento con las partículas producto de las interacciones y la energía depositada localmente por éstas.

Originalmente, para la simulación de la rotación del tubo alrededor del isocentro se seleccionaban incrementos angulares constantes. Durante el proceso de mejora del programa se ha optado por realizar un muestreo aleatorio de la posición angular y relacionarlo con la posición de la camilla. De este modo, se ha intentado evitar correlaciones u otros sesgos asociados con el uso de intervalos angulares constantes.

4.2. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués y pacientes pediátricos

Para los maniqués pediátricos de agua, se observa que los valores máximo y mínimo para cada categoría de edad correspondieron respectivamente a las categorías “neonatos” y “15 años”, independientemente del voltaje utilizado. Así, los valores calculados de la ADV están comprendidos entre 3,0 mGy/100 mAs, para el grupo de “15 años” a 80 kVp, y 28,3 mGy/100 mAs para pacientes “neonatos” a 140 kVp (Tabla 3.4). Además, la relación valor máximo (“neonato”) / valor mínimo (“15 años”) de la ADV fue aproximadamente 2 para las tres opciones del voltaje, poniendo de manifiesto la dependencia inversamente proporcional entre la dosis y la masa del volumen irradiado.

En lo que respecta a los maniqués físicos reales, el primer aspecto a destacar es la concordancia entre los valores del $CTDI_w$ para el maniquí cilíndrico de cabeza y los

de la ADV para el grupo de “5 años”, tanto para pacientes como para maniqués en los tres valores de tensión simulados. Por lo tanto, el maniqué de cabeza estándar puede ser un sustituto adecuado del tronco de los pacientes de “5 años” para fines dosimétricos o para análisis relacionados con la calidad de imagen. Además, si se comparan los valores de la ADV para el maniqué de sección transversal elíptica (ver Tabla 3.4a), que representa el tronco de un paciente adulto, con los deducidos para el maniqué de agua del grupo “15 años” (Tabla 3.4b), hay cierta similitud aunque al representar a pacientes con mayor masa corporal hay una diferencia sistemática del orden de un 15% que impide asignar una correspondencia directa entre el grupo de edad “15 años” y el maniqué de PMMA. En general, hay autores que consideran que habría que buscar una gama más representativa de los diferentes tamaños de los pacientes, sean éstos pediátricos o no, para poder estimar mejor las dosis reales y también para establecer protocolos de adquisición adaptados a las características del paciente [114 a 120].

En lo que respecta a los pacientes, la dosis media de cada grupo de edad estuvo comprendida entre 3 y 28 mGy/100 mAs. El cociente entre los valores máximos y mínimos aun siendo próximo a 2 en cada caso, mostró fluctuaciones alrededor de esta cifra dependiendo del voltaje usado. La distribución de materiales realizada mediante el proceso de segmentación dio lugar a una distribución más realista de tejidos en cada rodaja del paciente, lo que ha hecho que los valores dosimétricos deducidos para los pacientes sean más representativos que los valores obtenidos en los maniqués homogéneos de agua. Aun así, en general, se puede afirmar que la concordancia entre los valores de la ADV obtenidos para los grupos de pacientes y los de los maniqués es aceptable, si bien no siempre el valor deducido para el maniqué está en el centro del intervalo de valores del grupo de pacientes. Esto ha sucedido en varios casos y de manera clara con el grupo de pacientes de “1 año”.

Si se comparan nuestros valores con los obtenidos por otros autores, en el caso concreto de los pacientes que pertenecen a los grupos de edad intermedios (“1 año”, “5 años” y “10 años”) los valores normalizados de las ADV con respecto al maniqué elíptico -representativo del tronco del paciente adulto- coincidieron con los encontrados en un estudio reciente [121]. Sin embargo, los valores absolutos de la ADV para los diferentes grupos de edad presentan diferencias variables con respecto a los encontrados en otros estudios [116, 118, 119]. Resulta bastante complicado comparar valores para diferentes tamaños formas y composiciones de maniqués y todavía más si se tiene en cuenta que los resultados dependen en buena medida del equipo utilizado, por lo que es conveniente hacer comparaciones normalizando con los valores del $CTDI_w$ o cualquier otra magnitud que corrija, al menos parcialmente, la dependencia del equipo. Teniendo en cuenta estas premisas nuestros resultados son representativos de los obtenidos por otros autores con equipos similares [118, 121].

En general, además de las variaciones en la ADV para los distintos pacientes de cada grupo de edad, también se han observado fluctuaciones en cada paciente individual de los valores de dosis por rodaja (ADS) calculados, dependiendo de la región del tronco considerada (Fig. 3.3). El error estándar de la media para los valores obtenidos de la ADS tomó su valor máximo, como se ha indicado en los resultados, para el grupo de edad de “1 año”. Este hecho está relacionado con las importantes variaciones que se observan en la anatomía de los pacientes a lo largo del eje longitudinal. Como se esperaba, dichas variaciones disminuyen a medida que la edad de los pacientes aumenta, lo que supone una distribución de materiales más homogénea a lo largo de los 10 cm considerados.

Como balance de la aplicación a pacientes y maniqués pediátricos, los resultados han puesto de manifiesto un buen acuerdo entre los valores de la ADV estimados en los distintos maniqués pediátricos y los obtenidos para los distintos pacientes de cada grupo de edad. Por todo ello se puede considerar, con ciertas limitaciones, que las dimensiones de los maniqués de agua propuestos por el ORNL podrían ser representativos de los distintos grupos de edad para pacientes pediátricos. Por lo tanto, los resultados podrían ser utilizados en primera instancia para estimar coeficientes de conversión DLP/dosis efectiva, de modo similar a como se utilizan con los pacientes adultos. Conviene también tener presente que, a igualdad de parámetros técnicos, la relación entre los riesgos inducidos por la exposición a radiaciones ionizantes de un “recién nacido” y de un niño de “15 años” es 2:1.

Algunas limitaciones del programa de simulación vienen determinadas por la calidad de las imágenes originales de TC utilizadas para construir los “objetos divididos en *voxels*”, ya sea porque el paciente no está completamente incluido en la imagen (ver Fig. 2.5a y Fig. 2.5b) o por la imposibilidad de realizar simulaciones en zonas no irradiadas. En conclusión, y a pesar de estas limitaciones, el programa puede calcular dosis en pacientes pediátricos y en maniqués equivalentes para diferentes grupos de edad con precisión suficiente como para hacer estimaciones diferenciadas de las dosis y los riesgos asociados con los exámenes de TC.

4.3. Cálculo sobre las imágenes de los maniqués antropomórficos y sobre pacientes adultos

El proceso de segmentación de las imágenes originales de TC ha permitido obtener, con una precisión aceptable, la distribución de materiales que se han empleado durante la simulación (Fig. 2.7c). Asimismo, la delimitación de los órganos y tejidos, en combinación con las respectivas distribuciones dosimétricas estimadas mediante simulación (Fig. 3.4), permite realizar el cálculo de los promedios de dosis depositadas en cada órgano o tejido. Como se indicó en la sección de resultados, la

excelente correlación existente entre los valores simulados para una tensión del tubo de 120 kVp y los simulados a 140 kVp, permite que la mayor parte de comentarios y análisis que se hacen en esta sección se refieran a los resultados de 120 kVp, sabiendo que en términos relativos son también válidos para los de 140 kVp.

Se han obtenido valores diferentes de ADS, tanto para un maniquí o paciente dados en una zona anatómica concreta, como entre maniqués y pacientes de diferentes características morfológicas en cada una de las zonas anatómicas estudiadas (ver Fig. 3.5 y Fig 3.6). Dichas diferencias han dado lugar a variaciones en la ADV o dosis media en el volumen considerado. Un primer factor que ha condicionado tales diferencias es el grosor del “objeto”: así se observa que, en general, los valores de la ADV/100 mAs en las zonas decrecen a media que el paciente es más grueso y la energía impartida E_{imp} aumenta, aunque de manera suave y con ciertas fluctuaciones que comentaremos más adelante.

Otro hecho destacable es la diferente extensión de los exámenes en el eje Z entre pacientes y maniqués para cada área anatómica, con valores comprendidos entre 24 y 29 cm para el tórax, entre 14 y 21 cm para el abdomen, y entre 14 y 23 cm para la pelvis. Estas diferencias de tamaño entre los “objetos *voxelizados*” han dado lugar a diferencias en la masa irradiada directamente m_R , que van desde los 10,2 kg (Remab) y los 18,2 kg (hombre “grueso”) para el tórax; para el abdomen, la gama ha ido desde 8,5 kg (Remab y hombre “delgado”) hasta 17,0 kg (hombre “grueso”), y la masa del volumen pélvico se ha extendido desde 9,7 kg (mujer “delgada”) hasta los 16,6 kg de la mujer “gruesa” (Tabla 3.5). Las diferencias de m_R asociadas a las diferencias en extensión, si bien no han causado apenas variaciones en la ADV, sí han modificado la correlación de la E_{imp} con el diámetro efectivo de los pacientes o maniqués. En ciertos casos, se deposita más energía por efecto de la mayor extensión, aunque la sección sea menor. Así, por ejemplo, se ha obtenido el mismo valor de E_{imp} para las pacientes “delgada” y “estándar”, lo que en principio no debía suceder, de acuerdo con las diferencias de sección transversal entre ambas.

Los valores de E_{imp} han estado comprendidos entre 0,16 y 0,20 J para el tórax, entre 0,10 y 0,16 J para el abdomen, y entre 0,10 y 0,17 J para la pelvis. Para eliminar la dependencia con la longitud del volumen irradiado, hemos calculado los valores promedio de la energía impartida por rodaja (\bar{E}_{imp}), para cada “objeto *voxelizado*” y área anatómica. Los rangos de valores han estado comprendidos entre 6,7 - 7,5 mJ/cm^{-1} para tórax; 6,4 - 7,8 mJ/cm^{-1} para abdomen; y 7,0 - 7,7 mJ/cm^{-1} para pelvis. Para visualizar dicha correlación, hemos ajustado los valores de \bar{E}_{imp} en función de la masa directamente irradiada m_R a un polinomio de segundo grado, con los resultados que se muestran en las Fig. 4.3.

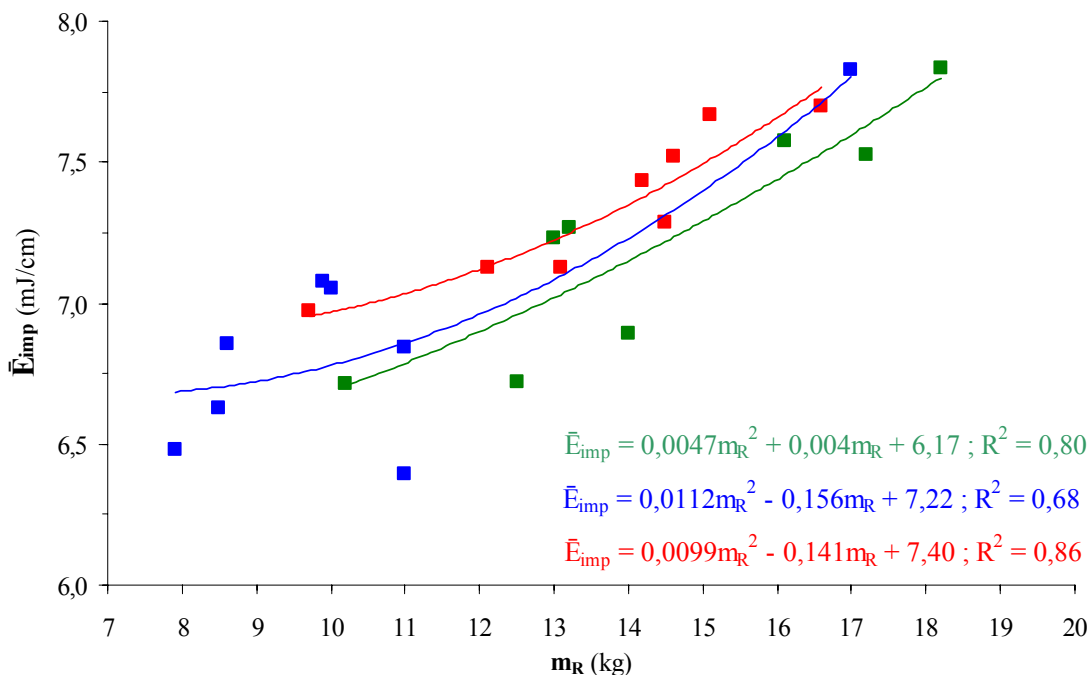


Fig. 4.3. Representación de la energía impartida por unidad de longitud en función de la masa del paciente o maniquí irradiado directamente. Los valores calculados y las regresiones de segundo grado se muestran para el tórax (■), el abdomen (■) y la pelvis (■).

Para poder evidenciar dicha tendencia a partir de los valores de la E_{imp} en el volumen total irradiado, se necesitaría una muestra de pacientes de mayor tamaño que represente mejor la tendencia real. No obstante, si se comparan nuestros valores de energía impartida con los estimados por Atherton y Huda [78], debidamente normalizados, se obtienen 0,23 J/100 mAs para tórax y 0,28 J/100 mAs para el conjunto abdomen-pelvis de un “paciente antropomórfico” que son comparables con nuestros 0,20 J/100 mAs para el maniquí Rando y el hombre “estándar” en el tórax, y con 0,28 y 0,27 J/100 mAs, respectivamente, para el maniquí Rando y el hombre “estándar” en el conjunto abdomen-pelvis.

Además, como se aprecia en la Fig. 4.3 las líneas de ajuste (tendencia) de \bar{E}_{imp} en función de la masa para cada área anatómica son similares pero no se cruzan, es decir, para cada valor de m_R de la pelvis, la \bar{E}_{imp} es sistemáticamente mayor que la correspondiente de abdomen y ésta, a su vez, mayor que la correspondiente de tórax. Puesto que las diferencias entre esos valores son tan pequeñas, es normal que en las aproximaciones generales dadas por algunos autores para estimar la dosis efectiva a partir de la energía impartida [78], el factor de conversión para las tres áreas anatómicas sea similar (en torno a 18 mSv/J).

Según lo esperado, los valores estimados de la ADV han disminuido al aumentar la sección transversal de los “objetos voxelizados”. Así, el valor mínimo de la ADV se

ha obtenido para el hombre “grueso” en las tres áreas anatómicas (10,3 / 9,1 / 8,9 mGy para tórax, abdomen y pelvis, respectivamente), y el valor máximo se ha obtenido para el maniquí Remab (15,7 / 13,2 / 12,0 mGy), con valores similares para la mujer “delgada” y el hombre “delgado”. Los valores estimados para las ADS, normalizados al $CTDI_w$, en cada área anatómica de los distintos pacientes y maniqués presentan pequeñas fluctuaciones a lo largo de la longitud barrida, aunque estas oscilaciones son menores que las que se observan entre los distintos “objetos voxelizados”. Cabe destacar que las diferencias obtenidas al normalizar las ADS con el $CTDI_w$, obtenido para el maniquí de sección cilíndrica de PMMA representativo de cuerpo (32cm de diámetro), están comprendidas en el rango 1,0-2,5, siendo éstas más importantes cuanto más delgados son los pacientes. Así, si se tomaran como referencia los niveles dosimétricos y de ruido obtenidos con el maniquí de PMMA, se produciría una desviación sistemática en la valoración de la dosis y de la calidad de imagen, por lo que se debería prestar especial atención a la geometría real del paciente en la selección de las técnicas utilizadas en los equipos de TC [78].

Para analizar la dependencia entre la disminución de la ADV con el aumento de la masa directamente irradiada (m_R) de cada área anatómica, se ha realizado un ajuste exponencial ($ADV = A \cdot e^{-b \cdot m_R}$) cuyos resultados pueden verse en la Fig. 4.4.

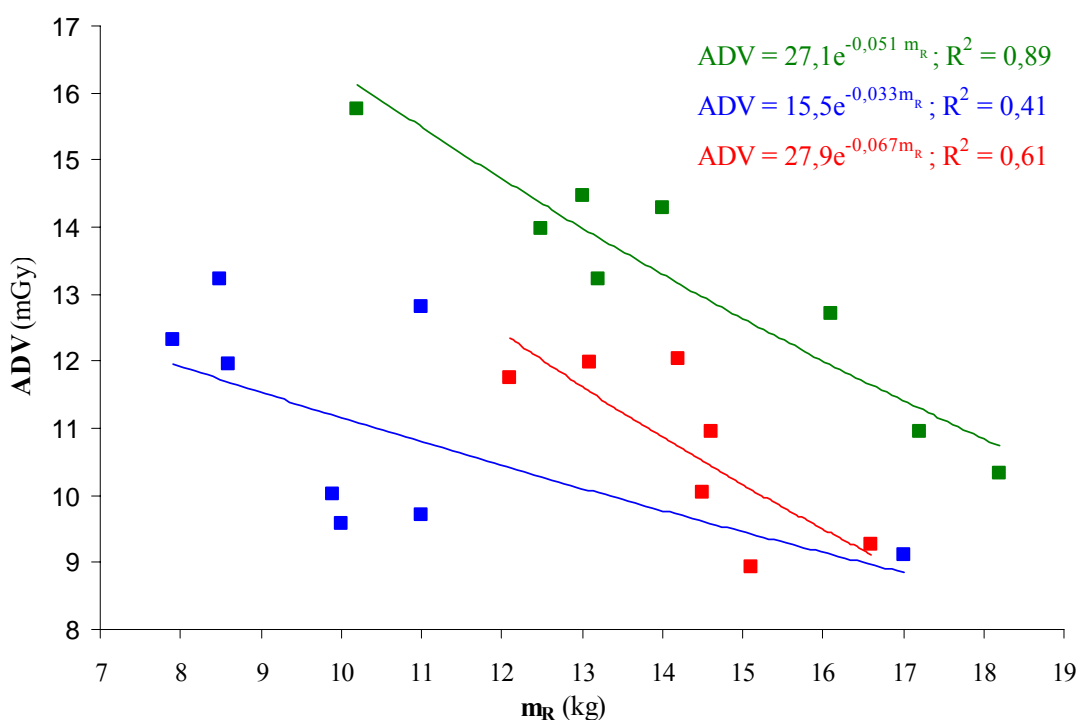


Fig. 4.4. Representación de los valores obtenidos para las ADV en función de la masa del paciente o maniquí directamente irradiada. Los valores calculados y las regresiones exponenciales se muestran para el tórax (■), el abdomen (■) y la pelvis (■).

Como puede apreciarse en la Fig. 4.4, la línea de regresión para el tórax y la pelvis presenta valores comparables entre sí de la constante A (27,1-27,9) y valores similares de la constante b (0,051; 0,067). Dichos valores, que son dependientes del equipo utilizado, son similares a los obtenidos por Nickoloff *et al.* [118] para un escáner GE modelo CT/i, de geometría y filtración no muy distintas a las del escáner simulado en nuestro trabajo. Además de la similitud en los valores del parámetro de ajuste \underline{A} , hay que destacar que los valores ajustados del parámetro \underline{b} , que sería una especie de coeficiente de atenuación global del área irradiada, sean mayores para la pelvis (0,067) que para el tórax (0,051), lo que se corresponde con la mayor proporción ósea presente en el volumen pélvico. En el caso del abdomen, el valor tan bajo del coeficiente de determinación ($R^2=0,41$) pone de manifiesto la falta de correlación obtenida, que puede atribuirse en parte a las diferencias de longitud irradiada, ya comentadas, y también a disponer de una muestra limitada de pacientes, por lo que es difícil extraer conclusiones sobre los resultados. En cualquier caso la relación inversa tamaño transversal del objeto – valor del ADV pone de manifiesto que, a igualdad de parámetros utilizados las dosis recibidas son inversamente proporcionales al tamaño transversal del paciente, por lo que los riesgos asociados con la exposición serán mayores para pacientes delgados y menores para pacientes gruesos.

El promedio de dosis depositada en los distintos órganos de ambos maniqués antropomórficos y del hombre y de la mujer “estándar”, ha sido estimado mediante simulación y se ha comparado con los valores obtenidos con la hoja de cálculo del ImPACT. Las diferencias relativas son, en general, más altas para los maniqués antropomórficos, excepto en el caso del riñón para el hombre “estándar” (Tabla 3.6). A pesar de estas discrepancias, y teniendo en cuenta las diferencias reales en la morfología, en el tamaño (por lo tanto en la masa) y en la posición de los órganos respecto los maniqués matemáticos, los resultados se pueden considerar buenos, especialmente para los cálculos realizados en los órganos de los pacientes. En este caso, las diferencias relativas entre ambas estimaciones están comprendidas entre el -6% y el 10% para tórax; entre el 0,4% y el -23% para abdomen; y entre el -0,3% y el 9% para pelvis, valores comparables a los obtenidos en un trabajo similar publicado recientemente por otros autores [53].

Por todo lo dicho, el programa de simulación permite establecer correlaciones en pacientes de morfología diferente. En particular permite estimar dosis promedio por rodaja y dosis promedio equivalente en los distintos órganos de cualquier paciente, con independencia de su tamaño y constitución. Un objetivo a alcanzar, que va más allá de los límites de este trabajo, sería la construcción de “modelos divididos en voxels” representativos de al menos 3 geometrías diferentes (“delgado”, “normal” y

“grueso”) para hombres y mujeres a partir de imágenes, o muestras de imágenes, reales de pacientes de nuestro entorno. De este modo se podrían estimar dosis en órganos y dosis efectivas para grupos de pacientes diferentes de los llamados “estándar”.

4.4. Cálculo sobre las imágenes del maniquí antropomórfico Rando utilizando protectores de bismuto

La diferencia relativa máxima entre los valores normalizados de la ADS obtenidos con y sin los protectores de bismuto ha sido, como máximo, del 20% para la irradiación de tórax al emplear un factor de paso de 1,44 (Fig. 3.7a). También se puede observar que al normalizar los valores de la ADS con el $CTDI_{vol}$ prácticamente elimina la dependencia del factor de paso utilizado. Sin embargo, para los valores obtenidos sin protectores se ha observado que esta norma deja de ser válida si el factor de paso es significativamente mayor que la unidad, ya que aparecen oscilaciones asociadas con el estiramiento de la hélice. La utilización de protectores oculares muestra una disminución máxima de la energía promedio por corte (y de la dosis) ligeramente superior al 8% (Fig. 3.7b). Como era de esperar, en este caso se puede distinguir claramente la influencia del valor del factor de paso en la deposición de energía promedio por corte.

La reducción de la dosis equivalente promedio en cada órgano depende del tipo de protector de bismuto utilizado y del órgano a proteger (Tabla 3.7). Según lo esperado, los órganos más cercanos al protector (ojos, tiroides y mamas) son los que muestran una disminución más importante, oscilando entre el 23% y el 30% de reducción. En los órganos no superficiales, la reducción de dosis es menos importante, disminuyendo hasta el 15% para los pulmones y hasta el 1,4% para el cerebro. Cuando los órganos implicados son muy extensos las reducciones de dosis se hacen prácticamente independientes del factor de paso utilizado. Por el contrario, en los órganos o tejidos con menor volumen, cuyos prototipos en nuestro caso fueron el tiroides y en especial el cristalino, se hace más notable la dependencia entre la reducción de dosis y el factor de paso, ya que pequeñas diferencias en la dirección de incidencia del haz de rayos X en la zona del órgano o tejido pueden hacer que el haz incida o no directamente sobre dicho órgano o tejido. En esta misma línea, y a excepción de los ojos, los valores dosimétricos para distintos factores de paso se pueden obtener con muy buen acuerdo a partir de los valores hallados con el factor de paso 1,0, sin más que corregir por el factor de paso utilizado.

Si se comparan los resultados obtenidos con los publicados por otros autores, se observan importantes diferencias. Así, la reducción de dosis obtenida en este estudio utilizando los protectores oculares de bismuto ha sido prácticamente la mitad (27%)

que las obtenidas en la literatura (48,5% y 40%) [109 y 111]. En la misma línea se encuentran los resultados obtenidos con la utilización de los protectores de cuello, pasando del 60% [111] al 25% encontrado en nuestro caso. Sin embargo, al utilizar el protector de tórax, ha resultado superior a la obtenida en otros estudios, de manera rotunda en el pulmón (14% calculado en nuestro estudio frente un 6,7% [110]) y ligeramente en las mamas (30% frente al 29% [110] ó al 27% [111]).

Dichas diferencias pueden estar, en parte, relacionadas con el aumento de la incertidumbre que se produce al estimar por tanteo el material del que se componen los protectores de bismuto (ver Anexo VI) y, por otra parte, son dependientes de la del haz utilizado y por lo tanto del escáner concreto con el que se realice el estudio. Como muestra de estas diferencias basta comparar los valores absolutos y normalizados de la ADS obtenidos en las simulaciones de exámenes de tórax sobre el maniquí Rando con los equipos HiSpeed y Toshiba Aquilion. Dichas diferencias en los valores normalizados de la ADS han llegado a valer un 40% en algunas rodajas de esa área anatómica y un 27% en los valores absolutos.

Para poder realizar una estimación más realista de las disminuciones de dosis se debería conocer con mayor precisión tanto la composición como el grosor equivalente de los protectores, ya que se producen importantes artefactos en la imagen de TC lo cual supone una dificultad para el uso de las propias imágenes como “objetos *voxelizados*” en la simulación.

El otro aspecto de este trabajo, la cuantificación de los ahorros de dosis a los que se podría acceder bajando los valores de mAs para obtener niveles similares de ruido en las imágenes va más allá de los objetivos de la presente memoria y será analizado en una próxima publicación. Lo que se puede afirmar a la vista de los resultados alcanzados y representados en la Fig. 3.8 es que tanto en el examen de TC de tórax como en el de cuello, las diferencias de dosis son claramente mayores bajando la carga del tubo (73% frente a un 17% de reducción con los protectores para las mamas; 75% frente a un 13% de reducción con los protectores para el tiroides). En el caso de la irradiación de la cabeza y las reducciones de dosis en el cristalino por ambos métodos, las diferencias obtenidas han sido menores (22% disminuyendo la carga y 7% con protectores), lo que unido a las incertidumbres asociadas con la simulación sin la angulación del haz, que hacen poco representativo este estudio con relación con los exámenes reales no permite extraer conclusiones claras.

En conjunto nuestro método se ha mostrado como una herramienta útil para comparar métodos de reducción de dosis con y sin protectores.

5. CONCLUSIONES

1. Hemos diseñado un programa utilizando el paquete EGS4 que reproduce la geometría de irradiación y las características de los rayos X de cualquier equipo de TC.
2. Hemos desarrollado un método de transformación de imágenes de TC en “objetos *voxelizados*”, que permite además segmentar los “objetos” en función de la composición y en función de formas geométricas que representen órganos o tejidos.
3. La aplicación de dicho programa en la simulación del proceso de adquisición de datos con un equipo de TC ha permitido obtener las distribuciones de dosis en elementos de volumen sobre “objetos divididos en *voxels*” que representan distintos maniquíes geométricos.
4. La comparación entre los resultados de dosis calculados en las simulaciones con los obtenidos experimentalmente en aire y en maniquíes geométricos ha dado lugar a diferencias suficientemente pequeñas, inferiores al 7%, como para considerar validado el método de cálculo.
5. El cálculo mediante simulaciones de exámenes de TC sobre maniquíes antropomórficos ha permitido estimar los valores de dosis media por rodaja (ADS), de dosis media en un volumen determinado (ADV) y de energía impartida sobre tres áreas anatómicas completas (tórax, abdomen y pelvis). En particular, los valores de la ADS normalizados al $CTDI_w$ en las zonas irradiadas directamente han estado entre 1,5 y 2,4 para el tórax, entre 1,2 y 2 para el abdomen y, entre 1,3 y 1,8 en la pelvis. Estos valores han resultado similares para 120 y 140 kVp. La energía impartida ha aumentado en proporción inversa a la sección transversal del paciente o maniquí considerado.
6. Hemos definido un método gráfico para segmentar geoméricamente los órganos y tejidos de interés sobre los “objetos” que representan a maniquíes antropomórficos o pacientes. Dicho método ha permitido delimitar ciertos órganos y tejidos de interés en los objetos aunque de manera semi-automática.
7. Utilizando el programa de simulación y los objetos segmentados para ciertos órganos y tejidos seleccionados de los maniquíes antropomórficos y pacientes adultos, hemos calculado las dosis equivalentes medias debidas a exámenes de TC. Los valores obtenidos han sido compatibles entre sí y con los estimados utilizando otro método de cálculo independiente. El rango de las diferencias ha estado entre un -3% y un 61%, si bien en la mayoría de los casos las

- diferencias han sido inferiores a un 20%. Estas diferencias han resultado compatibles en general, o en cualquier caso explicables, en función de las diferencias en tamaño o posición de los órganos de los maniqués o pacientes.
8. Hemos estimado mediante la simulación de exámenes de TC, con tres tensiones de tubo diferentes, las dosis medias por “rodaja” para grupos de pacientes pediátricos y maniqués geométricos de tamaños y sección diferentes. Los resultados se pueden considerar aceptables en todos los casos, con diferencias máximas en torno al 15% para el grupo de edad “1 año” a 120 kVp y para el grupo de “10 años” a 140 kVp. La comparación entre los resultados de dichas simulaciones ha permitido asignar la equivalencia entre los maniqués y los grupos de pacientes pediátricos. En particular, se ha encontrado que el maniquí dosimétrico de cabeza podría servir como equivalente en exámenes de tronco a pacientes de 5 años.
 9. Hemos aplicado el método a un caso real de protección radiológica mediante la utilización de protectores con bismuto destinados a reducir la dosis en ojos, tiroides y mamas. Hemos encontrado reducciones de dosis que van desde el 23% para los ojos hasta el 30% para las mamas. Los resultados han sido inferiores en grado diverso a los obtenidos en otros trabajos.
 10. Se han comparado los ahorros de dosis obtenidos con los protectores de bismuto en los órganos descritos con los proporcionados mediante la disminución de la carga del tubo para una calidad de imagen similar. Los resultados han indicado unos ahorros de dosis mayores al disminuir la carga del tubo en todos los casos excepto en los ojos, en que los valores han resultado comparables.
 11. De manera general, se ha desarrollado un método de cálculo dosimétrico en tomografía computarizada basado en el método de Montecarlo y que utiliza “objetos *voxelizados*”. El método se ha mostrado flexible, ya que permite simular geometrías de diferentes equipos y se adapta a diferentes aplicaciones sobre maniqués geométricos, maniqués antropomórficos, pacientes pediátricos y adultos de diferente tamaño y ha proporcionado resultados contrastables con los obtenidos por otros métodos, lo que ha puesto de relieve su fiabilidad.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (UNSCEAR). Report to the General Assembly, with Scientific Annexes. UN Sales publication E.00.IX3. New York: United Nations, 2000.
2. Golding SJ, Shrimpton PC. Radiation dose in CT: are we meeting the challenge? *Brit J Radiol* 2002;75:1-4.
3. Seeram E (ed). *Computed Tomography. Physical principles, clinical applications and quality control*. WB Saunders Company. 1994.
4. Hounsfield GN, Computed medical imaging. *Med Phys* 1980;7:283-290.
5. Radon J. Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte langs gewisser Mannigfaltigkeiten. *Leipzig Math Phys* 1917;69:262-277.
6. Groves AM, Owen KE, Courtney HM, Yates SJ, Goldstone KE, Blake GM, Dixon AK. 16-detector multislice CT: dosimetry estimation by TLD measurement compared with Monte Carlo simulation. *Br J Radiol* 2004;77:662-665.
7. Mori S, Endo M, Tsunoo T, Kandatsu S, Tanada S, Aradate H, Saito Y, Miyazaki H, Satoh K, Matsushita S, Kusakabe M. Physical performance evaluation of a 256-slice CT-scanner for four-dimensional imaging. *Med Phys* 2004;31(6):1348-56.
8. Brix G, Nagel HD, Stamm G, Veit R, Lechel U, Griebel J, Galanski M. Radiation exposure in multi-slice versus single-slice spiral CT: results of a nationwide survey. *Eur Radiol* 2003;13(8):1979-1991.
9. Council Directive of the European Communities 97/43/EURATOM, on health protection of individuals against the dangers of ionizing radiation in relation to medical exposure, and repealing. Directive 84/466/Euratom. 1997; L180; 22.
10. Real Decreto 1976/99, por el que se establecen los criterios de calidad en Radiodiagnóstico. B.O.E. 311 (29-12-1999).
11. Real Decreto 783/2001, por el que se aprueba el Reglamento sobre Protección Sanitaria contra Radiaciones Ionizantes. B.O.E. 178 (26-07-2001).
12. International Commission on Radiological Protection. *Recommendations of the ICRP*. Pergamon Press. 1991; Publication 60.
13. European guidelines on quality criteria for computed tomography. Office for Official Publications of the European Communities. 1999; Report EUR 16262. ISBN 92-828-7478-8.

14. International Commission on Radiological Protection. Recommendations of the ICRP. Pergamon Press. 1996; Publication 73.
15. Nelson WR, Jenkins TM (ed). Computer Techniques in Radiation Transport and Dosimetry. Ed. Plenum Press. 1980.
16. Jenkins TM, Nelson WR, Rindi A (ed). Monte Carlo Transport of Electrons and Photons. Plenum Press. 1988.
17. Andreo P. Monte Carlo techniques in medical radiation physics. *Phys Med Biol* 1991;36(7):861-920.
18. Sempau J. Simulación Monte Carlo del transporte de la radiación. Aplicaciones en el campo de la física médica. *Radioprotección* 2002;31:18-26.
19. Rogers DWO, Ewart GM, Bielajew AF, van Dyk G. Calculation of Electron Contamination in a ^{60}Co Therapy Beam, in "Proceedings of the IAEA International Symposium on Dosimetry in Radiotherapy" 1988;1:303-312.
20. Zaidi H, Relevance of accurate Monte Carlo modeling in nuclear medical imaging. *Med Phys* 1999;26:574-608.
21. Kosunen A, Rogers DWO. Beam Quality Specification for Photon Beam Dosimetry. *Med Phys* 1993;20:1181-1188.
22. Gallardo S, Ródenas J, Verdu G. Monte Carlo simulation of the Compton scattering technique applied to characterize diagnostic x-ray spectra. *Med Phys* 2004; 31(7):2082-2090.
23. Bielajew AF, Rogers DWO, Nahum AE. Monte Carlo simulation of ion chamber response to ^{60}Co - Resolution of anomalies associated with interfaces. *Phys Med Biol* 1985;30:419-428.
24. Rogers DWO, Bielajew AF. Wall attenuation and scatter corrections for ion chambers: measurements versus calculations. *Phys Med Biol* 1990;35:1065-1078.
25. Bakic PR, Albert M, Brzakovic D, Maidment A. Mammogram synthesis using a 3D simulation. II. Evaluation of synthetic mammogram texture. *Med Phys* 2002;29:2140-2151.
26. Dance DR. Monte Carlo calculation of conversion factors for the estimation of mean glandular breast dose. *Phys Med Biol* 1990;35:1211-1220.
27. Chan HP, Doi K. Physical characteristics of scattered radiation in diagnostic radiology: Monte Carlo simulation studies. *Med Phys* 1985;12(2):152-165.
28. Wise KN, Sandborg M, Persliden J, Alm Carlsson G. Sensitivity of coefficients for converting entrance surface dose and kerma-area product to effective dose and energy imparted to the patient. *Phys Med Biol* 1999;44(8):1937-1954.

29. Ford RL, Nelson WR. The EGS Code System. Stanford Linear Accelerator Center. 1978; Report SLAC-210.
30. Briesmeister JF. MCNP A general Monte Carlo N-Particle transport Code. Los Alamos National Laboratory. 1977; Report LA-12625-M.
31. Sempau J, Fernandez-Varea JM, Acosta E, Salvat F. Experimental benchmarks of the Monte Carlo code PENELOPE. Nucl Instr and Meth 2003;B 207:107-123.
32. Halbeib JA, Kenset P, Mehlhorn A, Valdez GD, Seltzer SM, Berger MJ. ITS Version 3.0: The Integrated TIGER Series of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes. Sandia National Laboratories. 1992; Rep SAND91-1634.
33. Agostinelli S, Allison J, Amako K. Geant4 - A Simulation Toolkit. Nucl Instr and Meth 2003;A 506:250-303.
34. Kling A, Barao F, Nakagawa M, Távora L, Paz P (ed). Advanced Monte Carlo for radiation physics. Particle transport simulation and applications. Proceedings of the Monte Carlo 2000 Conference, Lisboa.
35. Nelson WR, Hirayama H, Rogers DWO. The EGS4 Code System. Stanford Linear Accelerator Center. 1985; Report SLAC-265.
36. Snyder WS, Ford MR, Warner GG, Watson SB. "S", absorbed dose per unit cumulated activity for selected radionuclides and organs. The Society of Nuclear Medicine, Medical Internal Radiation Dose Committee (MIRD). 1975; Pamphlet 11.
37. Snyder WS, Ford MR, Warner GG, Fisher HL. Estimates of absorbed fractions for monoenergetic photon source uniformly distributed in various organs of a heterogeneous phantom. Medical Internal Radiation Dose Committee (MIRD). J Nucl Med 1969;10 Suppl 3:7-52.
38. Fisher HL, Snyder WS. Distribution of dose in the body from a source of gamma rays distributed uniformly in an organ. Oak Ridge National Laboratory. 1967; Report ORNL-4168.
39. ICRP Report of the task group on Reference Man. Pergamon Press. 1975; Publication 23.
40. Snyder WS, Ford MR, Warner GG, Fisher HL. Estimates of absorbed fractions for monoenergetic photon source uniformly distributed in various organs of a heterogeneous phantom. The Society of Nuclear Medicine, Medical Internal Radiation Dose Committee (MIRD). Revision 1978; Pamphlet 5.
41. Kramer R, Zankl M, Williams G, Drexler G. The calculation of dose from external photon exposures using reference human phantoms and Monte Carlo methods. Part I.

- The male (Adam) and female (Eva) adult mathematical phantoms. 1982; GSF-Bericht S-885.
42. Cristy M, Eckerman KF. Specific absorbed fractions of energy at various ages from internal photon sources, Parts I-VII. Oak Ridge National Laboratory. 1987; Report ORNL/TM-8381/V1-7.
 43. Hwang JML, Poston JW, Shoup RL, Warner GG. Maternal, fetal and pediatric phantoms. Oak Ridge National Laborator. 1975; Report ORNL-5046.
 44. Hwang JML, Shoup RL, Warner GG, Poston JW. Mathematical descriptions of a one- and five year old child for use in dosimetry calculations. Oak Ridge National Laboratory. 1976; Report ORNL/TM-5293.
 45. Hwang JML, Shoup RL, Poston JW. Mathematical description of a newborn human for use in dosimetry calculations. Oak Ridge National Laboratory. 1976; Report ORNL/TM-5453.
 46. Hwang JML, Shoup RL, Poston JW. Modifications and additions to the pediatric and adult phantoms. Oak Ridge National Laboratory. 1976; Report ORNL/TM-5454.
 47. Jones RM, Poston JW, Hwang JML, Jones TD, Warner GG. The development and use of a fifteen year old equivalent mathematical phantom for internal dose calculations. Oak Ridge National Laboratory. 1976; Report ORNL/TM-5278.
 48. Deus SF, Poston JW. The development of a mathematical phantom representing a ten-year-old for use in internal dosimetry calculations. Oak Ridge National Laboratory. 1976; Report ORNL-5171.
 49. Cristy M. Mathematical phantoms representing children of various ages for use in estimates of internal dose. Oak Ridge National Laboratory. 1980; Report ORNL/NUREG/TM-367.
 50. Gibbs SJ, Pujol A, Chen TS, Malcolm AW, James AE. Patient risk from interproximal radiography. *Oral Surg Oral Med Oral Pathol* 1984;58:347-354.
 51. Williams G, Zankl M, Abmayr W, Veit R, Drexler G. The calculation of dose from external photon exposures using reference and realistic human phantoms and Monte Carlo methods. *Phys Med Biol* 1986;31:449-452.
 52. Schmidt B, Kalender WA. A fast voxel-based Monte Carlo method for scanner- and patient- specific dose calculations in computed tomography. *Physica Medica* 2002; XVIII (2): 43-53.
 53. Jarry G, DeMarco JJ, Beifuss U, Cagnon CH, McNitt-Gray MF. A Monte Carlo-based method to estimate radiation dose from spiral CT: from phantom testing to patient-specific models. *Phys Med Biol* 2003;48:2645-2663.

54. Zankl M, Veit R, Petoussi N, Mannweiler E, Wittman A, Drexler G. Realistic computerized human phantoms. *Adv Space Res* 1994;14:423-431.
55. Caon M, Bibbo G, Pattison J. An EGS4-ready tomographic computational model of a fourteen-year-old female torso for calculating organ dose from CT examinations. *Phys Med Biol* 1999;44:2213-2225.
56. Xu XG. Response to Zankl and Drexler-Some critical remarks on the use of sex-specific tissue weighting factors for effective dose equivalent calculations. *Health Phys* 1997;72:488.
57. Xu XG, Reece WD. Sex-specific tissue weighting factors for effective dose equivalent calculations. *Health Phys* 1996;70:81-86.
58. Jones DG. A realistic anthropomorphic phantom for calculating organ doses arising from external photon irradiation. *Radiat Protect Dosim* 1977;72:21-29.
59. Zubal IG, Harrell CR, Smith EO, Rattner Z, Gindi G, Hoffer PB. Computerized three-dimensional segmented human anatomy. *Med Phys* 1994;21:299-302.
60. Zankl M, Petoussi-Henß N, Wittmann A. The GSF voxel phantoms and their application in radiology and radiation protection. *Proceedings of the Workshop on Voxel Phantom Development, National Radiological Protection Board*. 1996;98-104.
61. Petoussi-Herß N, Zankl M. Voxel anthropomorphic models as a tool for internal dosimetry. *Radiat Prot Dosim* 1998;79:415-418.
62. Dimbylow PJ. The development of realistic voxel phantoms for electromagnetic field dosimetry. *Proceedings of the Workshop on Voxel Phantom Development, National Radiological Protection Board*. 1996;1-7.
63. Hickman DP, Firpo M. Magnetic resonance image phantom. Lawrence Livermore National Laboratory. 1997;UCRL-MA-118455.
64. Xu XG, Chao TC, Bozkurt A. VIP-MAN. An image-based whole-body adult male model constructed from colour photographs of the Visible Human Project for multi-particle Monte Carlo calculations. *Health Phys* 2000;78:476-486.
65. Mora GM. Application of Monte Carlo simulation techniques in clinical radiation therapy dosimetry. PhD Thesis, Universidade de Lisboa, 2001.
66. Rogers DWO, Bielajew AF, Mackie TR, Kubsad SS. The OMEGA project: treatment planning for electron-beam radiotherapy using Monte Carlo techniques. *Phys Med Biol* 1990;35:285.
67. Hartmann Siantar CL, Bergstrom PM, Chandler WP, Chase L, Cox LJ, Daly TP, Garrett D, Homstein SM, House RK, Moses EI, Patterson RW, Rathkopf JA, Schach

- von Wittenau A. Lawrence Livermore National Laboratory's, PEREGRINE Project. 1997; Report No. UCRL-JC-126732.
68. The Visible Human Project. National Library of Medicine, National Institutes of Health. Disponible en: www.nlm.nih.gov/research/visible
69. Spitzer VM, Whitlock DG. Atlas of the visible human male. University of Colorado, Health Sciences Center, 1998. ISBN 0-7637-0273-0.
70. Hunt JG, da Silva FC, de Souza-Santos D, Malatova I, Foltanova S, Dantas BM, Azeredo A, Isaskon M. Visual Monte Carlo and Its Application to Internal and External Dosimetry. Publicado en Proceedings International Conference on Advanced Monte Carlo for radiation physics, particle transport simulation and applications. Proceedings of the Monte Carlo 2000 Conference, Lisboa. A. Kling *et al.* (ed), Springer, 345-351, 2001.
71. Winslow M, Huda W, Xu G, Chao TC, Shi CY. Use of the VIP-MAN model to calculate energy imparted and effective dose for x-ray examinations. *Health Phys* 2004;86;174-182.
72. Caon M, Bibbo G, Pattison J. A comparison of radiation dose measured in CT dosimetry phantom with calculations using EGS4 and voxel-based models. *Phys Med Biol* 1997;42;219-229.
73. Caon M, Bibbo G, Pattison J. Montecarlo calculated effective dose to teenage girls from computed tomography examinations. *Radiat Prot Dosim* 2000;90;445-448.
74. Akahane K, Kai M, Kusama T, Saito K. Dose estimation of patients from diagnostic X-ray based on CT-voxel phantom. Publicado en Proceedings of the ninth EGS4 User's Meeting in Japan. Hirayama H *et al.* (ed), KEK proceedings, 87-91, 2001.
75. Beifuss U, McNitt-Gray MF, DeMarco JJ, Cagnon CH. A generalized Monte Carlo Source Model for estimating radiation dose from spiral CT scan protocols. Preliminary Project Analysis. Disponible en: <http://www.medphysics.ucla.edu/research/medphysfinal.pdf>
76. Shrimpton PC, Jones DG. Normalised organ doses for X-ray computed tomography calculated using Monte Carlo techniques and a mathematical anthropomorphic phantom. *Rad Prot Dosim* 1993;49:241-243.
77. Jones DG, Shrimpton PC. Survey of CT Practice in the UK. Part 3: Normalised Organ Doses For X-Ray Computed Tomography Calculated using Monte Carlo Techniques. National Radiological Protection Board. 1991; NRPB SR-250.
78. Atherton JV, Huda W. Energy imparted and effective doses in computed tomography. *Med Phys* 1996;23(5):735-741.

79. Huda W, Atherton JV. Energy imparted in computed tomography. *Med Phys* 1995;22: 1263-1269.
80. Zankl M, Panzer W, Drexler G. The calculation of dose from external photon exposures using reference human phantoms and Monte Carlo methods. Part VI: Organ doses from computed tomographic examinations. 1991; GSF-Bericht 30/91.
81. Le Heron JC. CTDOSE: A User's Guide. Ministry of Health. 1993. Disponible en: <http://www.nrl.moh.govt.nz/ieindex.html>
82. P-Dose/CT Module. Evaluation of Organ Doses for CT Examinations. CyberQual S.R.L. Disponible en: <http://www.cyberqual.it/>
83. WinDose: Scanditronix Wellhofer Dosimetry. Disponible en: <http://www.scxmedical.se>, <http://www.wellhofer.com>
84. Kalender WA, Schmidt B, Zankl M, Schmidt M. A PC program for estimating organ dose and effective dose values in computed tomography. *Eur Radiol* 1999;9:555-562.
85. ImPACT. A Imaging performance assessment of CT scanners: a medical devices agency evaluation group. CT scanner matching data, tables of CTDI values in air, CTDI_w and phantom factor values. 2004. Disponible en: <http://www.impactscan.org/ctdosimetry.htm>
86. Shrimpton PC, Edyvean S. CT scanner dosimetry. *Br J Radiol* 1998;71:1-3.
87. Bielajew AF, Rogers DWO. A standard timing benchmark for EGS4 Monte Carlo calculations. *Med Phys* 1992;19:303-304.
88. Hsieh J. Computed tomography. Principles, design, artifacts and recent advances. Spie Press, 2003. ISBN 0-8194-4425-1.
89. The Institute of Physics and Engineering in Medicine IPeM. Catalogue of Diagnostic X-Ray Spectra and other Data. 1997; Report 78.
90. ImageJ. Image processing and analysis in Java. Disponible en: <http://rsb.info.nih.gov/ij/>
91. Han M, Kim C, Cortes anatómicos correlacionados con TC y RM. Marban SL, 1998. ISBN 84-7101-214-6.
92. International Commission on Radiation Units and Measurements. Photon, electron, proton and neutron interaction data for body tissues. 1992; ICRU Report 46.
93. Medical electrical equipment, part 2-44: Particular requirements for the safety of X-ray equipment for computed tomography. International Electrotechnical Commission 2002; IEC 60601-2-44.
94. Shope TB, Gagne RM, Johnson GC. A method for describing the doses delivered by transmission x-ray computed tomography. *Med Phys* 1981;8:488-495.

95. Wall BF, Harrison RM, Spiers FW. Patient dosimetry techniques in diagnostic radiology. The Institute of Physical Sciences in Medicine, IPSM. 1988; Report 53.
96. Leitz W, Axelsson B, Szendro G: Computed tomography dose assessment -a practical approach. *Rad Prot Dosimetry* 1995;57(1- 4):377-380.
97. McNitt-Gray MF. AAPM/RSNA Physics Tutorial for Residents: Topics in CT. Radiation dose in CT. *RadioGraphics* 2002;22(6);1541-1553.
98. Walters BRB, Kawrakow I, Rogers DWO. History by history statistical estimators in the BEAM code system. *Med Phys* 2002;29;2745-2752.
99. Taylor J R. An introduction to error analysis. University Science Books, 1982. ISBN 0-935702-07-5.
100. López M, Calzado A, Ruiz S, Díaz C. Tomografía computarizada helicoidal (TCH): aproximación práctica a la estimación de dosis efectiva en exámenes de tronco. VI Congreso Sociedad Española de Protección Radiológica. 1996.
101. Evaluation and routine testing in medical imaging departments. Part 2-6: Constancy tests - X-ray equipment for computed tomography. International Electrotechnical Commission 1994; IEC 1223-2-6.
102. International Commission on Radiation Units and Measurements. Phantoms and computational models in therapy, diagnosis and protection. 1992; ICRU Report 48.
103. Nagel HD (ed). Radiation exposure in Computed Tomography: fundamentals, influencing parameters, dose assessment, optimisation, scanner data, terminology. COCIR, European Coordination Committee of the Radiological and Electromedical Industries. 2000.
104. Brix G, Lechel U, Veit R, Truckenbrodt R, Stamm G, Coppentrath EM, Griebel J, Nagel HD. Assessment of a theoretical formalism for dose estimation in CT: an anthropomorphic phantom study. *Eur Radiol* 2004;14(7):1275-1284.
105. International Commission on Radiation Units and Measurements. Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement. 1989; ICRU Report 44.
106. Calzado A, Ruiz Sanz S, Melchor M, Vañó E. A comparison of measured and calculated organ doses from CT examinations. *Radiat Prot Dosim* 1995;57:381-385.
107. Alderson SW, Lanzl LH, Rollins M, Spira I. An instrumented phantom system for analog computation of treatment plans. *Am. J. Roentgenology* 1962;87:185-195.
108. F&L Medical Products. AttenuRad CT eye shield (ARE-4), AttenuRad CT radioprotective brassiere (ARB08-4) y AttenuRad CT Thyroid shield (ART-4).
109. Hopper KD, Neuman JD, King SH, Kunselman AR. Radioprotection to the eye during CT scanning. *Am J Neuroradiol* 2001;22:1194-1198.

110. Fricke BL, Donnelly LF, Frush D, Yoshizumi T, Varchena V, Poe S, Lucaya J. In-plane bismuth breast shields for pediatric CT: Effects on Radiation Dose and image quality using experimental and clinical data. *Am J Rad* 2003;180:407-411.
111. Hopper KD, King SH, Lobell ME, TenHave TR, Weaver JS. The breast: in-plane x-ray protection during diagnostic thoracic CT- Shielding with Bismuth radioprotective garments. *Radiology* 1997;205:853-858.
112. Disponible en: <http://www.cesca.es/supercomputacio/que/index.html>
113. Salvadó M, López M, Morant JJ, Calzado A. Cálculo de dosis impartidas con equipos de tomografía computarizada (TC) sobre maniqués divididos en voxels. Validación preliminar de un programa de simulación basado en el método de Montecarlo. *Revista de Física Médica* 2003;4(2):107-115. Disponible en: <http://www.sefm.es/revista/publicaciones/revistas/revistav4n2/107-115.pdf>
114. Huda W, Bushong SC, Hendee WR. Point/Counterpoint: In x-ray computed tomography, technique factors should be selected appropriate to patient size. *Med Phys* 2001;28(8):1543-1545.
115. Brenner DJ, Elliston CD, Hall EJ, Berdon WE. Estimates of the cancer risks from pediatric CT radiation are not merely theoretical: Comentario sobre "Point/Counterpoint: In x-ray computed tomography, technique factors should be selected appropriate to patient size. Against the Proposition". *Med Phys* 2001;28(11):2387-2388.
116. Boone JM, Geraghty EM, Seibert JA, Wootton-Gorges SL. Dose Reduction in Pediatric CT: A Rational Approach. *Radiology* 2003; 228: 352-360.
117. Huda W. Dose and image quality in CT. *Pediat Radiol* 2002;32(10):709-713.
118. Nickoloff EL, Dutta AK, Zheng FL. Influence of phantom diameter, kVp, and scan mode upon computed tomography dose index. *Med Phys* 2003;30(3):395-402.
119. Siegel MJ, Schmidt B, Bradley D, Suess C, Hildebolt C. Radiation dose and image quality in pediatric CT: effect of technical factors and phantom size and shape. *Radiology* published online September 9, 2004, 10.1148/radiol.2332032107.
120. Huda W, Scalzetti EM, Levin G. Technique factors and image quality as functions of patient weight at abdominal CT. *Radiology* 2000;217:430-435.
121. Khursheed A, Hillier MC, Shrimpton PC, Wall BF. Influence of patient age on normalized effective doses calculated for CT examinations. *Br J Radiol* 2002;75:819-830.
122. Jenkins TM, Nelson WR, Rindi A, Nahum AE, Rogers DWO. Monte Carlo transport of electrons and photons. Plenum Press 1988;115-137.

123. Lehmer D. Mathematical methods in large-scale computing units. Harv Univ Comput Ann 1951;26:141.
124. Bielajew AF. Running EGS4 on different architectures. National Research Council of Canada 1993; Report PIRS-0392.
125. Bielajew AF. Fundamentals of Monte Carlo method for neutral and charged particle transport. 2001. University of Michigan.
126. Klein O, Nishina Y. Zeits für Physik. 1929; 52: 853.
127. Storm E, Israel H. Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 to Z=100. Nucl Data Sect 1970;7:565.
128. Hubbel JH, Øverbø I. Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross sections. J Phys Chem 1979; 9: 69-105.
129. Bielajew AF. Photon Monte Carlo simulation. National Research Council of Canada 1988; Report PIRS-0393.
130. Murata K, Matsukawa T, Shimizu R. Monte Carlo Calculations on Electron scattering in a solid target. J Appl Phys 1971;10:679-685.
131. Kotera M, Murata K, Nagami K. Monte Carlo simulation of 1–10-KeV electron scattering in a gold target. J Appl Phys 1981; 52(2):997-1003.
132. Valkealahti S, Schou J, Nieminen RM. Energy deposition of keV electrons in light elements. J Appl Phys 1989;65(6):2258-2266.
133. Everhart TE, Hoff PH. Determination of kilovolt electron energy dissipation vs penetration distance in solid materials. J Appl Phys 1971;42:5837.
134. Matsukawa T, Shimizu R, Harada K, Kato T. Investigation of kilovolt electron energy dissipation in solids. J. Appl. Phys. 1974;45:733.
135. Disponible en: <http://www.slac.stanford.edu/egs/>,
<http://ccwww.kek.jp/kek/rad/egs4/egs.html>
136. Bielajew AF. How to manage the EGS4 system. National Research Council of Canada. 1993; Report PIRS-0391.
137. Bielajew A F. Running EGS4 on other machines. National Research Council of Canada. 1993; Report PIRS-0392.
138. Bielajew AF, Hirayama H, Nelson WR, Rogers DWO. History, overview and recent improvements of EGS4. National Research Council of Canada. 1994; Report PIRS-0436.
139. Booth A, Rogers DWO. Monte Carlo study of effects of phantom size, radial position, and depth on photon beam calibration. National Research Council of Canada. 1995; Report PIRS-507.

140. Bielajew AF, Rogers DWO. Photoelectron angular distribution in the EGS4 code system. National Research Council of Canada. 1986; Report PIRS-0058.
141. Bielajew AF, Mohan R, Chui CS. Improved bremsstrahlung photon angular sampling in the EGS4 code system. National Research Council of Canada. 1989; Report PIRS-0203.
142. Messel H, Crawford DF. Electrons-photons shower distribution function. Pergamon Press, 1970.
143. Zerby CD, Moran HS. Studies of the longitudinal development of electron-photon cascade showers. J Appl Phys 1963;34:2245.
144. Seltzer SM. An overview of ETRAN Monte Carlo methods. Plenum Press, 1988.
145. Nagel HH, Schlier C. Berechnung von electron-photon-kaskaden in blei für eine primärenergie von 200 MeV. Z Physik 1963;174-464.
146. Hirayama H, Namito Y, Ban S. Implementation of a general treatment of photoelectric-related phenomena for compounds or mixtures in EGS4. 2000; KEK Internal 2000-3.
147. Namito Y, Hirayama H. LSCAT: Low-Energy Photon-Scattering Expansion for the EGS4 Code (Inclusion of Electron Impact Ionization). 2000; KEK Internal 2000-4.
148. Disponible en: <http://ccwww.kek.jp/kek/rad/egs4/>
149. Bielajew AF. HOWFAR and HOWNEAR: Geometry Modeling for Monte Carlo particle transport. National Research Council of Canada. 1995; Report PIRS-0341.
150. Karr JL, Bielajew AF. PIF (Prepare Input File for PEGS4). National Research Council of Canada 1993; Report PIRS-0365.
151. Cook AJ. Mortran 3 user's guide. Computation Research Group Technical, SLAC 1983; CGTM 209.
152. Bielajew AF. Efficiency, statistics and sampling. National Research Council of Canada 1993; Report PIRS-0395.
153. Bielajew AF, Rogers DWO. Variance reduction techniques. National Research Council of Canada 1993; Report PIRS-0396.
154. Bielajew AF, Rogers DWO. PRESTA: The Parameter Reduced Electron-Step Transport Algorithm for electron Monte Carlo transport. National Research Council of Canada 1986; Report PIRS-0042.
155. Rogers DWO. BEAM: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units. Med Phys 1995;22(5):503-524.
156. Bielajew AF. Electron Monte Carlo simulation. National Research Council of Canada 1993; Report PIRS-0394.

157. Williamson JF. Monte Carlo simulation of photon transport phenomena: sampling techniques in Monte Carlo simulation in the radiological sciences. Editado por RL Morin, CRC Press, 1988.
158. Cashwell ED, Everett CJ. A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems. Pergamon Press 1959.
159. Hirayama H. Lecture Note on photon interactions and cross sections. 2000; KEK Internal 2000-10.
160. Storm E, Israel HI. Photon cross section from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 to Z=100. Atomic Data and Nuclear Data Tables 1970;7:565-681.
161. Disponible en: <http://www.smtl.co.uk/MDRC/Gloves/jowcpaper96/jowc-glove-paper-what-is-latex.html>
162. Nagel HD (ed). Radiation exposure in computed tomography. CTB Publications. 2002.

Anexo I. EL MÉTODO DE MONTECARLO EN EL TRANSPORTE DE LA RADIACIÓN

AI.1. La esencia del método de Montecarlo

La simulación de Montecarlo es una técnica que combina conceptos estadísticos (muestreo aleatorio) con la generación de números pseudo-aleatorios y la automatización de los cálculos. Es, en general, un procedimiento matemático que nos permite simular cualquier sistema físico, o de cualquier otra rama de la ciencia, que tenga unas leyes que puedan ser traducidas a un lenguaje matemático. En otras palabras, la simulación de Montecarlo está presente en todos aquellos ámbitos en los que el comportamiento aleatorio o estocástico desempeña un papel fundamental. Precisamente, el nombre proviene de la famosa ciudad de Mónaco, donde abundan los casinos y las salas de juego gobernadas por el azar, la probabilidad y el comportamiento aleatorio.

Representa una tentativa de modelar la naturaleza con la simulación directa de la dinámica del sistema estudiado. En este sentido el método de Montecarlo es una herramienta que nos sirve para obtener una solución de un sistema macroscópico con la simulación de sus interacciones microscópicas.

La simulación de Montecarlo es una técnica cuantitativa que hace uso de la estadística y de los ordenadores para imitar, mediante modelos matemáticos, el comportamiento aleatorio de sistemas reales. En esencia el método consiste en la generación numérica de cascadas electrón-fotón mediante un muestreo aleatorio de las distribuciones de probabilidad determinadas a partir de las secciones eficaces de interacción. Una vez fijadas las características del experimento que queremos estudiar, la simulación detallada de un gran número de estas cascadas proporciona esencialmente la misma información que un experimento real y otra suplementaria que experimentalmente sería, o bien imposible realizarla, o bien con un gran alto coste, tanto material como temporal. Obviamente, nuestro análisis será tanto más preciso cuanto mayor sea el número de experimentos (número de historias) simulados.

Todos los procesos que involucran el transporte de partículas tienen naturaleza estocástica, es decir, no se puede prever qué tipo de interacción se va a producir en cada momento y lugar sino que solamente se puede asignar una probabilidad a cada uno de los posibles sucesos. Sin embargo, las distribuciones de probabilidad que gobiernan los procesos que queremos estudiar son bien conocidas. El método de Montecarlo hace uso de las distribuciones de probabilidad de las interacciones

individuales en los materiales, para simular la trayectoria errática de las partículas. Todos los datos físicos que van a determinar este transporte estarán implementados en el código, de modo que mediante secuencias de números aleatorios se puede simular lo que realmente ocurre en la naturaleza. Cuando una partícula con carga, un fotón o un neutrón se hacen incidir sobre la materia se producen una serie de interacciones con los átomos y núcleos que la forman. Todos estos fenómenos de absorción, dispersión y producción de partículas secundarias siguen un proceso aleatorio.

El desarrollo y aplicación del método de Montecarlo al estudio de la radiación ionizante en la materia se debió a tres razones fundamentalmente [122]. En primer lugar el desarrollo de la teoría cuántica permitió conocer exhaustivamente las distintas secciones eficaces de interacción de las partículas en los diversos materiales. En segundo lugar el problema de la dispersión de la radiación no es fácilmente tratable si no se usan métodos estadísticos, debido al gran número de interacciones que se producen. Por último, el uso de ordenadores cada vez más rápidos y potentes ha supuesto un gran avance en este campo.

Los números aleatorios usados se obtienen de una distribución de probabilidad que describe el comportamiento de la partícula. Al realizar un gran número de historias al azar, aumentará la precisión del valor promedio o de otras cantidades de interés. En contraposición con los métodos analíticos, las simulaciones de Montecarlo pueden usar secciones eficaces reales, modelos reales de haces, y modelos con complejas geometrías. El precio que se debe pagar al aumentar la complejidad es el aumento de los tiempos de cálculo.

AI.2. Generación de números pseudo-aleatorios

La base de las simulaciones es la viabilidad de poder obtener largas secuencias de números aleatorios tales que la aparición de cada número en la secuencia sea impredecible y que la secuencia de números supere tests estadísticos para detectar desviaciones de la aleatoriedad.

Habitualmente las secuencias de números se obtienen de algún algoritmo y se denominan números pseudo-aleatorios, reflejando así el origen determinístico [123]. Por ejemplo, el algoritmo responsable de generar números aleatorios en el sistema EGS es de la forma;

$$I_i = (aI_{i-1} + c) \bmod 2^k \quad (\text{AI.1})$$

donde I_i es el i -ésimo entero aleatorio en la secuencia, a es un múltiplo, c es el incremento, y k es el número de bits del procesador. Por ejemplo, en el sistema EGS4, y en ordenadores de 32 bits, normalmente $a = 663608941$, $c = 0$, y $k = 32$.

El número aleatorio usado en el muestreo de cualquier distribución es

$$\zeta_i = \frac{I_i}{2^k} \quad (\text{AI.2})$$

donde $\zeta_i \in [0,1]$. El primer número I_0 usado para empezar la secuencia es el llamado “número semilla”, que en el sistema EGS es por defecto 987654321. La longitud del ciclo, que es la longitud de números aleatorios antes que empiecen a repetirse, es aproximadamente 10^9 .

Estos algoritmos han de generar números de una manera realmente estocástica si se quieren simular correctamente los sucesos de interacción que sufren las partículas en la materia [124]. Esto hace que los generadores hayan de cumplir una serie de características:

a) Buena distribución; se entiende que los números obtenidos estén uniformemente distribuidos en el intervalo en el que se obtienen (0, 1). Si tomamos un subintervalo cualquiera, la fracción de números aleatorios que aparece respecto del total tiene que ser la misma para todo subintervalo de la misma amplitud.

b) Al ser generados mediante un algoritmo, siempre tienen un ciclo más o menos largo. En el caso de simulaciones en que se usa una gran cantidad de números aleatorios sería, pues, importante que estos no se repitieran para que no hubiera correlaciones.

c) Por otro lado también nos interesa que se pueda reproducir la sucesión de números usados. Si se repite la simulación en las mismas condiciones el resultado ha de ser el mismo.

AI.3. Teorema central del límite

El fundamento del método de Montecarlo hay que buscarlo en el “teorema central del límite” de la teoría de probabilidades, el cual afirma que si se consideran N variables aleatorias $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_N$ independientes, cuyas leyes de probabilidad coinciden y, por tanto, también sus valores medios y su variancia cualquiera que sea el intervalo (a' , b'), para grandes valores de N se cumple

$$p(a' \leq \rho_N \leq b') \approx \int_{a'}^{b'} p(x) dx \quad (\text{AI.3})$$

siendo $p(x)$ la densidad de probabilidad y $\rho_N = \Psi_1 + \Psi_2 + \dots + \Psi_N$.

Tomando este teorema como base, si se ha de calcular una magnitud m desconocida, tal que su valor medio y variancia sean respectivamente

$$\begin{aligned} \langle \Psi \rangle &= m \\ V_{\Psi} &= b^2 \end{aligned} \quad (\text{AI.4})$$

Consideramos las N variables aleatorias independientes $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_N$, con la misma distribución que Ψ . La ley de la variable suma ρ_N será aproximadamente normal, con un valor medio Nm y una variancia Nb^2 . Para un intervalo de confianza $\pm 3\sigma$, de acuerdo con las propiedades de la ley normal de Gauss, tenemos que;

$$P(Nm - 3b\sqrt{N} \leq \rho_N \leq Nm + 3b\sqrt{N}) = 0.997 \quad (\text{AI.5})$$

expresión equivalente a $P(m - \frac{3b}{\sqrt{N}} \leq \frac{\rho_N}{N} \leq m + \frac{3b}{\sqrt{N}}) = 0.997$, o también;

$$P \left\{ \left| \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Psi_i - m \right| \leq \frac{3b}{\sqrt{N}} \right\} \quad (\text{AI.6})$$

Este resultado indica que el valor medio de los N valores resultantes del sorteo de la variable Ψ es una estimación del valor m , al tiempo que este error es inversamente proporcional a \sqrt{N} , lo cual exige, en muchos casos, escoger una muestra de gran tamaño para conseguir un error pequeño.

En general, los valores de la variable Ψ se obtienen partiendo de un sorteo de la variable aleatoria equiprobable, definida en el intervalo $(0,1)$, para el que habrá que generar un conjunto de números aleatorios ξ_i en dicho intervalo. Los correspondientes valores de Ψ_i vienen dados por la relación,

$$\xi_i = \int_a^{\Psi_i} p(x) dx \quad (\text{AI.7})$$

siendo $p(x)$ la densidad de probabilidad de la variable aleatoria Ψ definida en el intervalo $[a,b]$.

Para el tipo de problemas que nos ocupan bastará, pues, conocer las leyes de probabilidad de los diversos sucesos que pueden afectar a las partículas en sus interacciones con el medio, sorteando en cada caso los valores de las variables y hallando finalmente el valor medio de aquella o aquellas que nos interesen para la solución del problema. Esta forma de proceder implica conocer con detalle cada uno de los procesos o fenómenos físicos que pueden influir sobre la partícula.

AI.4. Técnicas de muestreo

El análisis, aunque sea de una forma elemental, de la teoría de probabilidades nos va a permitir conocer más a fondo el funcionamiento interno de la técnica de Montecarlo y poder interpretar los resultados obtenidos.

AI.4.1. Función de densidad de probabilidad

En el método de Montecarlo para análisis numéricos, se obtienen resultados estadísticos de determinadas variables físicas (energía, posición, etc) sacando una muestra apropiada de la distribución de probabilidad. Para ello escogemos un conjunto de muestras aleatorias x_i basado en un conjunto de números aleatorios $\{\xi_i\}$ que están uniformemente distribuidos a lo largo de un intervalo unitario. Las muestras x_i están distribuidas de acuerdo con la función de densidad de probabilidad denominada $p(x)$ tal como se muestra en la Fig. A1.1. Así, $p(x)dx$, nos indica la probabilidad que cualquiera x_i quede incluido entre x y $x+dx$. En general, $p(x)$ debe cumplir algunos requisitos;

- Se define positiva ($p(x) \geq 0$).
- Es integrable y normalizada, $\int_a^b p(x) dx = 1$.
- a y b son números reales que cumplen $-\infty < a < b < \infty$.

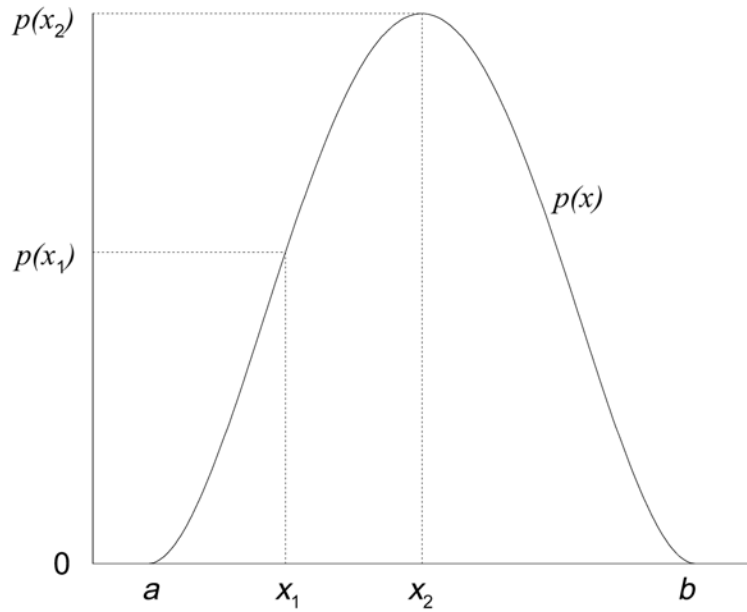


Fig. AI.1. Ejemplo de función densidad de probabilidad, $p(x)$.

AI.4.2. Función de distribución

Asociada a cada función densidad de probabilidad, $p(x)$, podemos definir la función de distribución, denominada $c(x)$, como la suma de las probabilidades de cada x_i perteneciente al interior de cada intervalo infinitesimal entre a y x ,

$$c(x) = \int_a^x p(x') dx' \quad (\text{AI.8})$$

Como la probabilidad de eventos excluyentes es aditiva, $c(x)$ se interpreta como la probabilidad que cualquier x_i dado, sea menor o igual que x . La función $c(x)$ es monótona creciente en x , ya que $p(x) \geq 0$ para todo x . Como se muestra en la Fig. AI.2, la probabilidad integrada, a lo largo de todos los posibles resultados es la unidad, $c(b)=1$,

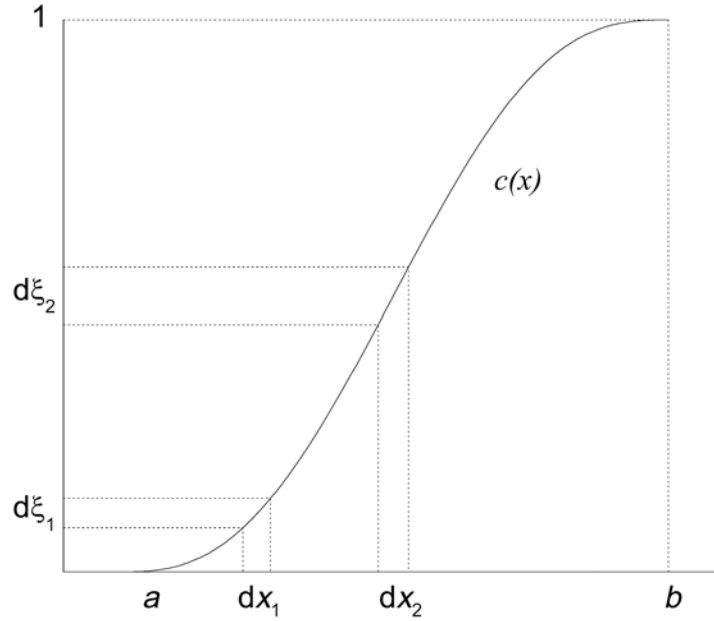


Fig. A1.2. Función de distribución, $c(x)$, obtenida de la integración de la función densidad de probabilidad.

Hasta ahora han quedado explicados algunos principios básicos de la teoría de probabilidades y la generación de números aleatorios. La combinación de estos dos aspectos nos va a permitir utilizar los números aleatorios para realizar un muestreo de las distribuciones de probabilidad.

A1.4.3. Método directo

Si tenemos una función densidad de probabilidad, $p(x)$, definida en el intervalo $[a, b]$, podemos construir la función de distribución, $c(x)$, definida en el mismo intervalo. Se puede muestrear sobre esta función en el rango las variables aleatorias $0 \leq \xi \leq 1$, y describir la función de distribución como $\xi = c(x)$. Consideramos dos intervalos dx_1 y dx_2 de igual longitud (Fig. A1.2) podemos ver que se cumple:

$$\frac{\frac{d\xi_1}{dx_1}}{\frac{d\xi_2}{dx_2}} = \frac{\frac{dc(x)}{dx} \Big|_{x=x_1}}{\frac{dc(x)}{dx} \Big|_{x=x_2}} = \frac{p(x_1)}{p(x_2)} \quad (\text{A1.9})$$

Esto nos indica que si generamos números aleatorios ξ , pertenecientes al intervalo unitario, el número de los que se encuentran en $d\xi_1$ respecto al de los que se

encuentran en $d\xi_2$ representa la misma relación que el cociente de probabilidades en x_1 y x_2 .

Debemos tener en cuenta que todas las funciones de distribución, obtenidas a partir de funciones de densidad de probabilidad correctamente definidas, siempre serán invertibles (analítica o numéricamente). Si escogemos números aleatorios sobre la función de distribución, podemos invertir la ecuación para obtener (Fig. A1.3) :

$$x = c^{-1}(\xi) \tag{AI.10}$$

Escogiendo ξ sobre una distribución aleatoria uniforme y sustituyéndolo en la ecuación anterior, generamos los valores de x según la función de densidad de probabilidad apropiada.

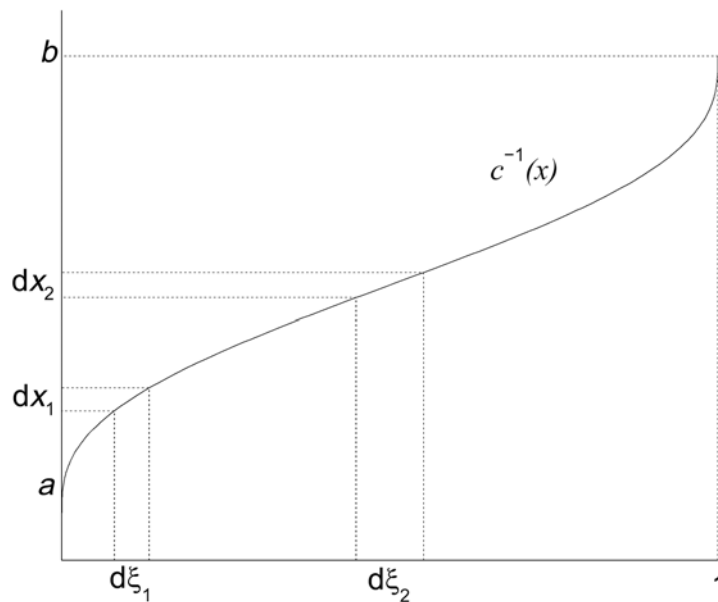


Fig. A1.3. Función de distribución inversa, $c^{-1}(x)$.

AI.4.4. Método de descarte

Cuando la función de densidad de probabilidad, $p(x)$, no es integrable, o cuando la función de distribución, $c(x)$, es difícilmente invertible, el método directo no nos aportara una solución al problema. En estos casos se usa el método de descarte.

La función de densidad de probabilidad, $p(x)$, tiene que estar limitada y su valor máximo, $p(x_{max})$, ha de ser conocido (Fig. A1.4). Normalizamos la función de densidad de probabilidad y obtenemos una nueva distribución de probabilidad,

$f(x) = \frac{p(x)}{p(x_{\max})}$, cuyo valor máximo es la unidad para x_{\max} como se observa en la Fig. A1.5.

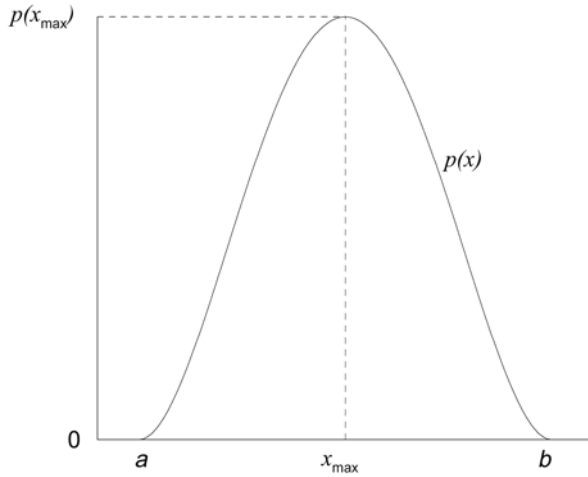


Fig. A1.4. Función densidad de probabilidad.

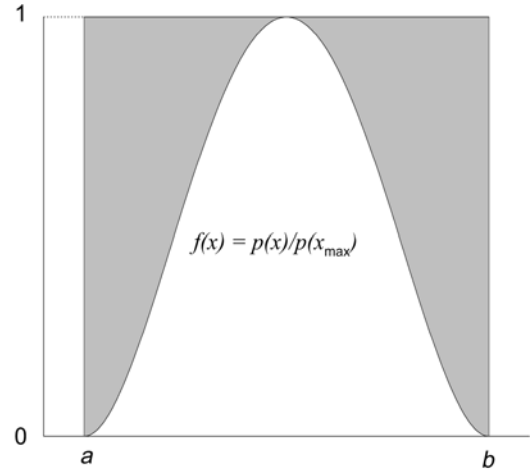


Fig. A1.5. Función densidad de probabilidad normalizada.

Generando un número aleatorio $\xi_1 \in [0,1]$ podemos obtener un valor de x , distribuido según la función densidad de probabilidad, calculando $x = a + (b - a)\xi_1$, donde $[a,b]$ es el rango de validez de la función de densidad de probabilidad.

Escogemos un segundo número aleatorio ξ_2 . Si $\xi_2 < f(x) = \frac{p(x)}{p(x_{\max})}$, se acepta el valor de x . En caso contrario se vuelve a generar un número aleatorio ξ_1 y se repite el proceso. El método aumenta el tiempo de cálculo ya que muchas veces no se cumple la condición anterior y se tiene que desechar el valor encontrado de x y volver a empezar, con el correspondiente tiempo adicional que supone.

A1.4.5. Método mixto

Este método utiliza una mezcla de los dos métodos explicados anteriormente. Para ello se descompone la función densidad de probabilidad en un producto, $p(x) = f(x)g(x)$, donde $f(x)$ es invertible y $g(x)$ contiene la complejidad matemática. Debemos normalizar ambas funciones para obtener $\tilde{f}(x)$ tal que $\int_a^b \tilde{f}(x) dx = 1$, y $\tilde{g}(x) \leq 1$, para todo $x \in [a,b]$. Usando el método directo descrito anteriormente, generamos un número aleatorio ξ_1 , y escogemos x a partir de $\tilde{f}(x)$. Utilizando el

valor de x hallado, aplicamos el método de descarte a la función $\tilde{g}(x)$ a través de la generación de un segundo número aleatorio ξ_2 , de manera que si $\xi_2 \leq \tilde{g}(x)$ se acepta el valor de x . En caso contrario se vuelve a generar un número aleatorio ζ_1 , y se repite el proceso.

AI.5. Análisis estadístico. Estimación de la precisión.

El método de Montecarlo es un método estadístico y, por consiguiente para que los resultados obtenidos tengan sentido deben ir acompañados de su correspondiente incertidumbre.

En general se puede decir que la incertidumbre asociada a un resultado es inversamente proporcional a \sqrt{N} , siendo N el número de historias que se simulan. Por consiguiente, si se quiere reducir la incertidumbre a la mitad se debe aumentar cuatro veces el número de historias que se simulan.

Los distintos parámetros se calculan mediante la simulación y se acumulan en el valor x_i para cada historia i , donde $1 \leq i \leq N$. Podemos calcular el valor medio de x ,

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (\text{AI.11})$$

Este “cálculo directo” puede no ser factible, por ejemplo, cuando hay muchos elementos de volumen a considerar, como será nuestro caso. Además el coste temporal que supone el cálculo de cada x_i y de cada x_i^2 se puede reducir realizando una “estimación por lotes del error estadístico” [125]. Si se agrupan las N historias en n “lotes estadísticos” de N/n historias cada uno, el valor acumulado para el lote j -ésimo vendrá determinado por $x_j = \sum_{i=1}^n x_i$, y calcularemos el valor medio de x ,

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^n x_j \quad (\text{AI.12})$$

La estimación de la varianza asociada a la distribución de x_i valdrá

$$s_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (x_j - \bar{x})^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (x_j^2 - \bar{x}^2) \quad (\text{AI.13})$$

La estimación de la varianza de \bar{x} es la variancia estándar de la media

$$s_{\bar{x}}^2 = \frac{s_x^2}{n} \quad (\text{AI.14})$$

Escribiremos los resultados de la forma $x = \bar{x} \pm s_{\bar{x}}$.

Anexo II.

INTERACCIÓN DE LAS PARTÍCULAS CON LA MATERIA

Hasta ahora han quedado explicados los principios básicos en toda simulación de Montecarlo, quedaría por tanto la descripción de cómo se realiza el transporte de las distintas partículas generadas en la simulación, las interacciones que se generan entre ellas y las distintas aproximaciones que se pueden hacer en cada caso.

Los fenómenos asociados a la interacción de las partículas con la materia son de una importancia fundamental en la dosimetría ya que, en definitiva, se pretende determinar la energía disipada por la radiación en un medio. Está claro que el estudio de los mecanismos mediante los cuales las partículas ceden energía al medio pertenece al ámbito de la física atómica y nuclear y su conocimiento es indispensable para abordar cualquier tema relacionado con la dosimetría.

Como se sabe, la energía de las partículas tiene una gran influencia en la determinación de las características y de los tipos de interacción que se producirán. El mayor interés en el presente trabajo se centrará en el transporte de fotones y electrones de baja energía (por debajo de los 150 keV).

AII.1. Procesos de interacción de los fotones

Ahora haremos una breve descripción de los procesos de interacción de los fotones que se deben modelar en un código de Montecarlo. La absorción de los fotones en la materia será debida mayoritariamente a estas cinco interacciones;

- Interacción Compton (dispersión incoherente)
- Interacción fotoeléctrica
- Dispersión coherente
- Reacciones fotonucleares
- Producción de pares

Hay que tener en cuenta que las reacciones fotonucleares sólo tienen importancia para altas energías (superiores a 10 MeV) y que la producción de pares se empieza a producir para fotones con energías mayores que 1.022 MeV, pero empieza a ser

relevante a partir de unos 5 MeV. Por consiguiente ambas interacciones serán despreciables para el rango de energías utilizado en los equipos de TC.

Cada uno de estos procesos puede ser representado por sus coeficientes de atenuación, que dependen de la energía de los fotones incidentes, de la densidad de los blancos y del número atómico del material con el que interactuarán los fotones.

El coeficiente total de atenuación lineal μ (sin tener en cuenta las interacciones fotonucleares ni la creación de pares) serán la suma de los coeficientes individuales de cada uno de los procesos

$$\mu = \mu_{Compton} + \mu_{Ef. fotoeléctrico} + \mu_{Disp. coherente} \quad (AII.1)$$

donde $\mu_{Compton}$, $\mu_{Ef. fotoeléctricos}$, y $\mu_{Disp. coherente}$ son los coeficientes lineales de atenuación para la interacción Compton, el efecto fotoeléctrico y la dispersión coherente, respectivamente.

El coeficiente total de atenuación lineal representa probabilidad de interacción de los fotones y puede ser representado;

$$\mu = \sigma N \quad (AII.2)$$

donde σ es la sección eficaz y N es el numero de interacciones por unidad de volumen.

La sección eficaz σ , medida en $\text{cm}^2/\text{átomo}$, indica el área efectiva del blanco para la radiación y puede escribirse;

$$\sigma = \frac{P}{\Phi} \quad (AII.3)$$

donde P es la probabilidad de la interacción y Φ es la fluencia de partículas.

Como μ es directamente proporcional a la densidad, μ/ρ es independiente de la densidad del material, y consecuentemente representa un coeficiente de mayor interés: el coeficiente de atenuación másico.

A continuación describimos brevemente cada uno de los procesos de interacción mencionados anteriormente.

AII.1.1. Efecto fotoeléctrico

Para fotones de baja energía (menor que unos 50 keV), el efecto fotoeléctrico es el mecanismo dominante de interacción entre fotones y materia. La interacción fotoeléctrica tiene lugar cuando un fotón interacciona con un electrón que está ligado a un átomo. La energía del fotón incidente es absorbida completamente por el átomo, emitiendo un electrón que estaba ligado (normalmente de las capas más internas K, L o M) con una energía cinética igual a la diferencia entre la energía del fotón y la energía de enlace del electrón (Fig. A2.1). Para que se produzca esta interacción el fotón ha de tener al menos la energía de enlace del electrón de capa k ($E=h\nu > E_k$) y la probabilidad se hace máxima cuando la energía del fotón es ligeramente superior a la de enlace. La energía del electrón emitido vendrá dada por la diferencia entre la energía del fotón y la energía de enlace del electrón;

$$E_{e^-} = h\nu - E_k \quad (\text{AII.4})$$

Al emitirse un electrón queda un hueco en la capa de la que éste ha saltado. Esta vacante será cubierta por electrones de las órbitas superiores. Este proceso va acompañado de emisión de fotón de energía E_k (rayos X en forma de fluorescencia). El hecho que la fluorescencia emitida sea de muy baja energía hace que esta sea absorbida en la misma zona, muy cerca de donde se ha originado, lo que justifica la consideración de que toda la energía es absorbida en el punto de interacción.

El electrón es transportado hasta que su energía es inferior a la energía de corte o hasta que sale fuera de la región de simulación.

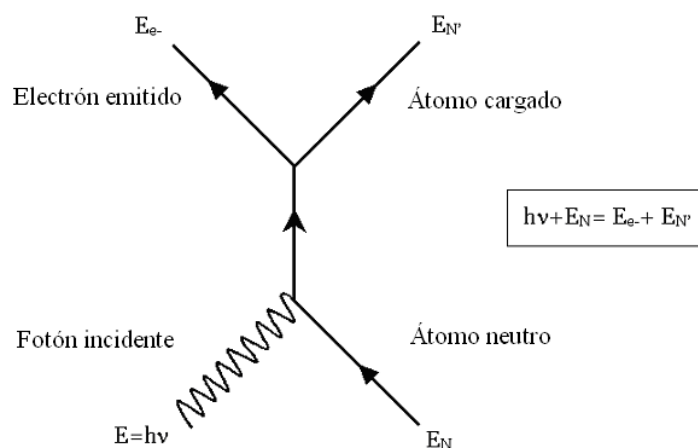


Fig. A2.1. Diagrama de Feynmann correspondiente al efecto fotoeléctrico.

La teoría de este fenómeno es extremadamente complicada. Las fórmulas de la sección eficaz vienen dadas a través de formulaciones semi-empíricas, y se expresan de la siguiente forma:

$$\sigma_{Ef. fotoeléctrico}(E_{\gamma}) \propto \frac{Z^m}{E^n} \quad (\text{AII.5})$$

donde el exponente en Z se extiende desde 4 (energías por debajo de 100 keV) hasta 4,6 (energías por encima de 500 keV) y el exponente de la energía del fotón incidente ($E = h\nu$) se extiende desde 3 (energías por debajo de 100 keV) hasta 1 (energías por encima de 500 keV). Sin embargo, la mayoría de códigos Montecarlo utilizan tablas para modelar la interacción fotoeléctrica.

El efecto fotoeléctrico es deseable para la calidad de imagen ya que su probabilidad depende muy fuertemente del número atómico Z del material, lo que nos permite aumentar el contraste de la imagen, sin crear apenas radiación dispersa. En contrapartida, los pacientes reciben más radiación por efecto fotoeléctrico que en cualquier otro tipo de interacción, ya que toda la energía del fotón incidente queda absorbida en el paciente.

AII.1.2 Efecto Compton (dispersión incoherente)

Para fotones con energías entre unos 0,1 MeV y 10 MeV, el efecto Compton es el proceso de interacción predominante. La dispersión Compton tiene lugar cuando un fotón de energía E interacciona con un electrón atómico de la corteza del átomo (poco ligado), transfiriendo parte de su energía y su momento. También se conoce como dispersión incoherente al corresponder a un choque inelástico del fotón con pérdida de energía. Debido a esta interacción, el electrón es arrancado del átomo con una cierta energía cinética, mientras que el fotón es dispersado un ángulo θ y cuya energía E' viene dada por:

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (\text{AII.6})$$

donde:

$$\alpha = \frac{E}{m_0 c^2}$$

es el cociente entre la energía del fotón incidente y la energía en reposo del electrón.

La interacción Compton da como resultado un átomo ionizado, un fotón desviado (radiación dispersa) y un electrón de retroceso (Fig. A2.2).

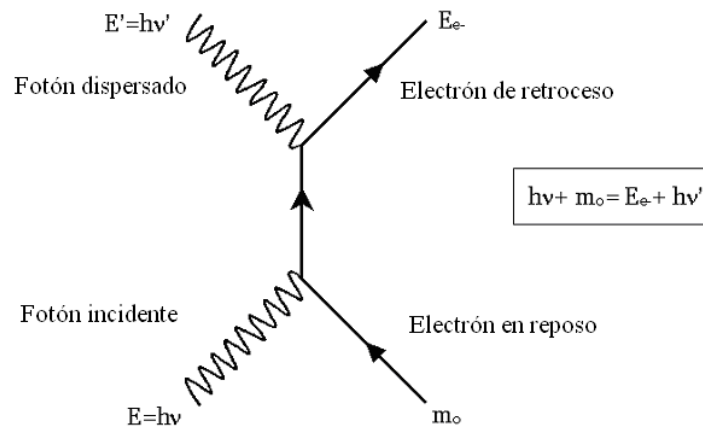


Fig. A2.2. Diagrama de Feynmann correspondiente al efecto Compton. Un fotón interactúa con un electrón "libre" cediéndole parte de su energía.

La cantidad de energía que se transfiere a este electrón de retroceso varía con la energía del fotón incidente y, por la ley de conservación de la energía, es igual a la diferencia de energías entre ambos fotones:

$$E_{e^-} = E - E' = E - E \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right] = E \left[\frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right] \quad (\text{AII.7})$$

La energía máxima corresponderá $\theta = 180^\circ$, y la mínima a $\theta = 0^\circ$. En el primer caso estamos en el choque frontal y en el segundo el fotón no es dispersado.

De las ecuaciones de energía podemos observar que para fotones de baja energía ($\alpha \ll 1$) hay poca cesión de energía al medio y el principal efecto es la radiación dispersa. Este efecto no deseable incrementa la dosis al paciente, y perjudica la calidad de la imagen ya que la radiación dispersa hace disminuir el contraste.

La probabilidad de que se produzca radiación dispersa debida a una interacción Compton es prácticamente independiente del número atómico (Z) del blanco, ya que la energía de los fotones incidentes es mucho mayor que la energía enlace de los electrones más externos y, con muy buena aproximación se pueden considerar libres. A título de ejemplo, la energía media necesaria para provocar un ionización en una molécula es de 33.7 eV, por lo que un haz de rayos X de 100 keV que transfiere su energía mediante interacción Compton arrancará un electrón de la molécula y lo

impulsará con una energía cinética de aproximadamente 100.000 eV (100.000 – 33.7) y podrá crear una cascada de aproximadamente 3000 electrones.

La probabilidad que se produzca radiación dispersa es proporcional a la densidad electrónica del medio y disminuye al aumentar la energía de los fotones incidentes ($\propto E^{-1}$).

La sección eficaz diferencial para un ángulo θ y por unidad de ángulo sólido para cada electrón viene dada por la ecuación de Klein-Nishina [126] y corresponde a la sección eficaz clásica Thomson modificada por el factor de Klein-Nishina (F_{KN}):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\theta} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) F_{KN} \quad (\text{AII.8})$$

donde r_0 es el radio clásico del electrón, y el diferencial de ángulo sólido viene dado por $d\Omega_\theta = 2\pi \sin \theta d\theta$. El factor de Klein-Nishina se expresa como:

$$F_{KN} = \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^2 \left[1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)](1 + \cos^2 \theta)} \right] \quad (\text{AII.9})$$

El factor F_{KN} representa la probabilidad de que, al incidir el fotón, el átomo se excite o se ionice al recibir el momento del electrón de retroceso. Tiene en cuenta dicho momento y la energía de enlace que le liga al átomo.

La sección eficaz debida a la interacción Compton vendrá determinada por;

$$\sigma = 2\pi Z \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega_\theta} \sin \theta d\theta \quad (\text{AII.10})$$

Para bajas energías, es una buena aproximación decir que la sección eficaz Compton permanece constante con la energía. Así,

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \sigma_{Compton}(\alpha) = 2\sigma_0^{Compton} Z \quad (\text{AII.11})$$

donde $\sigma_0^{Compton} = 3,33 \cdot 10^{25} \text{ cm}^2/\text{núcleo}$.

Este es el límite clásico y corresponde a la dispersión Thomson, que describe la dispersión de electrones libres. En casi todas las aplicaciones los electrones están ligados a los átomos y esta atadura, modelada a través del factor de Klein-Nishina (F_{KN}), tiene un profundo efecto en la sección eficaz para bajas energías.

Este límite inferior está definido como la energía de la capa K, aunque los efectos pueden tener una gran influencia si vamos a energías mucho mayores, particularmente para los elementos de número atómico bajo. Por debajo de esta energía la sección eficaz disminuye, hasta que los electrones la capa K están demasiado ligados para ser arrancados por el fotón incidente.

Por encima de unos 100 keV se puede considerar que estos electrones ligados como “libres”, y despreciaremos los efectos de ligadura atómica. Ésta es una buena aproximación para energías de fotones por debajo de unos 100 de keV para la mayoría de materiales.

AII.1.3. Dispersión coherente

Este tipo de interacción se produce cuando un fotón incidente interacciona con un electrón de la nube electrónica del átomo, dando como resultado un fotón con la energía incidente y dispersado un pequeño ángulo respecto la trayectoria inicial. Los rayos X sufren cambios en la dirección sin cambios en la energía.

Pueden distinguirse dos tipos de dispersión coherente; se denomina dispersión Thomson cuando un único electrón está implicado en la interacción. En contraposición, cuando todos los electrones de un átomo están implicados, se denomina dispersión Rayleigh.

Pueden describirse ambos tipos de dispersión coherente en términos de interacción onda-partícula. Según esta teoría, los electrones bajo la acción de radiación de baja energía (10 keV), oscilan de forma forzada a la misma frecuencia que la onda electromagnética incidente comportándose como una fuente de radiación electromagnética de esta misma frecuencia. El proceso puede esquematizarse como: absorción de radiación, vibración del átomo y emisión de la radiación al volver el átomo a su estado de reposo, como puede verse del diagrama Feynman de la Fig. A2.3.

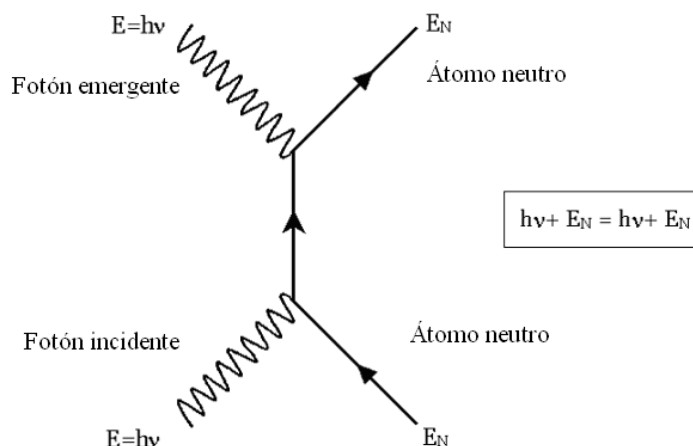


Fig. A2.3. Diagrama de Feynmann correspondiente a la dispersión coherente.

Éste es el único tipo de interacción entre los rayos X y la materia que no producen ionización ya que en la dispersión coherente no se trasfiere energía y por tanto no se producen ionizaciones, y su único efecto es que se modifica la dirección de la radiación incidente. En términos de sección eficaz, la interacción coherente es por lo menos un orden de magnitud menor que la sección eficaz fotoeléctrica (representa aproximadamente un 5% de las interacciones totales que se producen en el rango de energías de los rayos X en radiodiagnóstico).

Cuando el medio está formado por distintos tipos de átomos, la sección eficaz debida a la dispersión Rayleigh se obtiene sumando los pesos (ponderación) de las secciones eficaces de cada uno de los átomos del medio, donde el “peso” es la proporción de átomos de un determinado tipo. La sección eficaz Rayleigh tiene la siguiente forma [127]:

$$\sigma_{Ray}(E, \Theta) = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \Theta) [F(q, Z)]^2 \quad (\text{AII.12})$$

donde r_0 es el radio clásico del electrón, Θ es el ángulo polar de dispersión, q es el parámetro de transferencia del momento, $q = (E/hc)\sin(\Theta/2)$, y $F(q, Z)$ es el factor de forma atómico. $F(q, Z)$ se aproxima a Z cuando q se aproxima a cero, ya sea porque la energía del fotón incidente E tiende a cero y/o porque Θ tiende a cero. El factor de forma atómico también disminuye rápidamente con el ángulo aunque la dependencia en Z aumenta con el ángulo aproximadamente como $Z^{3/2}$.

Para incrementar la eficiencia de cálculo, el código lleva incorporadas tablas de los factores de forma $F(q, Z)$ [128]. Una vez determinado el ángulo polar de

dispersión, el ángulo azimutal es aleatoriamente muestreado de la distribución 2π , y se le da un valor $2\pi\xi$, donde ξ es un número aleatorio dentro del intervalo unitario.

AII.1.4. Importancia relativa de los distintos procesos

Para materiales con Z relativamente baja, la importancia relativa de las distintas interacciones de los fotones con la energía se muestra en la Fig. A2.4, para carbono y plomo respectivamente. Para estos materiales diferenciamos tres regiones distintas: interacción fotoeléctrica por debajo de unos 20 keV, producción de pares por encima de 30 MeV y Compton entre medio. Como podemos observar estos límites no son estrictos, y dependen fuertemente del material estudiado.

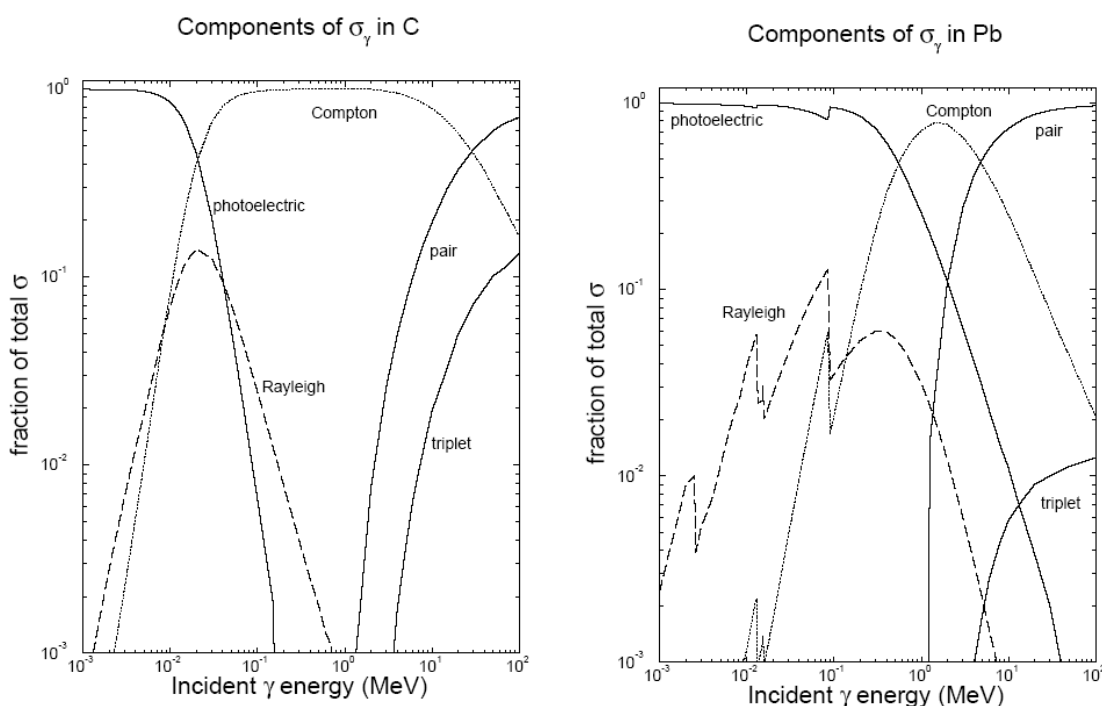


Fig. A2.4. Importancia relativa de las distintas interacciones fotónicas en carbono y plomo. Figuras tomadas de National Research Council of Canada [129].

AII.2. Procesos de interacción de los electrones

Cada fotón de rayos X que es absorbido, ocasiona por lo menos uno o probablemente muchos más electrones de alta velocidad como resultado del efecto fotoeléctrico y el efecto Compton. La energía cinética de cada uno de estos electrones deberá ser también absorbida en alguna forma.

Los trabajos teóricos que describen el transporte de electrones de decenas de keV [130 a 132] están habitualmente basados en técnicas de Montecarlo. Por otro lado, estudios experimentales [133, 134] dan expresiones aproximadas de la densidad de energía depositada en función de la profundidad para algunos materiales y ciertos rangos de energía.

El mecanismo principal de pérdida de energía de un electrón, con energía del orden de las decenas de keV, es la interacción coulombiana con los demás electrones. Las interacciones con los núcleos son prácticamente elásticas debido a la gran diferencia de masa, pero alteran significativamente la trayectoria de los electrones.

Las interacciones más importantes en la dosimetría de las partículas cargadas son las reacciones de dispersión, que se pueden agrupar en cuatro grupos;

1. Dispersiones inelásticas con los electrones atómicos (colisiones blandas); Se producen cuando la trayectoria de los electrones está relativamente alejada del átomo y la interacción se realiza con todo el átomo como un conjunto. Un electrón de alta velocidad, choca contra un electrón de otro átomo y lo expulsa de su órbita (ionización), reduciendo la energía del primer electrón y cediéndola al segundo electrón. Uno o ambos de estos electrones, pueden repetir el proceso hasta que la cantidad de energía para cada electrón sea inferior al umbral de simulación. Estos electrones de baja energía (iones negativos), eventualmente reaccionarán con átomos dentro de lo que se conoce como "subionización". En este caso los átomos no son ionizados, pero a los electrones orbitales se les provee de un pequeño exceso de energía que eventualmente ceden en una forma de radiación electromagnética de muy baja energía.
2. Dispersiones elásticas con los electrones atómicos (colisiones duras); Se producen cuando la partícula incidente tiene energías relativamente altas (fuera de nuestro rango de estudio) lo que permite considerar al electrón atómico como libre adquiriendo una importante fracción de energía (ionización), originando bruscos cambios de dirección en los electrones incidentes.
3. Dispersiones inelásticas con los núcleos atómicos; Cuando las trayectorias son más cercanas al núcleo, con distancias comprendidas entre el radio atómico y el nuclear, las partículas incidentes sufren fuertes cambios de dirección al interactuar con el campo electrostático de los núcleos (la carga positiva del núcleo actúa sobre la carga negativa del electrón). El electrón es atraído hacia el núcleo desviándose de su trayectoria original, lo cual origina la emisión de energía mediante radiación electromagnética (fotones) denominada radiación de frenado o *bremstrahlung*. El electrón puede perder parte de su energía y frenarse al modificar su dirección. La energía cinética

perdida por el electrón se emite directamente en forma de un fotón de radiación. Ocasionalmente, el electrón podrá chocar frontalmente con el núcleo. En este tipo de colisión toda la energía del electrón aparece como un único fotón de rayos X (radiaciones secundarias).

4. Dispersiones elásticas con los núcleos; este tipo de reacción no genera fotones de energía apreciable, por lo que puede considerarse que se trata de reacciones de dispersión elástica con los núcleos atómicos, es decir, la clásica dispersión de Rutherford. Es un tipo de reacción de escaso interés en dosimetría ya que la partícula incidente apenas pierde energía, pero origina fuertes desviaciones en la trayectoria del electrón incidente.

Anexo III. EGS4, DESCRIPCIÓN GENERAL

El código EGS4 [35] permite la simulación mediante el método de Montecarlo del transporte combinado de electrones (y positrones) y fotones en un amplio rango energético. El transporte de las partículas puede simularse en cualquier elemento, compuesto químico o mezcla mediante el código de preproceso PEGS4 que crea los datos que necesita EGS4 a partir de tablas de secciones eficaces para los primeros 100 elementos de la tabla periódica.

El código EGS4 es de acceso público y gratuito y puede obtenerse a través de Internet en varios servidores [135]. En estas direcciones también se obtienen manuales e informes relacionados, entre otros, con el propio código EGS4 [35, 136 a 139], los procesos de transporte considerados, la estructura de las subrutinas incluidas [140, 141] o los manuales de utilización del código.

Además de los documentos propios del código, el número de artículos, libros y publicaciones relacionadas con EGS4 y sus aplicaciones es enorme (dosimetría con partículas de alta energía, radioterapia, protección radiológica, física de partículas...)

AIII.1. Historia del código

Los primeros códigos de Montecarlo para la simulación del transporte de partículas se desarrollaron a principios de los años 60 [142 a 144]. Desde entonces, cada vez han sido más utilizados gracias al aumento de velocidad y memoria de los equipos informáticos [87].

El código SHOWER escrito por Nagel *et al.* [145] fue el embrión del código EGS (Electron Gamma Shower) introducido por Ford y Nelson [29] en 1978. El código EGS3 originalmente fue diseñado para simular la interacción electromagnética de alta energía con la materia, desde miles de GeV hasta 1 MeV para electrones y 100 keV para fotones. Incorporaba el código PEGS3, que permitía generar los archivos de entrada de los materiales utilizados durante la simulación, con 100 elementos y cualquier compuesto o mezcla de ellos.

Finalmente la última versión, el EGS4, fue introducida en 1985. Uno de los aspectos que quedaba poco recogido era el problema de las bajas energías. A raíz de esta necesidad y de la colaboración con el National Laboratory for High Energy Physics de Japón (KEK), surge la versión actual. Considera un rango mas amplio de energías, pudiendo simular el transporte hasta 10 keV de electrones y hasta 1 keV para

fotones, y también introduce mejoras en la dispersión de fotones, el desplazamiento Doppler, la producción de rayos X y electrones Auger de la capa L y, el factor de impacto de ionización de los electrones para este rango energético [146, 147]. Esta versión [148] es la que hemos utilizado y la que describiremos brevemente a continuación.

AIII.2. Características básicas

AIII.2.1. Estructura

Los distintos módulos del programa han de comunicarse y compartir toda una serie de datos a través del “programa principal” (o MAIN), que ha de elaborar el usuario. Para escribir el programa se deben seguir un conjunto de reglas específicas que afectan las órdenes de llamada a cada subrutina, los macros usados, las subrutinas interconectadas mediante variables comunes, etc. En el “programa principal” también se leen los datos de entrada, se asignan los medios a las distintas regiones y se inicializan los generadores de números aleatorios.

Los pilares sobre el cual se estructura la física del transporte de partículas en el código EGS4 son las subrutinas HATCH y SHOWER, que son llamadas por el programa principal y que son las que, a su vez, llaman a las distintas subrutinas que forman parte del código para simular el transporte y las distintas interacciones de las partículas

La rutina HATCH lee los datos de los materiales que serán utilizados durante la simulación y que han sido generados mediante el código PEGS4. Una vez que se ha realizado esta iniciación, el programa ya puede ejecutar la rutina SHOWER, generando la cascada de partículas producidas en la simulación para cada historia que se simula. Esta rutina, que contiene las subrutinas para el transporte de electrones y fotones (ELECTR y PHOTO), requiere los parámetros iniciales de la partícula (posición en el espacio, energía, dirección, región, carga eléctrica y factor de peso) para cada historia. Algunos de estos parámetros iniciales requieren un muestreo previo antes de llamar la subrutina SHOWER, como pueden ser escoger una trayectoria aleatoria dentro del haz, o hacer un muestreo del espectro energético de los fotones emergentes de la fuente.

Además, es preciso llamar dos rutinas adicionales que son HOWFAR y AUSGAB ambas escritas por el usuario, como se muestra en la Fig. A3.1. La primera de ellas determina la geometría del problema (localización de la partícula y distancia de ésta a las fronteras geométricas) [149] mientras que la segunda es la responsable del recuento de las variables asociadas a la partícula y permiten definir cada magnitud

buscada para generar los archivos de la salida con los resultados de los parámetros físicos que se pretenden medir.

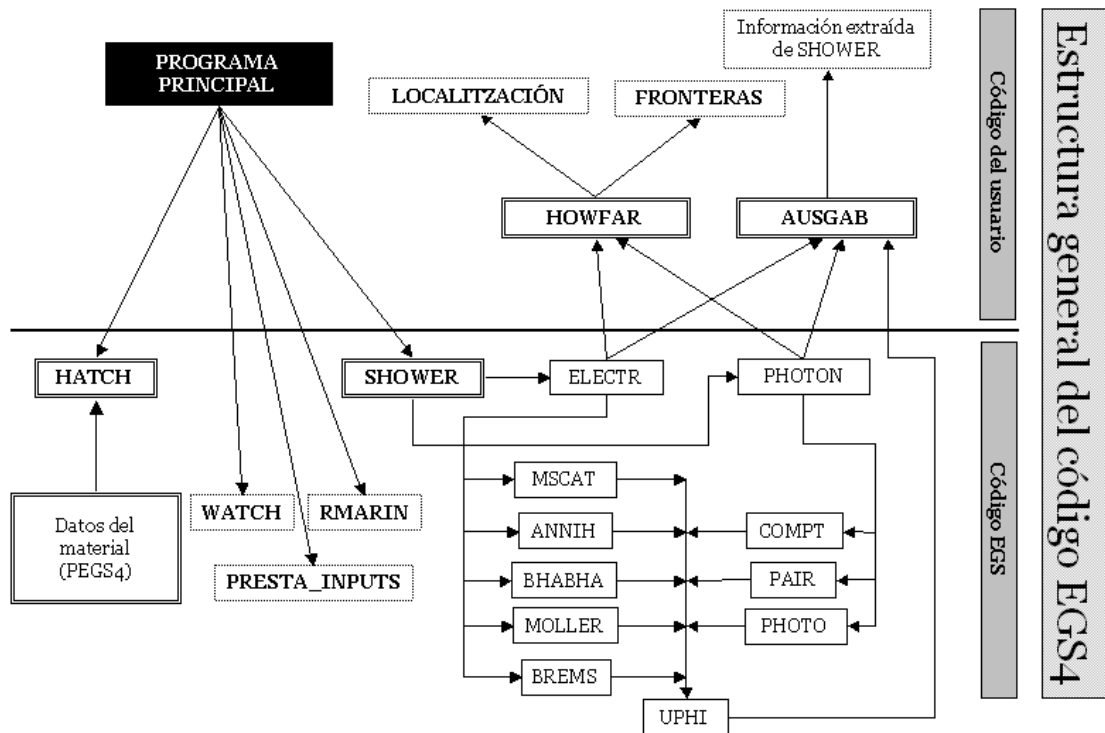


Fig. A3.1. Diagrama simplificado del código EGS4 modificado a partir de la figura publicada por Nelson [35]. En el Anexo IV se detallan los diagramas del programa principal.

El sistema EGS4 sigue la trayectoria de todas las partículas hasta que su energía es menor que la energía de corte o hasta que salen fuera de la región de simulación.

El hecho de ser un método estadístico hace que para disminuir las incertidumbres haya que aumentar el número de historias, esto sin embargo supone un mayor tiempo de cálculo. Este es uno de los motivos por los que existe un preprocesador (PEGS4) cuya función es calcular los datos físicos y prepararlos de un modo especial para que la evaluación numérica por parte del programa sea rápida.

AIII.2.2. PEGS4

Como se ha visto en las secciones previas, para realizar una simulación de acuerdo con las leyes físicas que gobiernan cada proceso es necesario disponer de una gran cantidad de datos sobre las secciones eficaces para los distintos materiales utilizados. Por otro lado, para mejorar la eficiencia del cálculo, los datos tienen que ser de fácil acceso. El paquete de simulación EGS4 lleva incorporado un código de

preproceso PEGS4 [150] que es el encargado de computar y preparar los datos físicos requeridos para la simulación (datos de los materiales y rangos energéticos utilizados). Dicho código construye a intervalos un ajuste lineal de la sección eficaz y la relación de ramificado sobre un gran número de intervalos de energía. En general, solo es preciso usar el código PEGS4 una vez para obtener los archivos de datos de los distintos materiales en los que se realiza la simulación mediante EGS4. El rango de energías para partículas cargadas abarca desde 10 keV hasta 1000 GeV, mientras que para fotones abarca desde 1 keV hasta 1000 GeV.

Los materiales usados pueden ser elementos simples, compuestos o mezclas. Para elementos simples, el usuario puede utilizar los valores físicos por defecto de la densidad, peso atómico, o cambiarlos a su interés. Esta característica da libertad para utilizar diferentes isótopos y simular en las condiciones exactas de experimentación. Cuando se especifican compuestos, el usuario puede cambiar el número de elementos del compuesto, la densidad, en número relativo de cada elemento atómico, y el estado del compuesto. Las características del material compuesto (por ejemplo, sección eficaz) se calculan a partir de la suma ponderada de los átomos que lo componen, y el peso se determina a partir de la proporción de cada tipo de átomo. La información necesaria para las mezclas de elementos es la misma que para los compuestos, excepto, la proporción de átomos. El peso relativo de cada tipo de átomos utilizados se especifica por separado.

Para que el modelo que simulamos en EGS sea lo más realista posible, se ha tenido en cuenta la dispersión coherente (Rayleigh) en la generación de las secciones eficaces que PEGS prepara para cada tipo de material.

AIII.2.3. Mortran

Tanto las subrutinas integradas en EGS4 como las escritas por el usuario hacen uso de un lenguaje de programación denominado Mortran 3 [151], cuya estructura es muy similar al lenguaje Fortran. La ventaja de la programación en Mortran sobre la de Fortran está en el uso de la facilidad de macros. Las macros no son más que definiciones que en la mayoría de los casos consisten en sustituir una cadena por otra. De esta forma se logra una programación más compacta (unas pocas líneas en Mortran pueden suponer un gran número de líneas en Fortran) ya que bloques de sentencias que se usan con asiduidad pueden ser sustituidos por sus correspondientes macros. Al mismo tiempo se mejora el rendimiento al incluir dentro del programa principal partes del código que, si fueran incluidas como subrutinas, supondrían un mayor tiempo de acceso y ejecución.

El programa específico escrito por el usuario se combina con los archivos estándares de EGS para producir un programa más largo. A partir del código fuente en

Morfran 3 y a través precompilador que incluye el sistema EGS4, se genera el código en Fortran 77 que posteriormente se compila y se ejecuta.

AIII.2.4. Técnicas de reducción de varianza

Existen una serie de técnicas que, empleadas correctamente, van a permitir aumentar la eficiencia de los cálculos, es lo que se conoce como técnicas de reducción de la varianza [152, 153]. Algunas de ellas no introducen ningún tipo de aproximación física al transporte de partículas, sin embargo otras sí lo hacen, por lo que este aumento en la velocidad de cómputo podría ir acompañado de una disminución en la precisión de los resultados.

El algoritmo PRESTA (Parameter Reduced Electron Step Transport Algorithm) se puede considerar, de algún modo, como una técnica de reducción de varianza. Este algoritmo reproduce un transporte más preciso de los electrones [154]. Introduce fundamentalmente tres correcciones sobre el método de transporte que trae el EGS4 por defecto.

a) Corrección por camino recorrido. Se introduce un cálculo más refinado de la curvatura media de cada desplazamiento de los electrones ya que el modelo estándar sobreestimaba la corrección por la curvatura. Esta corrección sólo tiene importancia después de un suceso de dispersión múltiple.

b) Algoritmo de corrección lateral. Tiene en cuenta el desplazamiento lateral que se produce en cada paso, correlacionándolo con el ángulo de dispersión múltiple seleccionado al final de cada paso. Este efecto era ignorado en la versión estándar, por lo que la difusión lateral quedaba infraestimada.

c) Algoritmo de cruce de fronteras. Este algoritmo hace que el tamaño de los pasos de los electrones en el medio varíe en función de su distancia a la frontera, de manera que cuanto más se acerque a ella, menor va a ser el tamaño de los pasos del electrón, asegurando así un transporte más preciso.

Este tercer punto que introduce el algoritmo PRESTA hace que su propio uso se pueda considerar una técnica de reducción de la varianza ya que se está reduciendo el uso de pequeños desplazamientos sólo a aquellos puntos en que realmente se necesita, como en las proximidades de las fronteras o interfaces.

AIII.2.5. DOSXYZ

En 1995 se desarrolló el paquete BEAM [155] para realizar simulaciones en el campo de la radioterapia utilizando el método de Montecarlo. El paquete incluye el

código BEAM, para emular fuentes de radioterapia, y el código DOSXYZ. Ambos basados en el código EGS4 y escritos en Mortran 3.

El código DOSXYZ esta diseñado para realizar el cálculo tridimensional de dosis absorbidas calculando la deposición de energía en cada *voxel*. Las dimensiones de los *voxels* pueden cambiar arbitrariamente en las tres direcciones y cada *voxel* puede tener diferentes materiales y/o diferentes densidades.

AIII.3. Simulación de las interacciones

AIII.3.1. Transporte de las partículas

El código simula el transporte de las partículas de acuerdo con las distribuciones de probabilidad gobernadas por las distintas secciones eficaces conocidas con una importante precisión. La simulación se lleva a cabo teniendo en cuenta las siguientes etapas:

- Distancia de recorrido de las partículas entre los puntos de la interacción
- Tipo de interacción en cada punto
- Energía y dirección de la partícula o partículas emergentes de cada interacción, y
- Determinación de las trayectorias de las partículas en el sistema de coordenadas cartesiano.

Muestreo aleatorio de la longitud de recorrido

El programa determina para cada partícula la distancia recorrida desde la posición inicial hasta que interacciona. El código EGS usa una inversión de muestreo para determinar la distancia hasta la siguiente interacción. En este caso, la función densidad de probabilidad nos determina la probabilidad que una partícula no interaccione en una distancia t y viene dada por;

$$p(t) = \sigma e^{-\sigma t} \quad (\text{AIII.1})$$

donde σ es la sección eficaz total debida a todas las interacciones consideradas. La función de distribución se calcula de la siguiente manera;

$$c(t) = \int_0^t \sigma e^{\sigma t'} dt' = 1 - e^{-\sigma t} \quad (\text{AIII.2})$$

Construimos la función inversa de la función de distribución,

$$t = -\frac{1}{\sigma} \ln[1 - c(t)] \quad (\text{AIII.3})$$

Si se genera un número aleatorio ξ uniformemente distribuido en el intervalo unidad, podemos decir que la distancia a la siguiente interacción vendrá determinada por,

$$t = -\frac{1}{\sigma} \ln(1 - \xi) = -\frac{1}{\sigma} \ln(\xi) \quad (\text{AIII.4})$$

ya que si ξ está uniformemente distribuido en el intervalo $[0,1]$, entonces $[1 - \xi_i]$ también está uniformemente distribuido en este intervalo. Este resultado solo se puede aplicar en medios homogéneos con densidad constante y tamaño infinitamente grande.

En este trabajo el fotón viaja a través de un volumen finito, compuesto por millones de regiones (*voxels*) con distintos materiales y densidades. El procedimiento usado en EGS es el siguiente [35]:

1. Calcula t en la localización presente.
2. Selecciona un número aleatorio ξ y escoger $t_1 = -\frac{1}{\sigma} N_\lambda = -\frac{1}{\sigma} \ln(\xi)$, donde N_λ representa un muestreo aleatorio de caminos medio libres.
3. Calcula la distancia d hasta el límite más cercano en la dirección del fotón estudiado.
4. Fija t_2 como el más pequeño de t_1 y d ; transporta t_2 .
5. Subtrae $t_2 \sigma$ de N_λ , si el resultado es cero, entonces el fotón no ha salido de la región, y tendrá lugar una interacción y seguidamente se sale de este bucle.
6. Este paso se alarga si $t_1 > d$ y se alcanza en límite de la región. Si la nueva región es del mismo material volvemos al paso 2, sino se vuelve al paso 1.

Usando esta técnica el fotón puede ser transportado a través de medios heterogéneos y de tamaño reducidos.

Selección de la interacción

Una vez se han seleccionado las coordenadas donde tendrá lugar la interacción, se tiene que seleccionar el tipo de interacción que se va a producir. El código EGS4 incluye los procesos relevantes en un amplio rango energético para fotones, electrones y positrones [129, 156], aunque no todos ellos tendrán relevancia en el rango de energías utilizado en los equipos de TC.

- Efecto fotoeléctrico.
- Dispersión Compton.
- Producción de pares.
- Dispersión coherente (Rayleigh) opcional.
- Radiación de frenado (Bremsstrahlung).
- Dispersión de Møller (electrones) y de Bhabha (positrones).
- Aniquilación de positrones en vuelo y en reposo.
- Proceso de pérdida continua de energía de partículas cargadas entre dos interacciones discretas.
- Dispersión múltiple de Molière (dispersión de Coulomb desde los núcleos).

La probabilidad que se produzca cada interacción es proporcional a la sección eficaz y la función densidad de probabilidad de una interacción es el diferencial de sección eficaz de ésta interacción [157]. Si es posible numerar las interacciones 1,2,... n , entonces la “proporción de bifurcación”, $F(i)$, se define como:

$$F(i) = \frac{\sum_{j=1}^i \sigma_j}{\sigma_t}, \quad (\text{AIII.5})$$

donde σ_j es la sección eficaz para la interacción j -ésima y σ_t es la sección eficaz total.

El número i de la interacción se selecciona escogiendo un número ξ y buscamos i de la siguiente forma:

$$F(i-1) \leq \xi < F(i) \quad (\text{AIII.6})$$

Como ejemplo, supongamos que hay un 20% de probabilidad de interacción fotoeléctrica y un 80% de probabilidad de dispersión Compton para un determinado fotón. Si $\xi \leq 0,2$ entonces tendrá lugar la interacción fotoeléctrica, y si no ($\xi > 0,2$) entonces tendrá lugar la interacción Compton.

Una vez se ha seleccionado el punto y el tipo de interacción, se tiene que simular dicha interacción para calcular la energía y la dirección que tendrá(n) la(s) partícula(s) que emerge(n) del punto de interacción.

Transporte geométrico. Rotación de Coordenadas

EGS4 usa este algoritmo para determinar las trayectorias de las partículas emergentes de las interacciones. Se describe la localización espacial de la partícula, $\vec{x} = (x, y, z)$, y la dirección de la partícula, $\vec{u} = (u, v, w) = (\text{sen}\theta \cos\phi, \text{sen}\theta \text{sen}\phi, \cos\theta)$ respecto los ejes cartesianos X, Y, y Z, donde θ es el ángulo polar y ϕ es el ángulo azimutal. Si la partícula recorre una distancia S , la nueva posición, $\vec{x}' = (x', y', z')$, viene determinada por $\vec{x}' = \vec{x} + \vec{u}S$, o:

$$\begin{aligned} x' &= x + uS \\ y' &= y + vS \\ z' &= z + wS \end{aligned} \quad (\text{AIII.7})$$

Si seleccionamos una interacción de dispersión nos devolverá un ángulo polar de la desviación. Esta desviación se tomará respecto a la dirección del fotón incidente. Cuando lo combinamos con un ángulo azimutal elegido aleatoriamente, se pueden determinar los nuevos cosenos directores. Cashwell y Everett [158] describieron un método para determinar los cosenos directores (respecto las coordenadas iniciales) de los fotones después de múltiples colisiones. Para sistemas donde θ es el ángulo polar y $w = \cos\theta$,

$$\begin{aligned}
 u' &= \frac{u^*uw}{p} - \frac{v^*v}{p} + w^*u \\
 v' &= \frac{u^*wv}{p} + \frac{v^*u}{p} + w^*v \\
 w' &= -u^* + w^*w
 \end{aligned}
 \tag{AIII.8}$$

donde u', v', w' son los cosenos directores de la línea de vuelo de la partícula dispersada; u, v, w son los cosenos directores de la partícula incidente; u^*, v^*, w^* , son los cosenos directores del de la línea de vuelo de la partícula dispersada respecto u, v, w ; y $p = \sqrt{1-u^2}$ se usa para la normalización.

AIII.3.2. Transporte de los fotones

En la Fig. A3.2 se muestra esquemáticamente las distintas etapas que realiza el código EGS4 durante la simulación del transporte de los fotones. Al iniciar cada historia se determinan los parámetros propios de la partícula (tipo de partícula, energía, posición, y dirección)

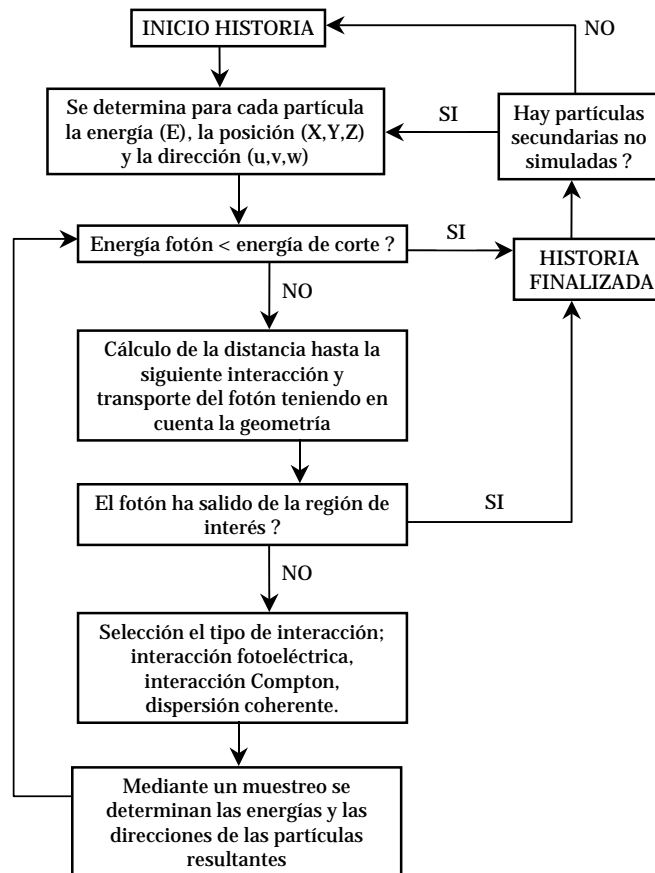


Fig. A3.2. Diagrama con las distintas etapas que realiza el código EGS para la simulación del transporte de fotones.

Las interacciones que conllevan el transporte de las distintas partículas han sido descritas en el Anexo II y, como es obvio, son independientes del código de Montecarlo usado. Por ello, nos centraremos en las diversas aproximaciones que en cada caso usa el código EGS4, en el rango energético de nuestro estudio.

Las características principales del efecto fotoeléctrico son, como se ha visto en el Anexo II, la necesidad de una energía umbral para que se produzcan, su fuerte dependencia con el número atómico Z y su predominio sobre los otros efectos para el rango inferior de energías. Esta última característica en particular es la que hace que hayan de conocerse más a fondo las aproximaciones con que el EGS4 trata esta interacción cuando se trabaja con aplicaciones de baja energía, como es nuestro caso.

La interacción modelada por el código EGS4 crea un electrón cuya energía es igual a la energía del fotón incidente menos la energía de enlace de la capa correspondiente (K, L, M,...) del átomo. En las sucesivas actualizaciones para la mejora del código se incluye una distribución angular más real del electrón emitido [140] corrigiendo el hecho que la dirección de emisión del electrón es la del fotón que lo ha generado, aproximación que no es válida para bajas energías. La versión estándar del código tampoco considera los fotones de fluorescencia que puedan ser emitidos, para esto se suministra junto con el código una rutina que permite la creación y el transporte de estos fotones fluorescentes de los niveles K_{α} y K_{β} [146, 159].

El código EGS4, al tratar la dispersión Compton, considera el electrón con el que se produce la interacción, como libre, ignorando el enlace que éste tiene con el núcleo atómico. Para las energías en las que este efecto toma importancia se puede utilizar esta aproximación ya que, según se explicó en la sección AII.1.2, el valor de la energía de enlace es muy pequeña comparada con la de los fotones que interaccionan. El efecto del enlace en la interacción Compton ha sido considerado [129] teniendo en cuenta el cambio en la sección eficaz de los fotones y la distribución angular de las partículas resultantes.

Cuando el código EGS4 simula una dispersión coherente (Rayleigh) considera los átomos como si contribuyeran de modo independiente. Se incorporan tablas con la sección eficaz total, válidas para todos los elementos que considera PEGS4 y, energías comprendidas entre 1 keV y 100 MeV [160]. La importancia relativa de la dispersión coherente es del orden del 15% en materiales de Z bajo y para energías de unos 20 keV.

AIII.3.3. Transporte de los electrones

La simulación de electrones es, en general, mucho más compleja que la simulación de las partículas sin carga. Al poseer una elevada relación carga-masa se

produce emisión de radiación electromagnética, denominada “bremsstrahlung” o radiación de frenado, y sus trayectorias son irregulares y de alcance poco definido. El transporte de electrones es muy importante para simular completamente la cascada electromagnética que se produce al interactuar una partícula con un medio. Sin embargo para el rango de energías utilizado en este trabajo ($E < 140$ keV) el porcentaje de interacciones electrónicas respecto al total es de aproximadamente el 5%.

Existe otra diferencia entre el transporte de partículas cargadas como los electrones y el de partículas sin carga como los fotones o neutrones. Como hemos visto, en el caso de fotones es posible simular todas y cada una de las interacciones que se producen. Al tratar con electrones esto se vuelve imposible ya que el número de interacciones de Coulomb que se producen, tanto con los núcleos atómicos como con los electrones orbitales, es muy grande y no existe posibilidad real de simular todas y cada una de ellas.

Para simular el gran número de interacciones que sufren los electrones se han desarrollado técnicas que tienden a agrupar las interacciones y seguirlas como si fuera una sola, es lo que se conoce como "historias condensadas" o técnicas "macroscópicas". Las desviaciones angulares y pérdidas de energía se toman en un número de pequeños segmentos en los que se divide el recorrido de los electrones para tener en cuenta el efecto de todas las interacciones. El código EGS4 usa la técnica de las historias condensadas según los modelos de Clase II [17]. Estos modelos son mixtos ya que por una parte agrupan las interacciones en las que las pérdidas de energía o las desviaciones angulares son pequeñas y por otra consideran individualmente las llamadas interacciones catastróficas, que son aquellas en las que se produce una pérdida de energía o desviación grande (fuera de nuestro rango energético).

AIII.3.4. Energías de corte

En este trabajo el valor de la energía de corte se ha fijado en 30 keV para electrones y en 5 keV para los fotones. Por consiguiente todos los electrones son absorbidos rápidamente debido a su corto alcance a bajas energías. Para ilustrar este alcance limitado, la Fig. A3.3 muestra la influencia que tiene la energía de corte en la profundidad donde se absorbe la dosis, para electrones de 100 keV en agua [156]. Como se puede observar la energía de los electrones es completamente absorbida a unos 0.15 mm de profundidad, que es aproximadamente un orden de magnitud más pequeño que el tamaño de los *voxels* que utilizaremos durante la simulación.

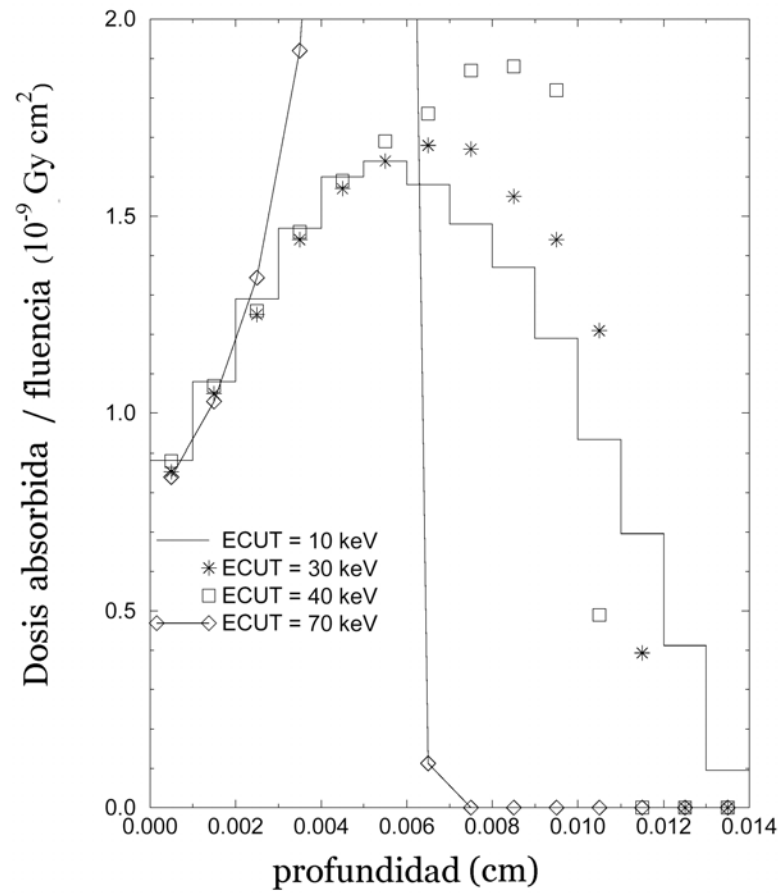


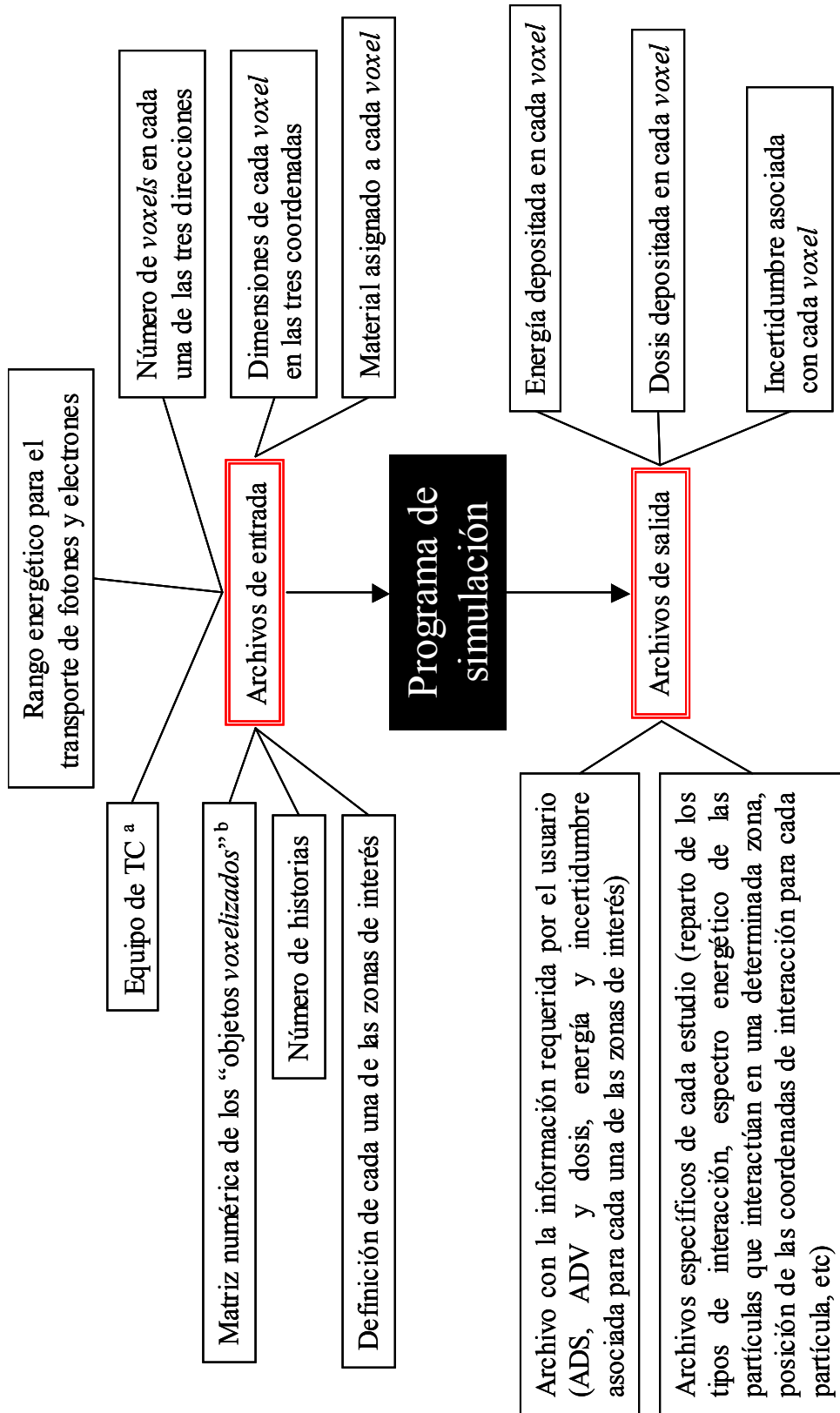
Fig. A3.3. Dosis absorbida en función del grosor atravesado de agua para electrones de 100 keV.

Anexo IV.

DIAGRAMA DE FLUJO DEL PROGRAMA DE SIMULACIÓN

Durante el proceso de simulación, el programa principal combina la información contenida en los archivos de entrada con las rutinas contenidas en el código EGS4 y genera un conjunto de archivos de salida con los resultados obtenidos. La conexión del programa de simulación con el código EGS4 se ha ilustrado en la Fig. A3.1, mientras que los parámetros específicos de los archivos de entrada y salida están representados en la Fig. A4.1. Por comodidad de lectura, los parámetros propios del escáner y del procedimiento de obtención de los “objetos voxelizados” a partir de las imágenes originales de TC se muestran en las Figs. A4.2 y A4.3.

Como se ha mencionado el programa principal debe ser escrito por el usuario y, en la mayor parte de los casos, se debe particularizar a cada simulación. Tanto el programa de simulación como los archivos de entrada y salida, con los respectivos diagramas de flujo, pueden experimentar variaciones con el fin de adaptarse a las necesidades específicas para cada estudio concreto.



^a Fig. A4.2.

^b Fig. A4.3.

Fig. A4.1. Diagrama simplificado de los archivos de entrada y salida de información.



Fig A4.2. Diagrama simplificado de los parámetros considerados durante la simulación de los equipos de TC.

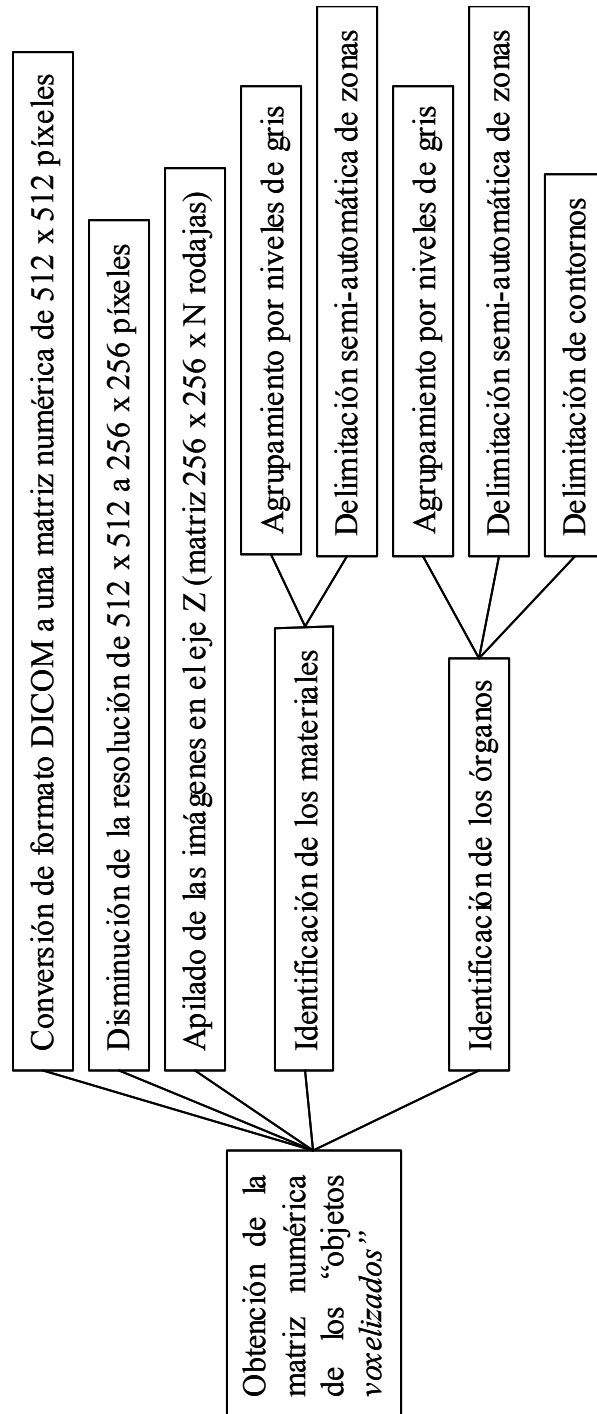


Fig A4.3. Metodología utilizada para la obtención de la matriz numérica de los “objetos voxelizados”.

Anexo V. FILTRO DE FORMA

Durante el proceso de obtención del espectro energético se tiene en cuenta, como se ha explicado en el apartado 2.1.1.1, la tensión del tubo, el material y la angulación del ánodo, la filtración primaria y el rizado de la tensión. Sin embargo, también hay que tener en cuenta la absorción, y el consecuente endurecimiento del haz, que produce el filtro de forma, destinado a reducir la dosis en los pacientes y homogeneizar la intensidad de los rayos X medida en los distintos detectores.

Para reproducir la atenuación que sufre el haz de fotones al atravesar el filtro de forma, se ha pre-calculado la distancia que recorre cada partícula dentro del filtro en función del ángulo de emisión. Los resultados obtenidos se incorporan al programa de simulación mediante una tabla de valores. Para simplificar el cálculo únicamente se ha tenido en cuenta la distancia recorrida en el plano axial, ya que las diferencias introducidas al no considerar la dimensión Z son despreciables [75].

Teniendo en cuenta que los fotones recorren una trayectoria rectilínea desde el punto de emisión hasta el filtro de forma, la distancia que recorre cada fotón por el interior del filtro de forma, $G(\alpha)$, se puede calcular:

$$\text{tag}(\alpha) = \frac{x}{D - y} \quad (\text{AV.1})$$

$$G = \frac{y}{\cos(\text{atag}(\alpha))} \quad (\text{AV.2})$$

donde x , y , D son las distancias consideradas en la Fig. A5.1.

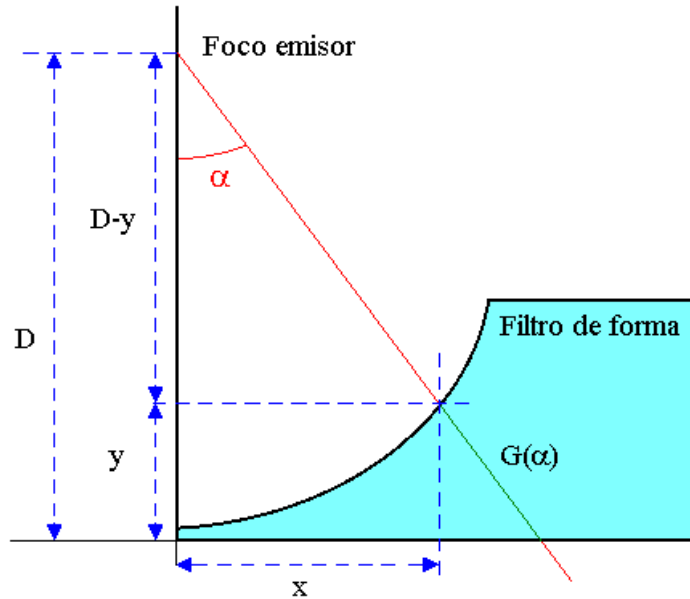


Fig. A5.1. Esquema utilizado para calcular la atenuación producida por el filtro de forma durante el proceso de simulación.

Las tablas con los valores de $G(\alpha)$ se han construido para cada uno de los filtros utilizados a intervalos de 0.1° desde 0° hasta 25° , cubriendo completamente la apertura máxima del haz. También se ha considerado que los filtros de forma son simétricos alrededor del eje central de irradiación.

En todas las simulaciones se ha tenido en cuenta que el material que forma el filtro de forma es politetrafluoroetileno (F_2C-CF_2), conocido por el nombre comercial Teflón. Los valores de los coeficientes lineales de atenuación para este material se han interpolado con un polinomio de quinto grado, cubriendo enteramente el rango de energías considerado en el espectro energético.

Previamente a la simulación de cada historia se calcula el factor de peso, $W(\alpha, E)$, que tiene en cuenta la atenuación global que se produce en el filtro de forma para cada fotón emitido. Este factor de peso tiene en cuenta tanto la distancia que recorre la partícula dentro del filtro de forma, como el coeficiente de atenuación lineal que va a depender de la energía inicial del fotón:

$$W(\alpha, E) = e^{-\mu_{\text{Teflón}}(E) \cdot G(\alpha)} \quad (\text{AV.3})$$

El factor de peso es uno de los parámetros de entrada de la subrutina SHOWER que, como se ha descrito en el apartado A3.2.1, genera la cascada de partículas que son simuladas para cada historia.

Para llevar a cabo las simulaciones se han utilizado tres filtros distintos: el primer filtro (F1) se ha utilizado para realizar las simulaciones con los equipos GE HiSpeed y Helicat II, mientras que el equipo Aquilion disponen de dos filtros distintos según si el área anatómica irradiada es cuerpo (F2) o cabeza (F3).

Desafortunadamente, los datos del filtro de forma que suministra el fabricante no son completos, especialmente por lo que se refiere a la geometría específica de cada filtro. Para caracterizar la distancia recorrida, para cada uno de los ángulos de emisión, se ha procedido con distintas metodologías dependiendo de la disponibilidad y de la información previa de cada filtro de forma utilizado

Caracterización del filtro de forma para los equipos HiSpeed y Helicat II

La caracterización del filtro de forma de ambos equipos se ha realizado midiendo las distintas longitudes recorridas en función del ángulo de emisión sobre el propio filtro de forma F1, sabiendo que el material constituyente es Teflón. Se han obtenido las curvas de atenuación relativa midiendo con la cámara de ionización desde el isocentro y en distintas posiciones a lo largo del eje X hasta cubrir completamente el ángulo de apertura del haz. Los perfiles obtenidos para los filtros de ambos escáneres han sido muy similares, por lo que el filtro utilizado para realizar las simulaciones de ambos equipos de TC ha sido el mismo.

Caracterización del filtro de forma para el equipo Aquilion

Para determinar las dimensiones del filtro se ha partido de la idea primaria del “filtro perfecto” [79], y se ha considerado que la geometría del filtro esta diseñada para que la atenuación producida por el filtro de forma y por un maniquí cilíndrico de agua sea constante en toda la abertura del haz. Como se observa en la Fig. A5.2, la atenuación global del conjunto filtro–maniquí va a ser constante para cualquier ángulo de emisión siempre que el producto longitud recorrida en cada material por el coeficiente de atenuación másico de cada material sea constante.

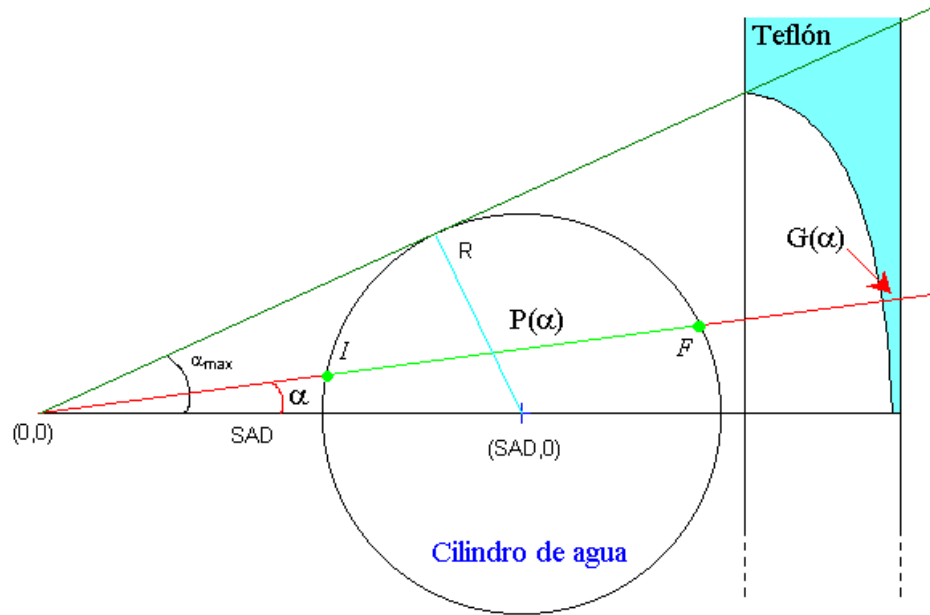


Fig. A5.2. Esquema utilizado para calcular la atenuación global del filtro de forma y del maniquí cilíndrico de agua, en función del ángulo de emisión. El esquema del filtro se muestra ampliado para facilitar la visión.

Se ha supuesto que el material del filtro es Teflón, por lo que se deduce que:

$$e^{-\mu_{\rho,w} \cdot P(\alpha) - \mu_{\rho,Teflón} \cdot G(\alpha)} = A \quad (\text{AV.4})$$

donde A es una constante, $\mu_{\rho,w}$ y $\mu_{\rho,Teflón}$ son respectivamente los coeficientes de atenuación másico divididos por las densidades del agua y del Teflón y, $G(\alpha)$ y $P(\alpha)$ representan el grosor del filtro de forma y del maniquí de agua, respectivamente.

La longitud que va a recorrer cada partícula por el interior del maniquí de agua, $P(\alpha)$, se ha calculado a partir de la distancia entre los puntos I y F. Estos dos puntos se han obtenido resolviendo el sistema de ecuaciones que se obtiene al considerar que la trayectoria rectilínea de la partícula, $y = x \cdot \tan(\alpha)$, cruza la periferia de la circunferencia $(x - SAD)^2 + y^2 = R^2$, donde SAD representa la distancia entre el punto de emisión y el isocentro del equipo de TC, y R es el radio del maniquí de agua. Después de algunas operaciones se deduce que:

$$P(\alpha) = |IF| = 2\sqrt{R^2 - SAD^2 \cdot \text{sen}^2 \alpha} \quad (\text{AV.5})$$

Si imponemos las condiciones iniciales a la ecuación AV.4, podemos obtener el valor de A , y la longitud máxima, $G(\alpha_{\max})$, que podrá recorrer cada partícula por el interior del filtro:

a) Para el rayo central, $\alpha = 0$, se obtiene que $P(0) = 2R$, y la ecuación AV.4 se describe:

$$e^{-\mu_{\rho,w} \cdot 2R - \mu_{\rho,Teflón} \cdot G(0)} = A \quad (\text{AV.6})$$

Sabiendo el grosor del filtro de forma que atraviesa el rayo central, $G(0)$, obtenemos el valor de la constante A . Está claro que el valor A depende del filtro de forma considerado, F2 ó F1, puesto que radio del maniquí utilizado será 25 ó 16 cm respectivamente.

b) Para la máxima apertura del haz de fotones, $\alpha = \alpha_{\max}$, se obtiene que $P(\alpha_{\max}) = 0$, y la ecuación AV.4 se describe:

$$e^{-\mu_{\rho,Teflón} \cdot G(\alpha_{\max})} = A \quad (\text{AV.7})$$

Finalmente, de la ecuación AV.4 se puede deducir fácilmente que la longitud que recorrerá cada fotón por el interior del filtro de forma vendrá determinada por:

$$G(\alpha) = \frac{-\ln(A) - \mu_{\rho,w} \cdot P(\alpha)}{\mu_{\rho,Teflón}} \quad (\text{AV.8})$$

En la Fig. AV.3 se puede observar la representación gráfica de los valores obtenidos para la distancia recorrida por los fotones en el interior de los tres filtros de forma a lo largo del eje X.

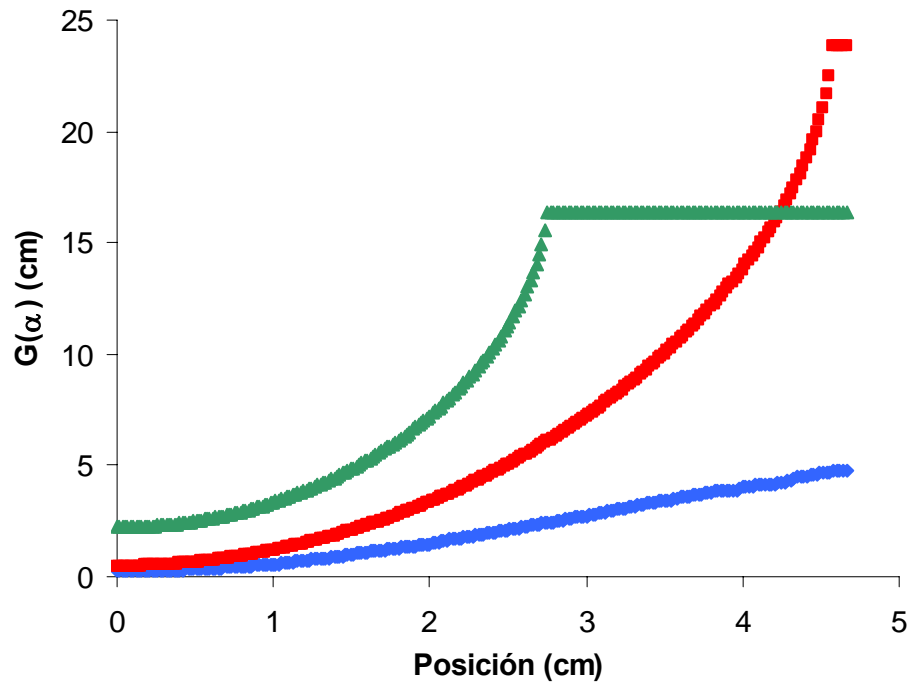


Fig. A5.3. Valores obtenidos para la función $G(\alpha)$ a lo largo de la longitud del filtro de forma \blacklozenge F1, \blacksquare F2 y \blacktriangle F3.

Anexo VI.**DETERMINACIÓN DE LA COMPOSICIÓN QUÍMICA DE LOS PROTECTORES DE BISMUTO**

Al no disponer de datos precisos de la composición química de los protectores de bismuto, para realizar las simulaciones se ha utilizado un material equivalente, compuesto por látex [161] y una pequeña porción de bismuto. La proporción de cada elemento se ha determinado de una forma indirecta, comparando las dosis medidas experimentalmente con las obtenidas mediante las distintas simulaciones. Las medidas experimentales se han realizado en un equipo de radiodiagnóstico convencional, empleando un haz de rayos X generado con un ánodo de tungsteno inclinado 7°, 8,8 mm de Al equivalente de filtración primaria, una diferencia de potencial de 120 kVp y una carga de 100 mAs.

Se han realizado medidas experimentales con los protectores de bismuto para tiroides y mamas utilizando una cámara de ionización. En la Tabla A6.1 se pueden observar los valores medidos y la reducción de dosis obtenida al utilizar cada uno de los protectores. El porcentaje de transmisión promedio para los dos protectores ha sido del 52,7%. Asimismo, se ha estudiado el porcentaje de transmisión al interponer láminas de aluminio con grosores crecientes, con el fin de hallar la capa hemireductora para el haz utilizado.

Tabla A6.1. Dosis obtenidas con y sin protectores de bismuto, y para distintos grosores de láminas de aluminio y transmisión porcentual.

Material	Dosis (mGy)	Transmisión^a (%)
Sin material	5,23	100,0
Protector de tiroides	2,77	53,0
Protector de mama	2,74	52,5
Aluminio (6 mm)	3,07	58,8
Aluminio (7 mm)	2,82	54,0
Aluminio (8 mm)	2,63	50,3

^a La transmisión se ha calculado: $100 \cdot (\text{Dosis sin material} / \text{dosis con material})$

Estas medidas han permitido determinar que la capa hemireductora es de 8,09 mm de Al, y que el grosor promedio de ambos protectores de bismuto es igual a 7,33 mm de Al equivalente.

A partir de estos datos experimentales se han realizado una serie de simulaciones con el fin de determinar la dosis absorbida en una cierta masa de aire, con y sin la utilización de láminas de aluminio y protectores de bismuto. Se ha seleccionado una anchura nominal de colimación de 0,8 mm y un campo de exploración de 1 cm de diámetro para conseguir que el haz de fotones suficientemente colimado y asegurar que todas las partículas interaccionan con los protectores. Los parámetros propios que definen el espectro energético se han escogido para reproducir las condiciones experimentales de medida. El “objeto” de aire, simulado como aire equivalente C552, ha sido un prisma de 5 cm de longitud, con un volumen de 692 cm³ y 1.217 kg de peso. En la Fig. A6.1 se muestran las imágenes utilizadas para las distintas simulaciones, cuyos *voxels* se han incorporado con un grosor de 5 cm. El tubo de rayos X se ha mantenido fijo, mientras que el estrecho haz de fotones se ha hecho incidir de la parte superior a la inferior de cada imagen y en el centro de la superficie superior del prisma que representa cada imagen.

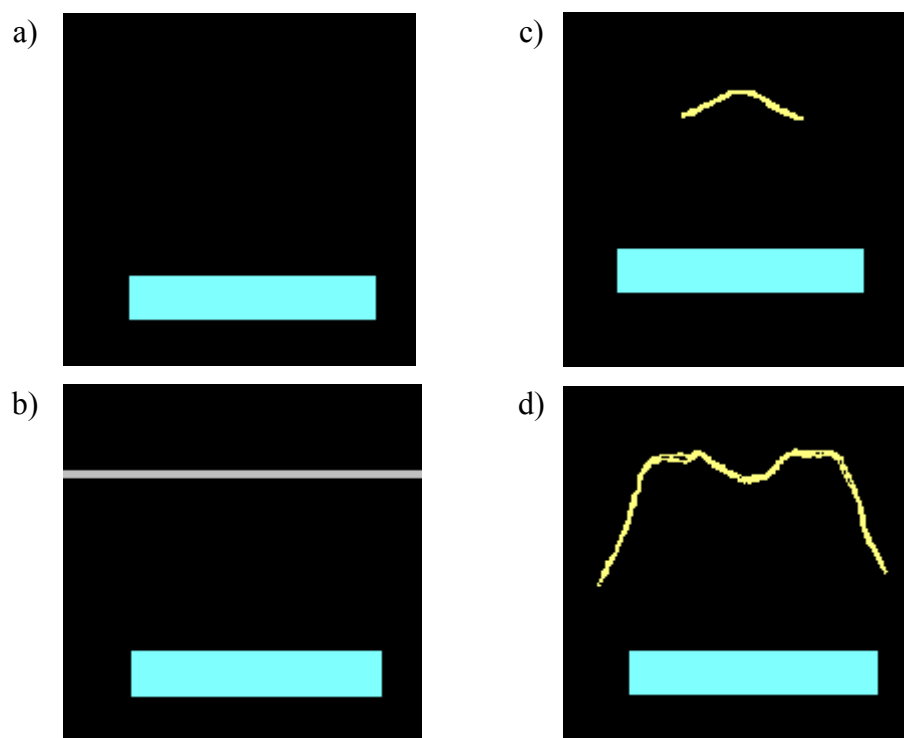


Fig. A6.1 Imágenes utilizadas para representar: a) el volumen de aire, b) las láminas de aluminio o de material equivalente a los protectores de bismuto, c) los protectores de bismuto de tiroides y, d) los protectores de bismuto de mama

Los valores de kerma en el volumen de aire equivalente C552 se han obtenido mediante simulaciones con y sin las capas de filtración de aluminio y de material equivalente a los protectores de bismuto. Para cada una de estas simulaciones, cuyos

resultados se muestran en la Tabla A6.2, se ha utilizado un compuesto con un porcentaje creciente de bismuto para representar al material de los protectores.

Tabla A6.2 Valores de kerma en aire y transmisión relativa obtenidos para determinados grosores y diferentes compuestos de material.

Composición del material absorbente (porcentaje en peso)				Imagen representada en la Fig. A6.1	Grosor de material (mm)	Kerma en aire C552 (mGy)	Kerma relativo (%)
Polietileno	Agua	Bismuto	Aluminio				
--	--	--	--	a)	0	0,284	
--	--	--	100	b)	8,09	0,135	47,6
--	--	--	100	b)	7,33	0,143	50,4
30	60	10	--	b)	7,33	0,086	30,1
33	63	4	--	b)	7,33	0,161	56,6
33	62	5	--	b)	7,33	0,145	51,0
33	62	5	--	c)	6,2 - 7,8	0,173	60,6
33	62	5	--	d)	6,2 - 7,8	0,160	56,2

^a El kerma relativo se ha calculado: $100 \cdot (\text{kerma con material absorbente} / \text{kerma sin material absorbente})$

La proporción de bismuto que mejor ha reproducido los valores de kerma relativo medidos experimentalmente ha sido el compuesto con un 5% de bismuto, que es el material que ha servido para realizar las simulaciones con los protectores de bismuto.

Anexo VII.

CARACTERÍSTICAS DE LOS EQUIPOS DE TC

Hemos realizado medidas de dosis, y sus correspondientes estimaciones mediante simulación, en tres modelos diferentes de escáner, HiSpeed LX/i (General Electric Medical Systems, Milwaukee, Estados Unidos), Helicat II (Elscont / Philips, Eindhoven, Holanda) y Aquilion 16CFX (Toshiba, Zoetermeer, Holanda). A continuación se detallan las principales características de los equipos que se han tenido en cuenta para realizar las simulaciones [[162](#)]:

- **GE HiSpeed LX/i:** modelo de tercera generación que permite seleccionar una anchura de corte nominal teórico (colimación) de 1, 2, 3, 5, 7 ó 10 mm, y calidades de haz entre 80, 100, 120 ó 140 kVp. La corriente del tubo se puede seleccionar entre 60 y 300 mA para 80 kVp, entre 10 y 300 mA para 120 kVp y entre 10 y 250 mA para 140 kVp. El tiempo de exploración es de 1, 2, 3 ó 4 s por rotación. El equipo funciona en modo axial o helicoidal y el factor de paso puede ser escogido entre 0,4 hasta 3 en incrementos de 0,1. La distancia del punto focal del haz de rayos X al isocentro del equipo es de 63 cm. El haz de fotones tiene un ángulo en abanico en el plano X-Y de 49°. La filtración primaria del tubo de rayos X consta de 0,5 mm Al + 0,15 mm Cu, el rizado de la tensión es de 0%, el material del filamento es wolframio, y la angulación del ánodo tiene un valor de 7°.
- **Elscont Helicat II:** modelo tercera generación que permite seleccionar una anchura de corte nominal teórico (colimación) de 1, 2,5, 5, 8 ó 10 milímetros, calidades de haz entre 90, 120, 130 ó 140 kVp. La corriente del tubo se puede seleccionar entre 50 y 250 mA a incrementos de 50 mA. El tiempo de exploración es de 1 ó 2 s por rotación. El equipo funciona en modo axial o helicoidal y el factor de paso puede ser escogido entre 0,75, 1,0, 1,5 ó 2,0. La distancia del punto focal del haz de rayos X al isocentro del equipo es de 63 cm. El haz de fotones tiene un ángulo de apertura en el plano X-Y de 49°. La filtración primaria del tubo de rayos X consta de 8,8 mm de Al equivalente, el rizado de la tensión es de 0%, el material del filamento es wolframio, y la angulación del ánodo es de 7°.

- **Aquilion 16CFX:** modelo multicorte de tercera generación de 16 cortes simultáneos. Para cada uno de los tres tamaños de anchura nominal de corte, permite seleccionar distinto número de cortes adquiridos simultáneamente: a) 16 x 0,5, 1, 2, b) 4 x 0,5, 1, 2, 3, 4, 6, 8, c) 1 x 1, 2, 4, 6, 8. La corriente del tubo se puede seleccionar entre 10 y 500 mA a incrementos de 10 mA, y las calidades de haz entre 80, 100, 120 ó 135 kVp. El tiempo de exploración es de 0,5, 0,75, 1, 1,5, 2 ó 3 s por rotación. El equipo funciona en modo axial o helicoidal y los factores de paso recomendados para una calidad óptima de la imagen son 0,68, 0,94, 1,44, aunque se puede escoger entre muchos otros. Dispone de dos focos de distinto tamaño: foco fino, 0,9 x 0,8 mm y, foco grueso, 1,6 x 1,4 mm. Se puede seleccionar campos de exploración de 18, 24, 32 y 40 cm de diámetro y dispone de dos filtros de forma que se intercambian según se realiza un examen de cabeza o de cuerpo. La distancia del punto focal del haz de rayos X al isocentro del equipo es de 60 cm. La filtración primaria del tubo de rayos X consta de 2 mm Al equivalente, el rizado de la tensión es de 0%, el material del filamento es wolframio, y la angulación del ánodo tiene un valor de 7°.