

# Reconstrucción de imágenes tomográficas del prototipo de escáner pCT del IEM

Por  
Pedro Martínez Moreno

Tutores:, Dr.José Antonio Briz. Prof. Maria Jose Garcia Borge

Máster Interuniversitario en  
Física Nuclear.



UCM  
Universidad Complutense de Madrid.  
14 de septiembre de 2021

# Resumen

El objetivo de este trabajo es valorar la viabilidad de obtener reconstrucciones tomográficas con protones con el prototipo de escáner pCT del IEM. Para ello se ha hecho una simulación de Montecarlo del prototipo experimental junto con un fantoma compuesto de PMMA, agua y alcohol, en la que se ha simulado su interacción con un haz de protones a una energía de 100 MeV. Con los datos recabados de la simulación hemos diseñado la línea de procesado que deben tener los datos para poder llegar a obtener imágenes pCT. Por último, una vez que hemos conseguido hacer reconstrucciones tomográficas, hemos estudiado el resultado de aplicar algoritmos de reconstrucción tomográfica convencional al caso pCT.

Los resultados muestran que el escáner pCT del IEM es viable para la obtención de imágenes tomográficas con protones, habiendo sido capaces de llevar a cabo reconstrucciones de una calidad razonable al hacer reconstrucciones empleando radiografías con protones del fantoma cada  $20^{\circ}$  y una densidad de protones de  $151/mm^2$  por radiografía. Los algoritmos de reconstrucción tomográfica convencional probados han sido FPB, SIRT, SART y ART con un haz paralelo y un haz en abanico. Los algoritmos de reconstrucción tomográfica convencional han mostrado un buen comportamiento a la hora de realizar reconstrucciones pCT, dando valores de RSP cercanos a los valores nominales del PMMA, alcohol y agua en todos los casos. Las reconstrucciones con el algoritmo SIRT han dado los resultados con un mayor contrastes y resolución espacial.

# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>I</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Introducción Teórica. . . . .	2
1.1.1. Interacción protón-materia. . . . .	2
1.1.2. Protonterapia . . . . .	5
1.1.3. Problema del rango del protón . . . . .	5
1.2. Solución pCT . . . . .	7
1.2.1. Radiografías con protones y pCT . . . . .	7
1.2.2. Escáner pCT . . . . .	9
1.3. Algoritmos de reconstrucción. . . . .	9
1.3.1. Algoritmos analíticos. . . . .	11
1.3.2. Algoritmos algebraicos. . . . .	11
1.3.3. Camino mas probable. . . . .	12
<b>2. Objetivo y medios</b>	<b>14</b>
2.1. Dispositivo experimental. Descripción del escáner pCT . . . . .	14
2.1.1. Sistema de Seguimiento. Detectores DSSSD . . . . .	14
2.1.2. Energía residual. Detector Phoswich CEPA4 . . . . .	15
2.1.3. Fantomas . . . . .	16
2.1.4. Dispositivo experimental y haz de protones. . . . .	16
2.2. Herramientas computacionales. . . . .	18
2.2.1. Simulación de Montecarlo con Geant4 . . . . .	18
2.2.2. ROOT . . . . .	19
2.2.3. ASTRA Toolbox . . . . .	19
<b>3. Simulación y Análisis de datos</b>	<b>20</b>
3.1. Simulación de Montecarlo del experimento con GEANT4 . . . . .	20
3.1.1. Implementación de la geometría experimental. . . . .	21
3.1.2. Salida de la simulación . . . . .	22
3.2. Análisis de Datos. Interacción de los protones con el dispositivo experimental	23
3.2.1. Multiplicidades y mapa de colisiones . . . . .	24
3.2.2. Deposición de energía en los elementos del sistema. Mapas de energía	24

3.2.3. Proyecciones. . . . .	27
3.3. Análisis de Datos. Reconstrucciones . . . . .	28
3.3.1. Generación de los sinogramas . . . . .	29
3.3.2. Reconstrucciones . . . . .	29
3.3.3. Efecto del número de sucesos usados en la reconstrucción en su calidad. . . . .	31
3.3.4. Estudio de la variación de la reconstrucción con el número de proyecciones . . . . .	31
<b>4. Resultados y Discusión</b>	<b>35</b>
4.1. Imágenes reconstruidas . . . . .	35
4.2. Reconstrucciones con diferentes algoritmos . . . . .	37
4.2.1. Resultados . . . . .	37
4.3. Discusión de los resultados . . . . .	43
4.3.1. Resolución en poder de frenado relativo. . . . .	46
4.3.2. Resolución espacial. . . . .	47
4.4. Reconstrucciones con un haz fanbeam. . . . .	49
4.4.1. Resolución en poder de frenado relativo. . . . .	49
4.4.2. Resolución espacial. . . . .	50
<b>5. Conclusiones</b>	<b>53</b>

# Índice de figuras

1.1.	Diferentes interacciones de un protón en la materia . . . . .	3
1.2.	Varios perfiles de dosis en profundidad para varios tipos de radiación ionizante a diferentes energías. . . . .	4
1.3.	Comparación entre los perfiles de dosis en profundidad de fotones y protones, en un tratamiento de una región tumoral. . . . .	5
1.4.	calibración entre unidades HU y RSP . . . . .	6
1.5.	Algunos usos de las técnicas de imagen con protones fuera del ámbito médico . . . . .	8
1.6.	Esquema de un escáner pCT. . . . .	10
1.7.	Geometría de una proyección . . . . .	11
1.8.	Haces con trayectorias rectas . . . . .	13
2.1.	Detectores DSSSD . . . . .	15
2.2.	Un detector phoswich y detector CEPA4. . . . .	16
2.3.	Fantoma con patrón de alcohol y agua. . . . .	17
2.4.	Esquema del dispositivo experimental completo. . . . .	17
3.1.	Geometría implementada en Geant4 con uno de los fantomas . . . . .	21
3.2.	Estructura de Branches del Tree de ROOT usado que contiene la información de salida para una radiografía concreta del fantoma (izquierda). Conjunto de ficheros de salida asociado a la simulación de una tomografía completa en pasos de 20 grados en el rango angular desde 0 a 180 <sup>o</sup> (derecha). En el nombre de los archivos se especifica la posición angular del fantoma en esa simulación. . . . .	23
3.3.	Mapa de colisiones en detector DSSSD y Mapa de colisiones de protones que no impactan en el detector CEPA4 . . . . .	25
3.4.	Mapa con la energía depositada total en los detectores DSSSD. . . . .	25
3.5.	Numero de sucesos en cada pixel en los detectores DSSSD . . . . .	26
3.6.	Mapa de la deposición de energías en CEPA4 y los detectores DSSSD promediada. . . . .	27
3.7.	Proyección de 16 × 16 pixeles. . . . .	27
3.8.	Proyecciones con diferente numero de píxeles. . . . .	29
3.9.	scale=0.5 . . . . .	30
3.10.	Sinograma generado tras simular una reconstrucción con un barrido angular de 0 <sup>o</sup> a 180 <sup>o</sup> con un paso angular de 2 <sup>o</sup> . . . . .	30

3.11. Resultados del algoritmo FBP en función del número de sucesos utilizados en la reconstrucción. . . . .	32
3.12. Diferentes reconstrucciones efectuadas con el algoritmos FBP para sinogramas generados con diferentes paso angular del fantoma. . . . .	33
3.13. Reconstrucción con algoritmo FBP, con un paso angular de $20^0$ y un número de sucesos de . . . . .	34
4.1. Fantoma y los valores experimentales de RSP. . . . .	36
4.2. Reconstrucción con algoritmo FBP dada por ASTRA toolbox y resultado final. . . . .	36
4.3. Resultados encontrados con el algoritmo FBP. . . . .	38
4.4. Resultados encontrados con el algoritmo SART con un haz paralelo. . . . .	39
4.5. Resultado con buena resolución espacial con algoritmo SART. . . . .	40
4.6. Resultados encontrados con el algoritmo SART con un haz en abanico. . . . .	41
4.7. Resultados encontrados con el algoritmo ART con un haz paralelo. . . . .	42
4.8. Resultados encontrados con el algoritmo ART con un haz en abanico. . . . .	43
4.9. Resultados encontrados con el algoritmo SIRT con un haz paralelo. . . . .	44
4.10. Resultados encontrados con el algoritmo SIRT con un haz en abanico. . . . .	45
4.11. Diferentes algoritmos de reconstrucción con un haz paralelo. . . . .	47
4.12. Diferentes algoritmos de reconstrucción con un haz fanbeam. . . . .	48
4.13. Histogramas RSP de voxeles de las reconstrucciones con un haz paralelo. . . . .	49
4.14. Perfiles de línea de reconstrucciones de un haz paralelo . . . . .	50
4.15. Histogramas RSP de voxeles de las reconstrucciones con un haz fanbeam. . . . .	51
4.16. Perfiles de línea de reconstrucciones un haz fanbeam . . . . .	52

# Capítulo 1

## Introducción

Desde su nacimiento la física nuclear ha tratado de revelar las propiedades fundamentales del núcleo a partir de sus constituyentes fundamentales, protones y neutrones, y como estas propiedades emergen desde el Modelo estándar de la física de partículas a partir de los quarks, gluones y la interacción fuerte modelada por la cromodinámica cuántica (QCD). Dada su alta exigencia tanto tecnológica como intelectual, la física nuclear ha tenido un gran impacto en muchos ámbitos de la vida cotidiana y ha sido capaz de aportar herramientas de un gran beneficio para la sociedad en sectores tan diversos como la energía, seguridad, industria y física médica.

La física nuclear ha encontrado un gran campo de aplicación en la lucha contra el cáncer, debido a que la radiación ionizante causa un gran daño en el ADN de las células dañándolas y finalmente matándolas, y este daño ha resultado ser especialmente eficaz sobre las células cancerosas debido a su escasa capacidad de reparar el daño genético.

En la actualidad hay un creciente interés dentro de la comunidad de físicos nucleares en la lucha contra el cáncer, buscando tratamientos más eficientes y que requieran menos dosis para el paciente explorando nuevos métodos de tratamiento y mejorando la precisión de los existentes, buscando mejores métodos de diagnóstico mediante nuevas tecnologías en imagen médica más precisas y seguras para el paciente y estudiando en profundidad los mecanismos por los que la radiación interacciona en la célula intentando dotar de una base física al campo de la radiobiología [1].

Las terapias basadas en la irradiación de un paciente por partículas cargadas pesadas (protones, iones de carbono, helio, oxígeno), terapias conocidas genéricamente como hadronterapia, han mostrado grandes ventajas clínicas frente a las terapias convencionales basadas en la irradiación con fotones, ya que a diferencia de los fotones, las partículas pesadas cargadas depositan una gran fracción de su energía en el punto donde se detienen en el cuerpo. Al sintonizar el haz de manera que los protones se detengan en el tejido canceroso, la terapia puede ser más eficaz y segura. Gracias a los grandes avances, y al abaratamiento de la instrumentación nuclear, la tecnología de aceleradores y en computación, este tipo de tratamientos en la actualidad esta siendo aplicados clínicamente, aunque todavía a día de hoy presenta un desafío científico y tecnológico.

Con el avance de la hadronterapia se ha hecho necesario el desarrollo de nuevas tecnologías que permitan determinar con mayor precisión donde una partícula cargada deposita su energía, y que nos permitan calcular cómo, cuándo y dónde radiar con partículas cargadas para optimizar los resultados de la terapia. En la actualidad podemos distinguir dos áreas de investigación íntimamente relacionadas, por un lado investigaciones cuyo objetivo es el desarrollo de técnicas que permitan la disminución de las incertidumbres que aparecen al calcular el rango del protón, conocidas como técnicas de verificación de rango, algunas de las vías que están siendo exploradas en la actualidad son la Ion-acústica, *Prompt Gamma* o *Prompt PET*. Por otro lado, encontramos, la planificación de tratamiento cuyas investigaciones tienen como objetivo reducir las incertidumbres en la localización de tumores y órganos en riesgo en el momento de la irradiación, maximizando así el potencial de tratamientos altamente conformados, algunas de las nuevas tecnologías que podemos destacar en este campo son la Tomografía computerizada de haz cónico (CBCT), Tomografía computerizada de energía dual (DECT) o la tomografía computerizada de protones (pCT).

Este trabajo trata sobre pCT, que es una tecnología aún en desarrollo con la que se trata de abordar el problema de la planificación de tratamiento en la hadronterapia, haciendo uso de medidas in-situ del poder de frenado del protón en el tejido, pudiendo con estas medidas determinar la zona que se está radiando con una precisión mayor a la obtenida con las técnicas actuales basadas en la estimación de la zona radiada con partículas pesadas en base a medidas de absorción de rayos-X por el tejido.

## 1.1. Introducción Teórica.

### 1.1.1. Interacción protón-materia.

El rango típico de energías en el que los protones se usan en física médica abarca desde los 20 *MeV* a los 300 *MeV*, en este rango de energías los protones interactúan con la materia principalmente de tres formas [2]. i) Los protones pierden energía hasta llegar a un rango de energía térmico, por medio de colisiones electromagnéticas con electrones atómicos del medio que atraviesan y otros procesos disipativos, este proceso es llamado frenado o *Stopping*. ii) Los protones se dispersan por colisiones con los núcleos, en un proceso conocido como Dispersión múltiple de Coulomb o Multiple Coulomb Scattering en inglés (MCS). Finalmente, iii) los protones sufren interacciones inelásticas mediante reacciones nucleares con los núcleos presentes en el medio.

A continuación se hará una revisión de cada uno de los procesos con los que el protón interactúa con la materia.

#### Frenado

A su paso por un material el protón sufre colisiones inelásticas con los electrones atómicos causando excitaciones e ionizaciones, como se muestra en la figura 1.1(izquierda). En el rango de energías considerados para imagen médica la energía depositada promedio por unidad de

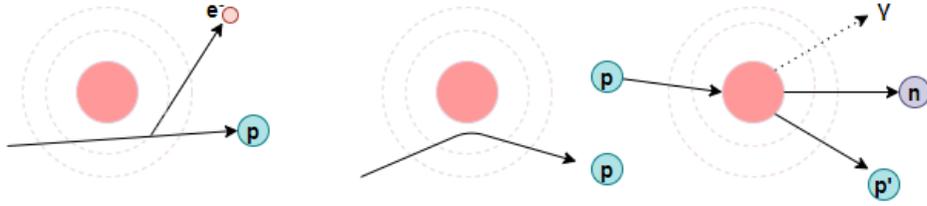


Figura 1.1: Representación esquemática de, choque coulombiano con electrón atómico, principal causa del frenado(izquierda), Colisión elástica de un protón con el núcleo como ejemplo de una de las múltiples que sufriría según el proceso de MCS (centro) y pérdida del protón y emisión de partículas secundarias por una reacción nuclear(derecha)

longitud, también llamada poder de frenado  $S$ , esta bien descrita por la teoría de Bethe-Bloch [2] mostrada en la ecuación 1.1.1.

$$S(I, E) = \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.1)$$

Donde  $A$  es el numero másico de los elementos del medio, es el radio clásico del electrón,  $W_{max}$  es la energía máxima que puede intercambiar el protón con un electrón del medio,  $Z$  es el numero atómico del material,  $z$  la carga del protón,  $I$  es el potencial medio de ionización del medio del material,  $\delta$  es la función de efectos de densidad. Otros efectos relevantes no contemplados en esta ecuación aparecen a energías mayores pero no son relevantes en este rango de energía y precisión.

Partiendo de la ecuación 1.1.1, uno puede comprobar como la distribución de energía depositada en el medio es menor cuando la energía del protón es alta, mientras que crece bruscamente al disminuir la energía del protón, la distribución de energía depositada por el protón a lo largo de su trayectoria se conoce como curva de Bragg mostrada en la figura 1.2. Esta distribución muestra un pico pronunciado conocido como Pico de Bragg. Esta forma de depositar su energía de forma tan localizada constituye una de las razones fundamentales por las que este tipo de radiación esta siendo investigada para ser usada en tratamientos contra el cáncer como veremos más adelante.

La interacción de un protón con el medio tiene un carácter probabilístico, por ello el numero de colisiones y la energía transferida en cada colisión tienen una naturaleza estadística, esto significa que un haz de protones inicialmente monoenergético enviado a través del material, a su salida mostrará una distribución en energías dada por las fluctuaciones estadísticas de la interacción, este fenómeno es conocido como *straggling* en la perdida de energía, y su intensidad depende de la energía del protón incidente y de la densidad del material.

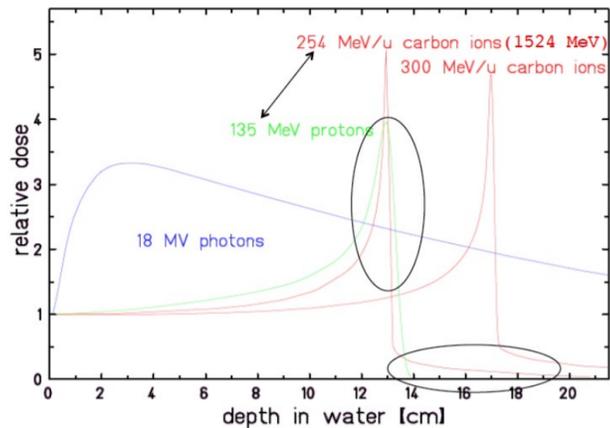


Figura 1.2: Distribución de Dosis en Profundidad, para fotones de 18 MeV (azul), iones de carbono a diferentes energías (rojo), protones de 135 MeV (verde). En la imagen podemos ver como la anchura del pico de Bragg es menor para partículas más pesadas que los protones. Por otro lado podemos ver como los iones depositan una porción de dosis mas allá del pico de Bragg a causa de una mayor sección eficaz en reacciones de fragmentación con los núcleos del medio. Por último, se puede ver como los fotones depositan la mayor cantidad de energía en las regiones más superficiales y también más profundas que el pico de Bragg, que es donde se localizará la zona tumoral. [3]

### Scattering de Coulomb Multiple (MCS)

Los protones, durante su trayectoria por un material, sufren repetidamente pequeñas deflexiones a causa de las interacciones con los campos de Coulomb originados por los núcleos atómicos como se muestra en la figura 1.1(centro). Tal efecto es descrito la sección eficaz de Rutherford. El efecto neto de todas las deflexiones sigue una distribución que a ángulos pequeños se asemeja a una distribución gaussiana, para ángulos mayores encontramos una cantidad de protones superior a la esperada por una distribución gaussiana, a causa de protones que han sufrido grandes deflexiones por colisiones con un menor parámetro de impacto. El fenómeno de MCS es físicamente muy complejo, en la actualidad la distribución surgida tras estas interacciones coulombianas es bien explicada por la teoría de Molière [2], aun así en muchas situaciones es suficiente con la aproximación gaussiana.

### Colisiones inelásticas con Núcleos.

Los protones también sufren interacciones inelásticas con los núcleos, aunque estas no son muy frecuentes en el rango de energías usado en física médica. Las reacciones inelásticas producen en la mayoría de los casos la aparición de partículas secundarias en el medio, estas partículas secundarias suelen tener una energías mucho menor y ángulos de deflexión muy grandes, lo que se traduce en una disminución de la intensidad del haz de protones al pasar al pasar por el material.

### 1.1.2. Protonterapia

Las ventajas físicas de usar protones en las terapias de radiación se deben en gran medida a que, tal como se ha indicado, la distribución de dosis en profundidad del protón permite ajustar la zona irradiada con a la zona cancerosa, siempre y cuando se conozca con exactitud donde el haz de protones depositará la energía. En la figura 1.3 se muestra, el tipo de perfil de dosis en profundidad que se puede conseguir con un haz de protones y se compara con el perfil esperado con rayos-X.

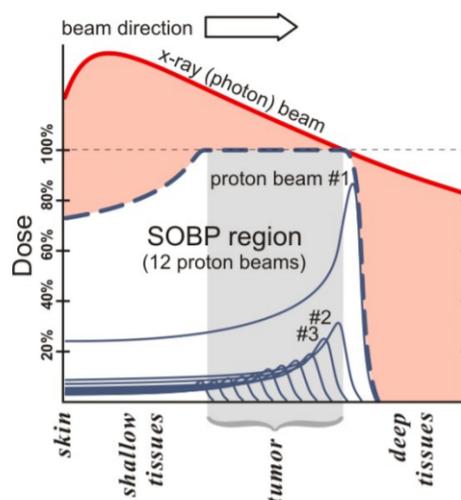


Figura 1.3: Comparación entre los perfiles de dosis en profundidad necesarios en radioterapia y protonterapia para irradiar una región tumoral. La región más irradiada con fotones se encuentra en las zonas más superficiales, además de que los fotones irradian regiones más alejadas al tumor. Superponiendo varios haces de protones de diferentes energías se puede llegar a un perfil de dosis en profundidad que se amolda de forma precisa al tumor evitando gran cantidad de radiación sobre tejido sano.

Además de las ventajas físicas la radiación con protones presenta ventajas biológicas, ya que ha demostrado ser un tipo de radiación con un efecto biológico mayor al de los rayos-X lo que permite causar la misma cantidad de daño biológico con una dosis mucho menor.

### 1.1.3. Problema del rango del protón

Para realizar la planificación de un tratamiento de radiación la física médica hace uso de la información que aportan diferentes técnicas de imagen como CT con rayos-X o PET, para estimar los parámetros físicos relevantes de los tejidos, el contorno de la región tumoral y como están situados los diferentes órganos de riesgo entorno al tumor para calcular la forma más segura y efectiva de radiar a un paciente. En la protonterapia el parámetro físico más relevante de un tejido es su poder de frenado, con el se puede estimar en qué región un

protón depositará su dosis, por motivos prácticos en física médica se trabaja con el poder de frenado relativo (RSP), llamando a este como  $S_{rel}$ , se define como:

$$S_{rel} = \frac{S_{material}}{S_{agua}} \quad (1.2)$$

En donde  $S_{material}$  y  $S_{agua}$  representan el poder de frenado del tejido y del agua respectivamente. Cuando se intenta estimar el RSP con imágenes CT de rayos-X, se lanza un haz de fotones con un intensidad  $I_o$  a una energía determinada. En su viaje por el tejido este flujo de fotones se atenúa siguiendo una ley exponencial, como se muestra en 1.3, el coeficiente de atenuación es conocido como coeficiente de atenuación lineal  $\mu(x, y, z, E)$  y depende tanto del material por el que pasa el haz como de su energía.

$$I = I_o(E_i)e^{-\int_L \mu(x,y,z,E_i)dl} \quad (1.3)$$

Donde L es el camino que ha realizado el haz y  $E_i$  la energía inicial del haz. Midiendo el flujo de rayos-X tras su paso por el tejido, podemos inferir un mapa de atenuación lineal de los tejidos por los que ha pasado el haz, por motivos prácticos en física médica se usan las unidades Hounsfield (HU):

$$HU = \frac{\mu_{material} - \mu_{agua}}{\mu_{agua}} \quad (1.4)$$

Donde  $\mu_{material}$  y  $\mu_{agua}$  son los coeficientes de atenuación lineal del tejido y agua respectivamente. Para llegar de un mapa de HU, a uno de RSP es necesario hacer una conversión. Para ello se han desarrollado numerosas técnicas entre las que podemos destacar el método estequiométrico [4]. El problema de esta conversión es que dada la diferente naturaleza de las interacciones que sufren los fotones y las partículas cargadas en el medio, esta conversión no es biyectiva, lo que causa ambigüedades que impiden hacer una correspondencia precisa, dando lugar a una incertidumbre en el rango del protón estimadas en un 1-3% [5], en la figura 1.4 se muestra como en el rango de unidades HU que corresponde a los tejidos la curva de calibración no es biyectiva y esta acompañada de grandes incertidumbres.

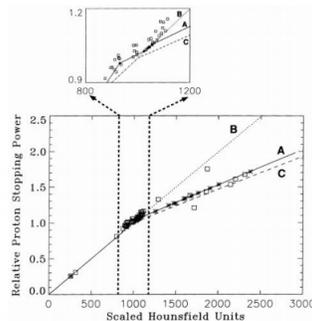


Figura 1.4: Curvas de calibración entre unidades HU y RSP. En la imagen se destaca como para valores entorno a 1000HU( tejidos)

Junto con las incertidumbres dadas a la conversión de unidades HU, podemos encontrar otras fuentes de error:

- Errores e incertidumbres en la imagen CT.
- Artefactos metálicos.
- Incertidumbres debidas al haz.
- Cambios y movimientos del paciente.

Estas incertidumbres hacen que en la actualidad tengan que dejarse márgenes de seguridad para tratar una región tumoral que en algunos casos hace que la protonterapia no sea la mejor alternativa.

## 1.2. Solución pCT

Una de las soluciones propuestas para disminuir las incertidumbres y aumentar la precisión en las estimaciones hechas del rango del protón a la hora de planificar un tratamiento ha sido un sistema de tomografía computacional con protones (pCT).

### 1.2.1. Radiografías con protones y pCT

Desde la década de los 60's se conoce el potencial de los protones para ser empleados en varias técnicas de imagen [6], dado el gran coste que requiere la generación de un haz de protones de alta energía y baja intensidad, y a los escasos beneficios que presentaban sobre otras técnicas de imagen como los rayos-X su aplicación estuvo muy limitada a algunos campos como el militar, el estudio de materiales y la seguridad, en 1.5 mostramos alguna aplicaciones de las radiografías con protones.

Desde que se propuso la idea de realizar imagen con la energía perdida por los protones a su paso por un objeto radiografiado, se han abierto numerosas vías de investigación que han tratado de extraer todo el potencial de los protones en el campo de la imagen, usar la interacción nuclear de los protones en Radiografías de Scattering Nuclear, usar la dispersión de los protones en Radiografías de Scattering Multiple, etc. Para mas información ver [8].

En la actualidad la imagenes con protones ha vuelto ha tomar interés, por ser capaz de conseguir mapas de RSP de los tejidos de un paciente con cáncer, eliminando por completo la necesidad de una conversión de unidades HU a RSP, conversión que como se indico en la sección 1.1.3 es una fuente de incertidumbre en la planificación del tratamiento que impide un total aprovechamiento de la hadronterapia en canceres localizados, llegando para algunos tipos de canceres como el de cerebro a tener que descartarse este tipo de terapias a causa de la incertidumbre del método.

La idea principal de pCT es hacer uso de un haz de protones con la energía suficiente para que pueda atravesar el objeto a tomografiar. Conocida la energía inicial de los protones

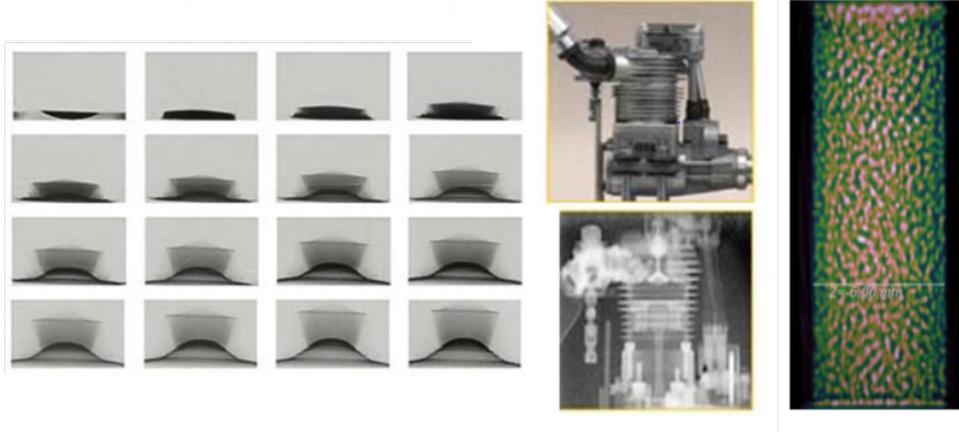


Figura 1.5: (izquierda) fotogramas de una sucesión de radiografías con protones mostrando como un disco de estaño responde a las ondas de choque producidas por la explosión de un explosivo de alta potencia. (centro) un motor de avión de 150-cc y una radiografía con protones de el. (derecha) Una barra de combustible nuclear radiografiada con protones [7].

y midiendo la energía residual tras pasar por el objeto, podemos estimar la longitud del camino equivalente al agua (WEPL). Si denotamos como  $l$  el camino seguido por el protón a su paso por el medio WEPL es definido como:

$$WEPL = \int_l S_{rel}(\vec{r}) dl = \int_{E_0}^{E_1} \frac{dE}{S_{agua}(E)} \quad (1.5)$$

Donde  $S_{agua}(E)$  es el poder de frenado del agua, dado por la expresión de Bethe-Bloch mostrada en la ecuación 1.1.1. Por lo tanto, calculando WEPL, haciendo uso de la diferencias de energía y estimando la trayectoria del protón a su paso por el medio con un sistema de seguimiento, puede obtenerse una reconstrucción de los valores RSP del medio. Con precisiones estimada menor del 1% [5].

Por la buena resolución en RSP y los problemas comentados anteriormente con la conversión de HU a RSP para imagen con rayos X, los sistemas pCT, en la actualidad están volviendo a ser investigados, con el objetivo de usarlos en la planificación de los tratamiento de hadronterapia, tratando de reducir las incertidumbres en el rango del protón, y mejorando así la precisión y exactitud del tratamiento pudiendo aprovechar mejor todo el potencial que ofrecen las técnicas de protones y hadronterapia.

El principal reto al que se está enfrentando esta tecnología está siendo alcanzar valores de resoluciones espaciales en las reconstrucciones inferiores al milímetro. En gran parte estas dificultades son debidas a los fenómenos de straggling causado por el frenado y en la dispersión múltiple de Coulomb (MCS) que presentan las interacciones de las partículas cargadas con el medio, lo que dificulta enormemente la tarea de estimar la trayectoria seguida por el protón a su paso por el medio.

### 1.2.2. Escáner pCT

Como se ha indicado en 1.2.1, un escáner pCT esencialmente consta de tres componentes: Una fuente de protones con la suficiente energía como para atravesar el objeto a tomografiar, un sistema para medir el rango o energía residual del protón tras pasar por el objeto y un sistema de seguimiento con el que estimar la trayectoria del protón a lo largo del objeto. Un esquema de un escáner pCT es mostrado en la figura 1.6.

Para realizar una imagen pCT el escáner toma varias radiografías del objeto en varias posiciones angulares. Para cada una de las diferentes radiografías el sistema lanza un haz de protones que atraviesen el objeto, registrando, para cada uno de estos protones, una señal del sistema de seguimiento y la energía que tiene el protón tras pasar por el objeto, con el detector de energía residual.

El sistema de seguimiento típico proporciona el punto de impacto del protón en los detectores frontal y trasero. Algunos sistemas de seguimiento también aportan el ángulo con el que el protón incide en los detectores, a fin de dar una mejor estimación del camino del protón a lo largo del objeto.

En la actualidad los principales prototipos de escáner pCT son presentados en la tabla 1.1. Hasta ahora no se ha logrado llevar ningún prototipo de escáner pCT a niveles que sean clínicamente viables; principalmente a causa de las limitaciones físicas que provienen del straggling y a los grandes costes económicos que supone alguna de la instrumentación requerida.

## 1.3. Algoritmos de reconstrucción.

Un algoritmo de reconstrucción de imagen tomográfica es todo conjunto ordenado de operaciones sistemáticas que permite llegar a la imagen tomográfica de un objeto partiendo de un conjunto de proyecciones del objeto en cuestión. Desde un punto de vista matemático una proyección en una posición angular  $\theta$  es un conjunto de integrales de línea, parametrizado por el parámetro  $s$  por caminos  $\mathcal{L}(\theta, s)$  que recubren el objeto, cuando el conjunto de caminos sobre los que se llevan a cabo las integrales de línea son un conjunto de líneas recta paralelas, esta transformación es conocida como transformada de Radon, en la figura 1.7(derecha) ilustramos el proceso geométrico de una transformada de Radon. Analíticamente las funciones  $p_\theta(s)$  son dadas por la expresión 1.6. La función obtenida al aplicar la transformada de Radon para cada posición angular es conocida como sinograma, un ejemplo de sinograma se muestra en la figura 1.7(izquierda).

$$p_\theta(s) = \int_{\mathcal{L}(\theta,s)} f(x, y) dl = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \delta(x \cos(\theta) + y \sin(\theta) - s) dx dy \quad (1.6)$$

El problema de la reconstrucción de una imagen tomográfica puede ser enunciado entonces como el problema inverso, como partiendo de un sinograma  $p_\theta(s)$  conseguir la función  $f(x, y)$ .

Desde el punto de vista computacional, los principales algoritmos encontrados pueden ser clasificados en dos familias: algoritmos analíticos y algoritmos algebraicos.

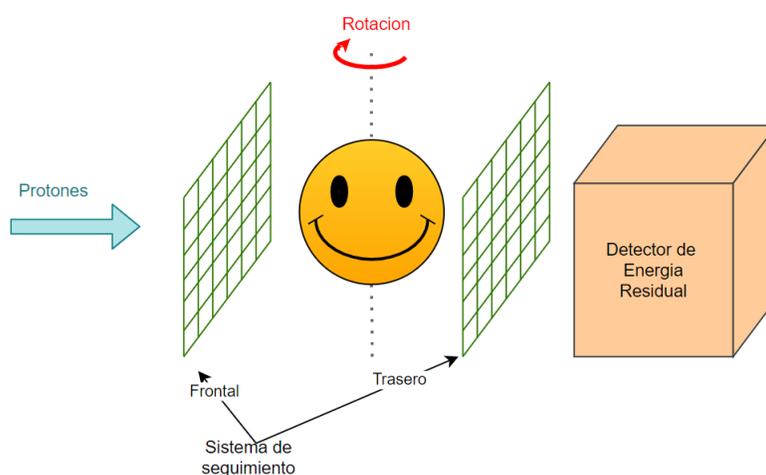


Figura 1.6: Esquema de un escáner pCT.

Grupo	País	Año	Sistema de seguimiento	Área( $mm^2$ )	Detector de energía residual	Tasa de conteo(kHz)
UCSC-LLU NIU	USA	2003-2007	2 planos x-y SSDs	$6.4 \times 6.4$	CsI(Tl) calorímetro	10
UCSC-LLU NIU	USA	2007-2010	4 plano sx-y SSDs	$9 \times 18$	CsI(Tl) calorímetro	20
UCSC-LLU	USA	2010-2013	4 planos x-y SSDs	$9 \times 36$	Centelleador plástico	2000
NIU FINAL	USA	2011-2014	2 planos Sci-Fi	$20 \times 24$	Centelleador plástico	2000
PRIMA	Italia	2007-2014	4 planos x-y SSDs	$5 \times 5$	YAG:Ce calorímetro	10
PREDATE INFN	Italia	2013-2014	24 parejas Sci-Fi	$20 \times 20$	Sci-Fi	1000
PRaVDA	UK	2013-2015	x-y-z SSDs	$9.3 \times 9.6$	CMOS APS	1000
Niigata University	Japón	2013-2014	4 planos x-y SSDs	$9 \times 9$	NaI(Tl) calorímetro	0.03
Tokyo Hiroshima University	Japón	2014-2016	Cámara CCD	$10 \times 10$	Centelleador plástico	

Tabla 1.1: Resumen de las características de los prototipos de escáner pCT en la actualidad [9]

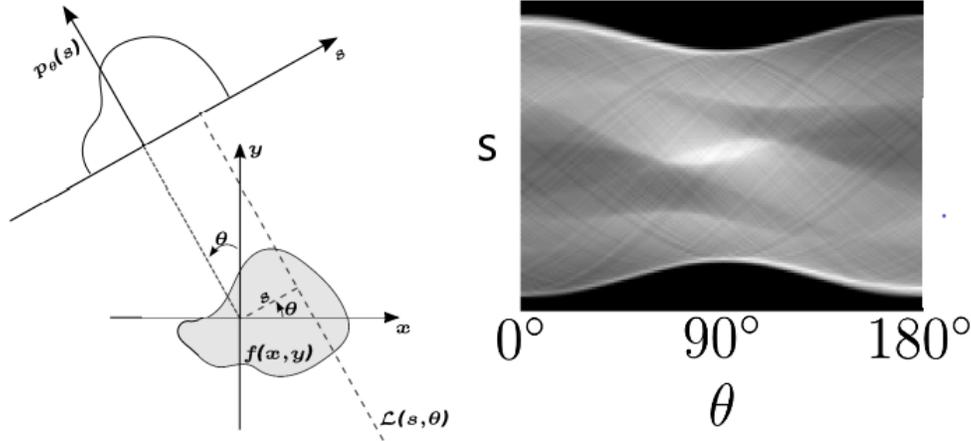


Figura 1.7: (izquierda) Geometría de una proyección. Para cada posición angular  $\theta$  del objeto, en la imagen la función  $f(x, y)$ , tenemos un conjunto de integrales de línea parametrizadas por  $s$ , dadas por la función  $p_\theta(s)$ . (derecha) Representación de las distintas proyecciones en el espacio  $(s, \theta)$ , este tipo de representación recibe el nombre de sinograma. [8].

### 1.3.1. Algoritmos analíticos.

Esta familia de algoritmos trata de llegar a la transformada de Radon inversa partiendo del sinograma por medios analíticos. El proceso de invertir la transformada de Radon es conocido como retropropagación, y en sí, constituye el método más simple de reconstrucción, conocido como método de retropropagación (BP); este método no es aplicada nunca solo, ya que sus resultados presentan muchos problemas por lo que siempre se hace necesaria la aplicación de un proceso de filtrado y ajuste en los resultados finales.

El método de retropropagación filtrada FBP, aplica la técnica BP, acompañada de filtros aplicados de forma convolucional, con los que mejorar el resultado de la reconstrucción final. El filtro más usado es una ventana de Hamming, con el se pondera cada proyección del objeto y se eliminan altas frecuencias que dañan la calidad de la reconstrucción final. [10].

### 1.3.2. Algoritmos algebraicos.

Los algoritmos algebraicos plantean el problema de la reconstrucción como un sistema de ecuaciones lineales.

$$p_i = \int_{\mathcal{L}_i} f(x, y) dl \tag{1.7}$$

Donde  $\mathcal{L}_i$  es la trayectoria del  $i$ -ésimo protón. Podemos plantear el sistema de ecuaciones:

$$p_i = \sum_{j=1}^N f_j a_{ij} \tag{1.8}$$

Donde  $f_j$  es el valor del  $j$ -ésimo voxel por el que pasa el protón, y  $a_{ij}$  es una matriz que indica la longitud recorrida por el protón  $i$  a su paso por el voxel  $j$ . Resolviendo este sistema llegaremos a obtener la imagen tomográfica que buscamos. Tal sistema de ecuaciones lineales por lo general involucra la inversión de grandes matrices, que por lo general no son cuadradas y pueden presentar diversas patologías. Según la estrategia usada para la resolución de este sistema de ecuaciones  $\vec{p} = A\vec{f}$  podemos distinguir varios métodos, entre los que destaca ART, que partiendo de una reconstrucción inicial trata de mejorar esta de forma iterativa para llegar a la solución del sistema.

La técnica de reconstrucción algebraica ART, toma las proyecciones  $\vec{p}$  y una reconstrucción inicial  $\vec{f}$  como parámetros de entrada, partiendo de esta entrada, trata de resolver el sistema de ecuaciones de forma iterativa aplicando la fórmula siguiente:

$$\vec{f}^{(k,i)} = \vec{f}^{(k,i-1)} - \frac{\vec{f}^{(k,i-1)} \cdot \vec{a}_i - p_i}{\vec{a}_i \cdot \vec{a}_i} \quad (1.9)$$

Donde  $k$  es el número de iteraciones [10].

Algunas variantes del algoritmo ART serán probadas a lo largo presente trabajo. Estas variantes conocidas como: Técnica de reconstrucción iterativa simultanea SIRT [11] y como Técnica de reconstrucciones algebraicas simultaneas SART [12].

### 1.3.3. Camino mas probable.

En la mayoría de las ocasiones al trabajar con reconstrucciones tomográficas con fotones, la hipótesis de que la trayectoria mas probable para el fotón  $\mathcal{L}$  puede aproximarse por una línea recta esta ampliamente contrastada y ofrece buenos resultados en las reconstrucciones.

En el caso de pCT esta hipótesis no es del todo correcta, como se indicó en 1.1.1, el protón a su paso por el objeto a tomografiar sufre procesos de MCS y straggling, que hacen que su trayectoria  $\mathcal{L}$  se aleje de recta, lo que provoca que los algoritmos de reconstrucción tengan que ser modificados, para tener en cuenta los efectos de una trayectoria compleja. Por lo general, la trayectoria propuesta es estimada por los formalismos de máxima verosimilitud, haciendo dos suposiciones, por un lado, la distribución de ángulos que provoca el MCS está bien modelada por una gaussiana y por otro lado la energía perdida a lo largo del fantoma es continua [8].

En este trabajo se supondrá que la una trayectoria recta para el protón es valida, trataremos de ver si la recta es un buen punto de partida como trayectoria promedio de los protones usados en las reconstrucciones tomográficas. Bajo esta suposición podemos modelar el haz de protones de varias maneras, conocidas como haz paralelo y haz ventilador, en la figura 1.8 ilustramos cada uno de estos haces.



Figura 1.8: (izquierda) haz de protones paralelo. (derecha) haz de protones tipo ventilador.

# Capítulo 2

## Objetivo y medios

### 2.1. Dispositivo experimental. Descripción del escáner pCT

El dispositivo experimental consta de un sistema de seguimiento formado por dos detectores Double-Sided Silicon Strip Detector (DSSSD) y un detector CEPA4 para detectar la energía residual de los protones medidos.

#### 2.1.1. Sistema de Seguimiento. Detectores DSSSD

Para el sistema de seguimiento el escáner pCT utiliza detectores de silicio multisegmentados (DSSSD)[13]. Estos detectores de semiconductor tienen un contacto de recolección de carga segmentado, en forma de bandas horizontales y verticales, de esta forma el área activa queda como una superficie pixelada, en la cual podemos distinguir el punto de incidencia de una partícula en el detector. En particular los detectores usado constan de un área activa de  $50 \times 50mm^2$ , los electrodos tienen una dimensión de  $3 \times 50mm^2$ , en total hay 16 electrodos dispuestos horizontalmente en la cara delantera y otros 16 dispuestos verticalmente en la trasera, con ello el detector es capaz de dividir su área efectiva en  $16 \times 16$  regiones de  $3 \times 3mm^2$ , cada una de estas regiones es conocida como pixel.

En nuestros experimentos se trabajará con partículas cargadas, en particular protones. Cuando estas partículas interactúan con el detector parte de su energía cinética es disipada mediante la creación de pares electrón-hueco, en una cantidad dada la teoría de Bethe-Bloch; mostrada en ecuación 1.1.1 la cantidad de pares electrón-hueco es proporcional a la cantidad de energía disipada en el detector. Tras generar los pares, estos son recogidos por un campo eléctrico con el que se polariza el detector, generándose un pulso de corriente, cuya intensidad es proporcional a la energía disipada en el detector.

En el dispositivo experimental se usan detectores DSSSD de un grosor de  $500\mu m$ , con este grosor los protones usados atravesarán el detector depositando en el solo una fracción de su energía. Tras el paso de los protones con el detector tenemos la información del punto de impacto del protón y su energía depositada.



Figura 2.1: En la figura mostramos la cara trasera y delantera de los detectores DSSSD.[13]

El sistema de seguimiento usa dos detectores DSSSD, situados antes y después del objeto a tomografiar, de tal forma que con la señal aportada por estos detectores seamos capaces de medir el punto en el que el protón entra y sale del objeto, pudiendo estimar así su trayectoria a su paso por el objeto a tomografiar.

### 2.1.2. Energía residual. Detector Phoswich CEPA4

Para la medición de la energía residual de los protones, se ha optado por el detector CAPA4. El detector CEPA4 está compuesto por dos detectores de cristales de centelleo acoplados en una disposición tipo phoswich.

Un detector de centelleo consta de un material con propiedades luminiscentes, es decir, un material capaz de absorber energía y volver a emitirla en forma de luz, acoplado a un tubo fotomultiplicador (PMT), un artilugio capaz de captar fotones y generar una señal de corriente eléctrica con un número de electrones proporcional al número de fotones captados.

Con el fin de detectar radiación gamma y partículas cargadas de alta energía surgieron los detectores phoswich, detectores en los cuales se usan dos cristales centelleadores de alta resolución y ópticamente compatibles<sup>1</sup> acoplados en una disposición de sandwich, como mostramos en la figura 2.2(izquierda).

En particular el detector CEPA4 está formado por cuatro detectores phoswich, cada uno de los cuales está formado por, un cristal de  $LaBr_3(Ce)$  de 4cm de longitud, y un cristal de  $LaCl_3(Ce)$  con una longitud de 6cm, dispuesto como se muestra en la figura 2.2(derecha).

Tras un suceso captado por uno de los phoswich del detector CEPA4, tendremos una única recolección de luz, causada por la luz generada en los dos cristales del phoswich, dado que el tiempo de caída de la señal y la frecuencia de luz emitida por los cristales es de 16ns,

<sup>1</sup>En un detector phoswich hablamos de materiales centelleadores ópticamente compatibles cuando la luz emitida por el primer material no es absorbida por el segundo material.

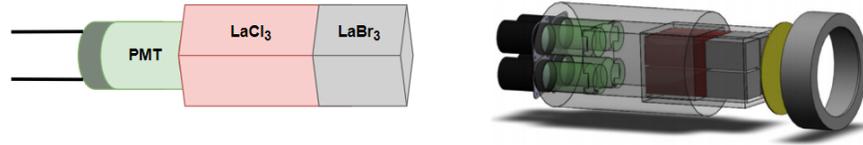


Figura 2.2: (izquierda) Uno de los detectores phoswich usados en CEPA4. (derecha) detector CEPA4.

$\lambda = 380nm$  para el  $LaBr_3(Ce)$  y de  $28ns$ ,  $\lambda = 350nm$  para el  $LaCl_3(Ce)$ , la señal total puede ser separada en dos componentes perteneciente a la respuesta de cada uno de los cristales de phoswich.

El detector CEPA4 ha probado su eficacia en diversos experimentos, mostrando una buena resolución en medidas realizadas a protones de hasta  $300 MeV$  y fotones gamma, siendo capaz de sostener altas tasas de conteo durante tiempos prolongados.

### 2.1.3. Fantomas

Un fantoma es un artilugio utilizado para el calibrado de equipos de imagen. En el interior del fantoma se encuentran elementos de diferentes tamaños y propiedades físicas los cuales se utilizan para valorar la calidad de las imágenes tomadas por el equipo. El fantoma que se usara a lo largo del trabajo es mostrado en la figura 2.3, este fantoma de  $60mm$  de radio construido con PMMA contiene en su interior dos cilindros de radio  $15mm$  cada uno, uno relleno de agua y el cilindro mostrado en la figura 2.3 de color azul, y un cilindro de alcohol descrito en color verde. Además del fantoma mostrado se ha utilizado un fantoma de dimensiones similares sin ningún tipo de patrón en su interior. A lo largo de este trabajo llamaremos a estos fantomas de alcohol y agua y fantoma uniforme.

### 2.1.4. Dispositivo experimental y haz de protones.

Como fuente de protones se utiliza un acelerador capaz de suministrarnos protones en un rango de energías de  $100 - 200 MeV$ . Con el fin de regular la intensidad del haz, los protones interaccionan con un blanco de dispersión en el cual sufre un proceso de dispersión de Rutherford, como mostramos en la figura 2.4. La sección eficaz de Rutherford tiene una dependencia con el ángulo de dispersión de la forma  $\sigma \propto \sin(\frac{\theta}{2})^{-4}$ , de tal forma que podemos seleccionar la intensidad de protones que llegan a nuestros detectores, seleccionando el ángulo entre el dispositivo experimental y el haz. Para ello se utilizara un blanco de dispersión entre de  $Ti$  con un grosor de  $50\mu m$ . El dispositivo experimental sera situado a un metro del blanco de dispersión formando un ángulo de  $20^\circ$  con el haz.

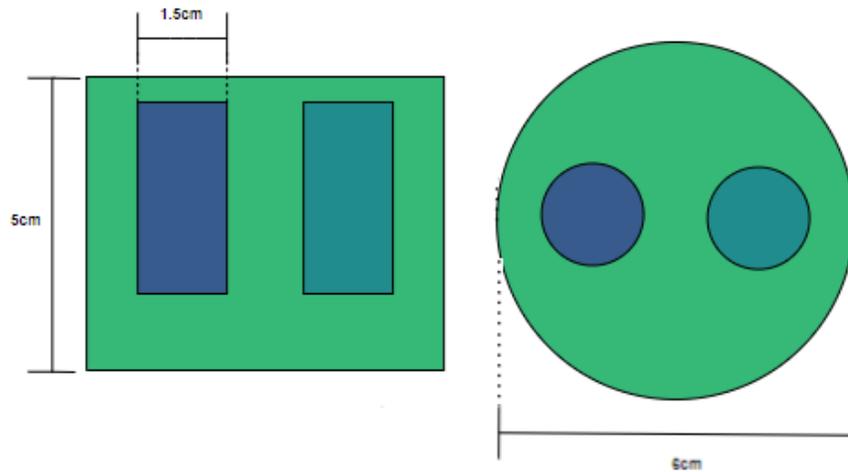


Figura 2.3: Fantoma cilíndrico con un patrón de alcohol y agua.

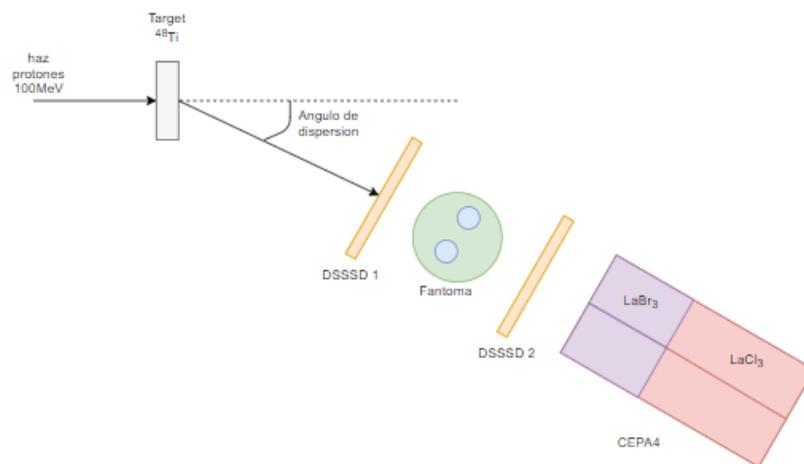


Figura 2.4: Esquema del dispositivo experimental utilizado (no esta a escala)

## 2.2. Herramientas computacionales.

Para la realización del trabajo ha sido necesaria la utilización de un programa con el que realizar simulaciones de Montecarlo, un programa para la visualización de datos y por último, un programa que nos permitiese realizar reconstrucciones tomografías con los datos obtenidos en las simulaciones. Los programas usados han sido Geant4, ROOT y ASTRA Toolbox.

### 2.2.1. Simulación de Montecarlo con Geant4

#### Simulación de Montecarlo.

En una simulación de Montecarlo el transporte de radiación es visto como una sucesión de vuelos libres entre dos vértices de interacción, en estos vértices la partícula cambia su movimiento, pierde energía y produce partículas secundarias, a través de ciertos procesos físicos de naturaleza estocástica que son modelados con la ayuda de algoritmos pseudoaleatorios. Una simulación de Montecarlo consiste en la generación de un conjunto de estas historias por parte de un ordenador, en una cantidad lo suficientemente grande como para que todo tipo de suceso quede reflejado estadísticamente de forma representativa en el resultado, pudiendo así extraer información cualitativa sobre el transporte de radiación por un material [2].

#### Geant4

Como respuesta al creciente uso de las técnicas de Montecarlo en física, el CERN implemento en C++ el programa Geant4 [14], el cual permite, mediante un conjunto de herramientas computacionales optimizadas, simular el transporte de radiación a través de materia.

Geant4 estructura la simulación de forma jerárquica. En esta jerarquización se conoce como *run* al conjunto de todos los cálculos y acciones necesarios para simular un número de partículas primarias; cada *run* es dividido en *events* en cada *events* se engloba todas acciones necesarias desde que se genera un evento primario hasta que este evento deja de ser relevante para la simulación. Por último cada evento se subdivide en *steps* en cada uno de los cuales se calcula la interacción que ha sufrido la partícula en su viaje por el medio.

Para el correcto funcionamiento del programa Geant4, es necesario instanciar tres clases:

**G4VUserDetectorConstruction** Donde especificar todo lo relativo al sistema de detectores que se intenta simular, volumen geométrico de cada componente, su posición y orientación y material del que esta compuesto.

**G4VUserPhysicsList** Donde indicar toda las interacciones físicas que son relevantes para nuestra simulación.

**G4VUserPrimaryGeneratorAction** Donde se describe como es la fuente primaria de partículas , donde se origina, el tipo de partícula, su energía, etc.

Geant4 cuenta con un conjunto de clases cuya instanciación es opcional con las que personalizar el funcionamiento de la simulación. De estas clases en este trabajo se han usado:

**G4UserRunAction** En esta clase especificamos como se estructura la información recogida en la simulación y establecemos como debe guardarse en memoria.

**G4UserEventAction** Especificamos los parámetros y cantidades que deben ser extraídos tras la simulación de un evento.

**G4UserSteppingAction** Donde especificamos las acciones que la simulación ha de realizar en cada *step*.

### 2.2.2. ROOT

El programa ROOT [15] fue desarrollado en el CERN y está implementado en C++. ROOT cuenta con un conjunto de herramientas destinadas a la visualización y análisis de datos. La principal estructura de datos usada en ROOT es el *Tree*. En un *Tree* los datos son subdivididos en *Branches* y estos a su vez en *Leaves*, con esta estructura los datos provenientes de Geant4 pueden ser agrupados, identificados y analizados de una forma ágil y eficiente.

Las salidas de la simulación en Geant4 pueden ser estructuradas en un *Tree* directamente, en el cual cada *Branche* corresponda a una variable calculada en la simulación.

### 2.2.3. ASTRA Toolbox

El programa ASTRA Toolbox es una librería implementada en C++ con el fin de llevar a cabo los cálculos necesarios para hacer reconstrucciones tomográficas en 2D y 3D. ASTRA puede ser usado tanto en Python como en MATLAB. Este programa cuenta con una gran variedad de algoritmos de reconstrucción tomográfica y es capaz de aplicar estos a una gran variedad de situaciones dando la oportunidad de seleccionar la geometría del haz usado, especificar la geometría del detector y de la fuente.

En este trabajo se usarán únicamente los algoritmos disponibles para CPU, estos son: Reconstrucciones tomográficas con haz paralelo usando los algoritmos FBP, ART, SIRT y SART; Reconstrucciones tomográficas con haz ventilador usando los algoritmos ART, SIRT y SART; [16][17]

# Capítulo 3

## Simulación y Análisis de datos

El escáner pCT no se ha usado anteriormente para la adquisición de datos tomográficas. Por ello, en la primera etapa del estudio ha sido necesario un modelado detallado del dispositivo experimental mediante una simulación de Montecarlo, con el fin de conseguir datos tomográficos con los que diseñar el proceso de análisis de datos y reconstrucción de imágenes al que se someterán los datos experimentales.

Como punto de partida se ha utilizado una simulación usada en estudios anteriores [18] con la que se estudió la obtención de radiografías de protones usando parcialmente la misma instrumentación nuclear presente en nuestro dispositivo experimental. Esta simulación ha sido modificada con el objetivo de que proporcione los datos necesarios para llevar a cabo reconstrucciones tomográficas.

A lo largo del presente capítulo se detalla el proceso seguido para llegar a la simulación deseada; tras esto se hará un análisis preliminar de los datos simulados tratando de encontrar cualquier efecto no deseado que pueda tener el dispositivo experimental y que pueda repercutir en la calidad de las reconstrucciones.

### 3.1. Simulación de Montecarlo del experimento con GEANT4

En la simulación se ha tratado de incorporar todos los elementos geométricos del dispositivo experimental, junto con todos los fenómenos físicos que puedan aparecer cuando se hace interaccionar un haz de protones con energías hasta unos 200 MeV con el dispositivo experimental, tratando en todo momento de encontrar un equilibrio entre el coste computacional, la fidelidad de la simulación con el experimento real y la calidad y la calidad de los datos generados.

### 3.1.1. Implementación de la geometría experimental.

En la geometría se han implementado todos los elementos descritos en la sección 2.1, un resumen de las principales características se da en la tabla 3.1

- Blanco de dispersión: Compuesto por una lamina de Titanio con un espesor de  $50\mu m$
- CEPA4: se ha simulado cada uno de los cristales por separado. Los cristales de  $LaBr_3(Ce)$  tienen unas dimensiones de  $27 \times 27 \times 40mm^3$  y los de  $LaCl_3(Ce)$  de  $27 \times 27 \times 60mm^3$ . Los cristales del detector CEPA4 están rodeados por una carcasa Aluminio con un grosor de 1 mm.
- DSSSD1 y DSSSD2: Para implementar los detectores DSSSD no se han simulado las bandas, el efecto de pixelado se ha incorporado implementando un conjunto de 256 cuadrados, cada uno de los cuales correspondiente a un pixel cada uno de un área de de  $3 \times 3mm^2$  y un grosor de  $500\mu m$ .
- Fantoma: se han simulado dos fantomas, uno uniforme y otro con un patrón de alcohol y agua.

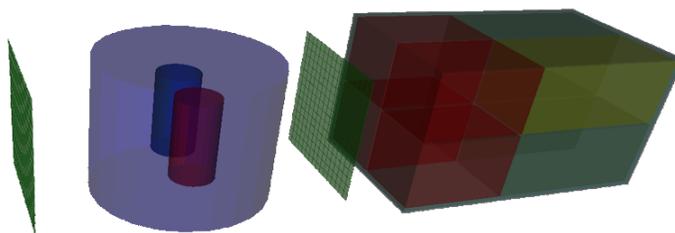


Figura 3.1: Visualización de la geometría del escáner pCT implementada en Geant4, en la imagen aparece únicamente los detectores DSSSD1, DSSSD2 y el detector CEPA4, junto al fantoma. Se ha omitido el blanco de dispersión para poder mostrar en mayor detalle el escáner.

En la practica para cambiar los fantoma, se han creado tres geometrías diferentes, cada una de ellas diferenciadas unicamente en el fantoma, una con el fantoma con el patrón de alcohol y agua, una con el fantoma uniforme y por ultimo una geometría sin ningún tipo de fantoma. Una vez especificados los volúmenes geométricos se han creado los sólidos y los volúmenes físicos necesarios para la simulación en GEANT4.

Para simular el movimiento de los fantomas entorno a su eje de rotación entre las diferentes posiciones de la tomografía se han implementado comandos con los que actualizar la geometría de la simulación para una posición especificada del fantoma, lo que permite automatizar la simulación de una tomografía.

Tabla 3.1: Principales características geométricas del dispositivo.

CEPA4	$LaBr_3(Ce)$	Cristales frontales detector CEPA4, $27 \times 27 \times 40mm^3$
	$LaCl_3(Ce)$	Cristales traseros detector CEPA4, $27 \times 27 \times 60mm^3$
	Carcasa	Recubrimiento detector CEPA4, Aluminio $1mm$ grosor
DSSSD	Área	área de $50 \times 50mm^2$ de Si con $500\mu m$ de espesor
	Pixel	region de $3 \times 3mm^2$ del DSSSD. $16 \times 16$ pixeles.
Blanco de dispersión	Lamina de $^{47}Ti$ de $50\mu m$ de espesor	
General	Blanco-DSSSD1	100 cm
	DSSSD1-DSSSD2	4 cm
	DSSSD2-CEPA4	2 cm
	angulo dispersión	$20^\circ$

### 3.1.2. Salida de la simulación

Una vez especificadas la geometría, las partículas primarias y los fenómenos físicos relevantes para nuestra simulación, deben ser especificados la información que queremos obtener a la salida de la simulación.

Tras la ejecución de una simulación se genera un fichero de nombre *SimulData $\theta$ .root*, donde se han guardado los datos generados tras simular una radiografía con un fantoma en la posición  $\theta$ , donde  $\theta$  es el ángulo de rotación del fantoma respecto a su posición inicial expresado en grados. En el fichero se ha guardado un Tree de ROOT cuyas branches son:

- *EventNumber*: Un identificador que caracteriza de forma única cada suceso simulado.
- *Multiplicity*: El número de detectores que han recibido energía depositada ya sea por la partícula primaria (protón inicial) como por cualquiera de las secundarias generadas con la partícula primaria en cada suceso.
- *detChannel*: una lista con una longitud igual a la multiplicidad del suceso; en cada elemento de la lista se especifica el identificador del detector involucrado en el suceso.
- *energyDep.keV*: una lista con una longitud igual a la multiplicidad del suceso; en cada posición se especifica la energía depositada por el protón en el detector especificado en *detChannel*.
- *scattering\_angle*: Ángulo del protón incidente tras la interacción con el blanco de dispersión, respecto a la trayectoria inicial.
- *energy\_After\_Scattering*: Energía del protón tras su interacción con el blanco de dispersión.

La simulación de una tomografía consta de una sucesión de radiografías con el fantoma que se quiere tomografiar en una posición angular diferente. Para simular una tomografía se

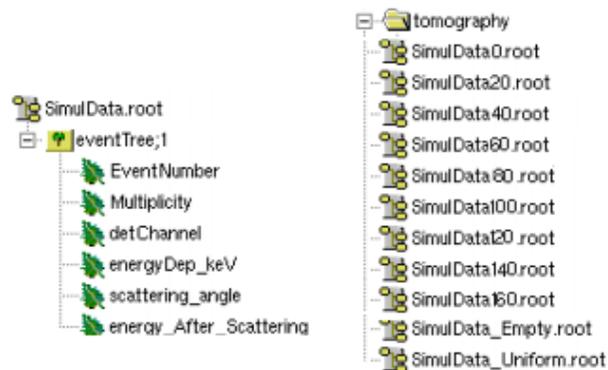


Figura 3.2: Estructura de Branches del Tree de ROOT usado (izquierda). Conjunto de datos generados tras simular una tomografía (derecha). En el nombre de los archivos se especifica la posición angular del fantoma en esa simulación.

debe especificar la energía de los protones primarios, el número de protones primarios por radiografía y el paso angular del fantoma entre radiografías. Tras ejecutar la simulación de una tomografía se generaran un conjunto de ficheros *SimulData $\theta$ .root* junto con dos ficheros llamados *SimulData\_Empty.root* y *SimulData\_Uniform.root* donde se guardan los datos recogidos tras simular un fantoma uniforme en una posición arbitraria y una radiografía sin ningún tipo de fantoma. En la figura 3.2 mostramos como se estructura la salida de la simulación, el Tree de ROOT y el esquema de ficheros generados en una tomografía.

## 3.2. Análisis de Datos. Interacción de los protones con el dispositivo experimental

Los datos usados en este apartado proceden la simulación de una radiografía con un haz de protones en la que se han lanzado un millón de protones a una energía de  $100 \text{ MeV}$  incidiendo en el fantoma con el patrón de alcohol y agua en una posición fija. Con el fin de analizar los resultados de la simulación se ha creado un programa de análisis de análisis de datos en ROOT y varios ejecutables de visualización de datos y análisis estadístico, con los que se ha conseguido visualizar las distintas deposiciones de energía en los detectores, además de obtener los mapas de colisiones con los que hemos obtenido imágenes de transmisión.

Una de las herramientas de visualización utilizada para comprender la interacción de un haz de protones con el dispositivo experimental ha sido el uso de histogramas bidimensionales en los que división (bin) con coordenadas X,Y representa un píxel de un detector DSSSD, mientras que en Z se especifican los diferentes valores de la variable bajo estudio. A esta técnica de visualización mediante histogramas bidimensionales nos referiremos de ahora en adelante como Mapas.

### 3.2.1. Multiplicidades y mapa de colisiones

En cualquiera de los análisis de datos realizados a lo largo de toda la investigación, solo se consideran útiles aquellos protones que hayan atravesado por completo el sistema de seguimiento (Atravesando los dos detectores DSSSD, pudiendo trazar su trayectoria), y su energía residual haya sido medida; esta condición impuesta se llama condición de coincidencia. Para implementar esta condición en nuestra simulación se han elegido únicamente los sucesos que han depositado energía en los tres detectores del sistema, y la deposición de energía en los detectores DSSSD se ha producido en un único pixel. Desde ahora en adelante, a los sucesos en los que el protón cumpla estas condiciones, nos referiremos como Sucesos Útiles.

En la figura 3.3 (izquierda), se muestra un mapa de colisiones/impactos en el detector DSSD1 obtenido tras lanzar un haz de protones de 100 MeV desde el blanco de dispersión simulando la dispersión de Rutherford. En él destaca un gradiente en el número de colisiones en el DSSSD, que lejos de ser uniforme o formando círculos desde el centro del detector como cabría esperar de un haz cónico, se observa una variación donde el número de partículas va disminuyendo según nos alejamos del haz primario, en el mapa de la figura 3.3 (izquierda) se puede ver de derecha a izquierda. Esto se atribuye a la Dispersión de Rutherford que sufre el haz primario con el blanco de dispersión antes de impactar en nuestro dispositivo experimental.

En la figura 3.3 (derecha) se observa, la distribución de impacto que alcanzando el detector DSSSD1 no logran impactar en el detector DSSSD2 o llegar a los cristales del CEPA. Los protones perdidos se agrupan en dos regiones:

- La región con los píxeles mas exteriores del detector, causada por procesos de dispersión ocurridos en el fantoma que cambian la trayectoria del protón haciendo que no alcance el detector DSSSD2.
- Una región formada por dos bandas, dispuestas en forma de cruz que ocupan los píxeles centrales, causada por protones que atraviesan el detector CEPA4 a través de la región de material muerto que separa los cuatro cristales.

### 3.2.2. Deposición de energía en los elementos del sistema. Mapas de energía

Tras la simulación disponemos de información adicional con la que no contaríamos en un experimento real, en este caso: la energía inicial de los protones, la energía depositada en el blanco de dispersión, la depositada en el fantoma y en cada uno de los componentes del escáner pCT. Experimentalmente, habría más limitaciones en la cantidad de información de la que disponemos en cada suceso, pues solo contaríamos con la energía inicial de la partícula, dada por las características del haz que ofrece el acelerador usado, y la energía depositada en los detectores DSSSD's y CEPA4.

Con los datos de esta primera simulación, nuestro objetivo es estudiar las condiciones iniciales del protón previas a la entrada en el fantoma, y si en un experimento real se puede

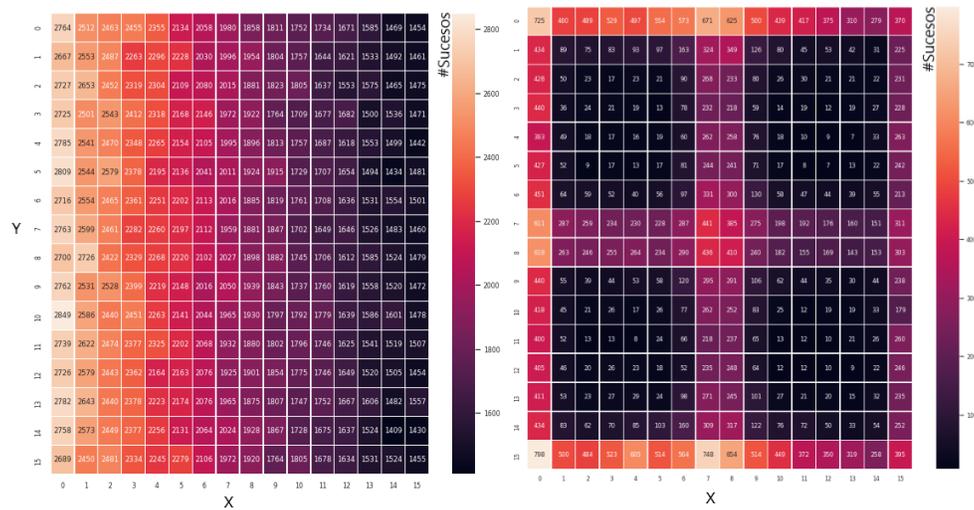


Figura 3.3: Mapa con el número de colisiones en el primer detector DSSSD (izquierda). Mapa con con colisiones de protones en el primer DSSSD que no impactan en el detector CEPA4 (derecha). En los márgenes no se indica la numeración de los píxeles, cada cuadrado se indica el numero de sucesos registrados. Las imágenes para el segundo detector DSSSD se han omitido ya que los resultados han sido similares y no aportan nueva información.

inferir la energía depositada en el fantoma pese a no contar con la información de la energía depositada en blanco de dispersión.

Para ello partimos de la energía depositada por todos los protones en los detectores DSSSD's.

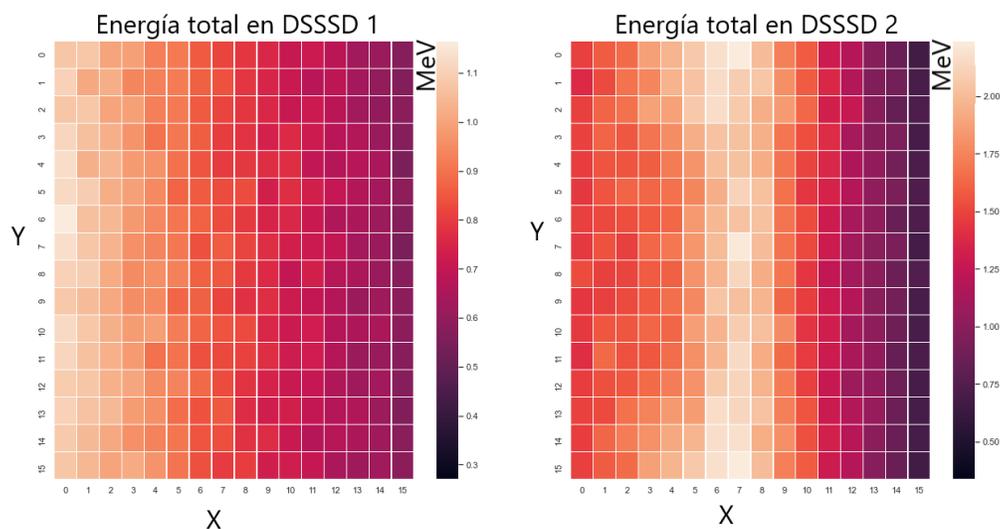


Figura 3.4: Mapa con la energía depositada total en los detectores DSSSD.

Como se puede ver en la figura 3.4 en donde representamos la energía depositada en los detectores DSSD1 y DSSD2, aparece de nuevo aparece de nuevo un gradiente en la deposición de energía total, esto es debido a la dispersión de Rutherford; al ser menor el número de partículas que llegan a nuestro detector también lo será la energía total depositada; Para corregir este efecto se dividirá el mapa de energía total por el mapa de colisiones para obtener un mapa con la energía depositada promedio por impacto/protón.

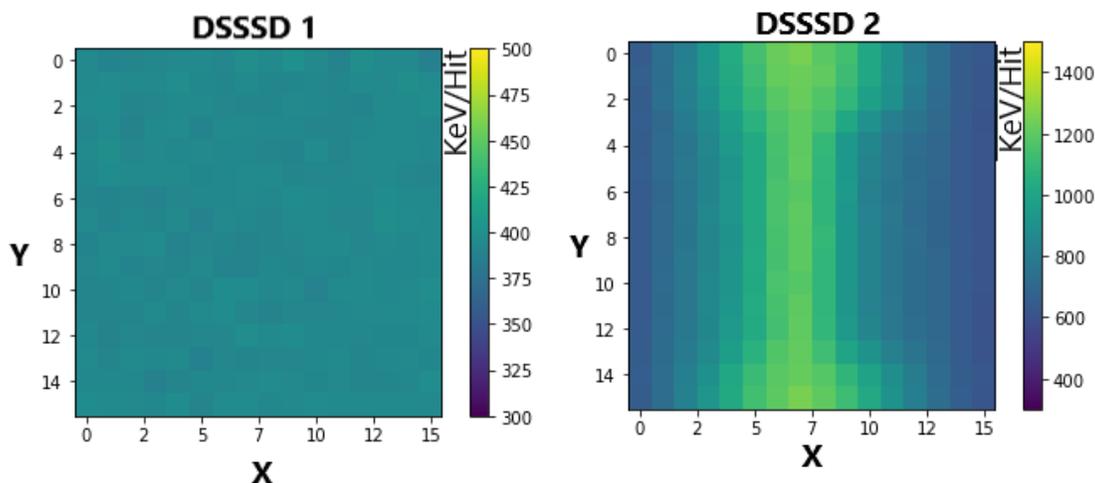


Figura 3.5: Mapa con la energía depositada promedio por protón en los detectores DSSSDs

En la figura 3.5 mostramos la energía promedio por impacto. En la figura podemos ver que al tratarse la dispersión de Rutherford de un proceso elástico, llegamos a una distribución muy próxima a la uniforme en el primer DSSSD; tras su paso por el fantoma la distribución de energía depositada en el segundo DSSSD se aleja de la uniforme, siendo mayor en los píxeles de la columna central, entorno a  $X=7$ , correspondiente a los protones que han perdido una mayor cantidad de energía en el fantoma, debido a que atraviesan un espesor mayor de material que aquellos que pasan por los bordes laterales debido a la simetría cilíndrica del fantoma. Por la ecuación de Bethe-Block, debido a que los protones incidentes por el centro han perdido más energía en el fantoma, depositarán más energía en el DSSSD2 al poseer un mayor poder de frenado que aquellos protones que llegan por los laterales habiendo atravesado un espesor inferior en el fantoma. Estos causaran una mayor deposición de energía en el detector. Estas diferencias observadas en las deposiciones de energía entre los detectores DSSSD aun no es suficiente para distinguir los patrones de los fantomas.

El siguiente paso es incluir la energía residual del protón medida por el detector CEPA4.

En la figura 3.6 se puede observar un patrón causado por el fantoma. En las regiones mas exteriores la energía depositada es mayor que en las zonas centrales debido a que en las zonas mas exteriores el protón ha depositado menos energía en el fantoma, también se distingue de forma sutil el patrón interno del fantoma. Por último, en la figura 3.6 podemos distinguir de nuevo, una región formada por dos bandas, dispuestas en forma de cruz que ocupan los píxeles centrales; en esta región además de perderse un gran número de protones debido a la

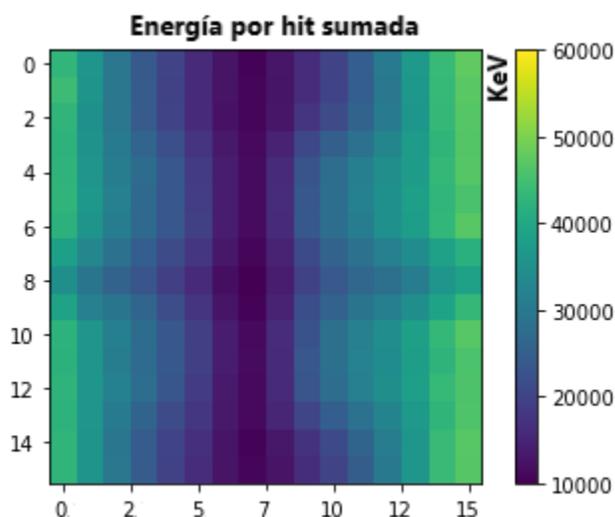


Figura 3.6: Suma de energía depositada en los detectores DSSSD y energía residual en CEPA4.

separación entre los cristales del CEPA4, otros muchos no depositan toda su energía en los cristales del detector al haber perdido parte en la capa de material muerto que separa los cristales, dando en promedio, una menor deposición de energía.

### 3.2.3. Proyecciones.

La trayectoria seguida por el protón a su paso por el fantoma es determinada por los píxeles de los detectores DSSSD's con los que el protón ha interactuado; en este estudio se ha hecho la suposición de que la trayectoria es la línea recta que une ambos píxeles atravesando el fantoma. La deposición de energía que se representa en el plano imagen localizado en el centro del fantoma que coincide con el plano central entre ambos detectores

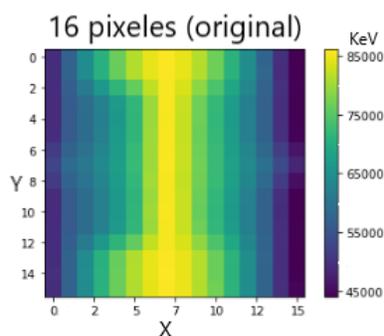


Figura 3.7: Proyeccion de  $16 \times 16$ .

debido a la simetría del dispositivo experimental. En este plano esperamos que la relación entre los tamaños fantoma-imagen sean aproximadamente 1:1.

Para lograr distinguir el patrón del fantoma ha sido necesario una nueva corrección de uniformidad que permita destacar las diferencias causadas por el patrón del fantoma y la base de PMMA, por otro lado, esta corrección también intenta mitigar el efecto que produce el hecho de que los protones tras la dispersión Rutherford no entren con el mismo ángulo en todas las partes del detector, lo que causará que aún estando con un medio uniforme, se detecten zonas con una mayor deposición de energías, a causa de un mayor recorrido en el fantoma. Para llevar acabo esta corrección, como se ha indicado en la sección 3.1.2, se ha simulado una radiografía de un fantoma únicamente compuesto de PMMA, definido en la sección 2.1.3.

Partiendo de los mapas en las deposiciones en energía dados por el fantoma uniforme, se han promediado los píxeles centrales, partiendo de este valor se ha normalizado el mapa de energías, por último esta corrección es aplicada de forma multiplicativa, el resultado se muestra en la figura 3.7.

En una última fase se ha trabajado con la posibilidad de aumentar la granularidad de la imagen, en el plano en el que se proyectan las trayectorias, al proyectar los protones en el plano intermedio el número de posiciones que podemos diferenciar aumenta, con el fin de poder sacar la máxima resolución espacial se ha aumentado el número de bins, este proceso se ha realizado varias veces, los resultados son mostrados la figura 3.8, el resultado óptimo se ha alcanzado en la proyección de 128 píxeles, si se trata de aumentar otra vez el número de bins aparecen bins sin estadística que producen artefactos en las reconstrucciones.

### 3.3. Análisis de Datos. Reconstrucciones

Tras las simulaciones iniciales, el estudio de estas y la consecuente optimización y corrección de errores que pudieran haber surgido, se ha simulado una tomografía con el mayor número de sucesos posibles, el menor paso angular del fantoma que pudiésemos simular en un periodo razonable de tiempo y asequible para cantidad de recursos computacionales a los que teníamos acceso. En base a las simulaciones iniciales, se ha optado por hacer una simulación de una tomografía con un paso angular de  $1^\circ$  y el lanzamiento de un millón de partículas primarias para cada posición con una energía inicial de los protones de 100 MeV y realizando un barrido angular del fantoma entre 0 y 180 grados.

Con la simulación final una vez completada, se ha procedido al cálculo de las imágenes de transmisión con un pixelado de 128 por 128 para cada ángulo del fantoma. En las siguientes secciones discutiremos la línea de procesamiento empleada para transformar las diferentes proyecciones con los datos simulados a datos con un formato apropiado para hacer reconstrucciones tomográficas.

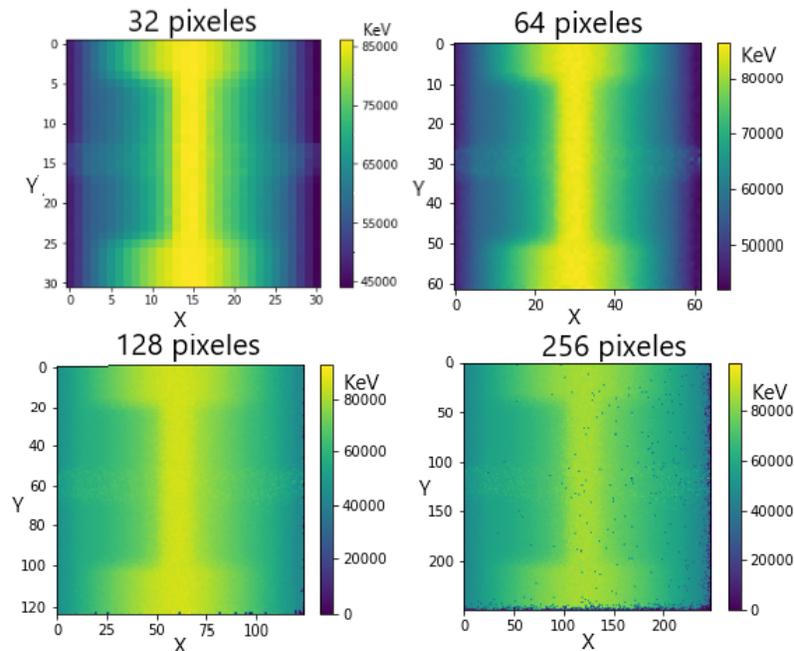


Figura 3.8: Proyección diferente granularidades partiendo desde la proyección de  $16 \times 16$ , desde  $32 \times 32$  pixeles hasta  $256 \times 256$  pixeles.

### 3.3.1. Generación de los sinogramas

Para pasar de un conjunto de proyecciones efectuadas a un mismo fantoma a un sinograma, se ha llevado acabo una reordenación de los datos de las proyecciones. En primer lugar se han tomado todas las proyecciones para los diferentes ángulos y se han reordenado, cada fila de pixeles en la proyección con el fantoma en una posición angular  $\theta$ , es una columna del sinograma que se esta generando.

Tratamos de mostrar este proceso mediante un ejemplo. Para conseguir el sinograma de la fila 1 se toma la primera fila de píxeles de cada proyección, la concatenación de estas nos dará el sinograma de la fila 1, este proceso se muestra en la figura 3.9.

### 3.3.2. Reconstrucciones

Tras la generación de los sinogramas, pasamos a efectuar reconstrucciones tomográficas con el algoritmo Filtered Back-Projection (FBP), este algoritmo sera tomado como punto de partida, y se usará para comparar con otros resultados obtenidos mediante otros algoritmos. Con esta primera reconstrucción se ha intentado encontrar valores aceptables tanto de cantidad de estadística como resolución angular para conseguir reconstrucciones aceptables, para poder estimar las necesidades de tiempo de haz en futuros experimentos.

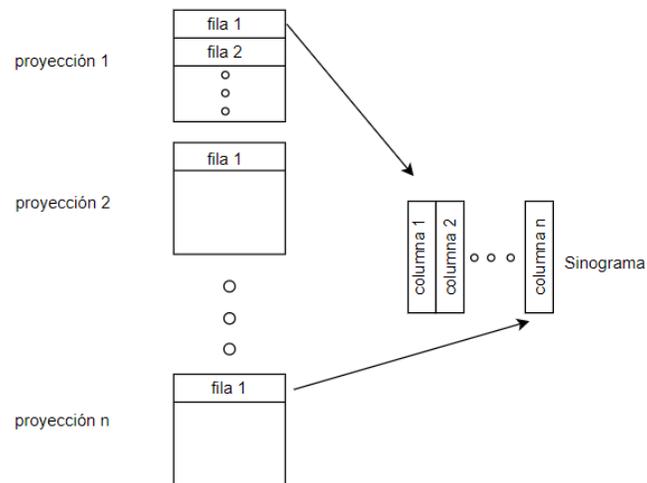


Figura 3.9: Esquema del proceso seguido para la generación de un sinograma, partiendo de las proyecciones. Cada proyección corresponde a la posición del fantoma a un determinado ángulo.

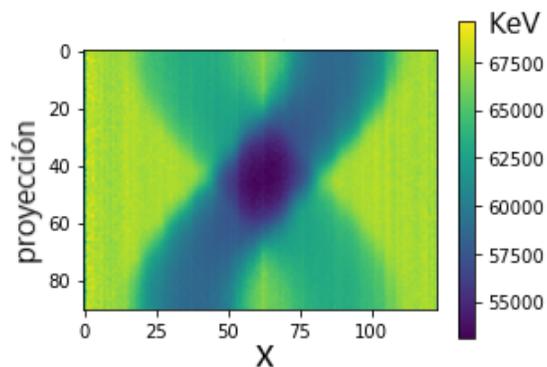


Figura 3.10: Sinograma generado tras simular una reconstrucción con un barrido angular de  $0^{\circ}$  a  $180^{\circ}$  con un paso angular de  $2^{\circ}$ . El sinograma mostrado se ha generado usando las proyecciones con 128 píxeles del fantoma con el patrón de Alcohol y Agua. El agua tiene poder de frenado mayor que el alcohol, en los sinograma el patrón de agua corresponde con la región que inicialmente se encuentra a la izquierda entorno a la coordenada horizontal 35.

### 3.3.3. Efecto del número de sucesos usados en la reconstrucción en su calidad.

Con las reconstrucciones obtenidas para un número de capas de 1 o 2 mostradas en la figure 3.11 se ha encontrado una baja calidad en las imágenes obtenidas, tanto en resolución espacial como en contraste. La principal razón a este problema es la falta de estadística por píxel fruto del aumento en el número de bins en el plano de proyección, la baja cantidad de sucesos es un problema que se acentúa en las columnas más exteriores de las proyecciones, como puede observarse en la figura 3.8 (128 píxeles).

Para tratar de solucionar este problema, se ha optado por acumular la estadística de varias filas e intentar obtener una imagen reconstruida que represente un promedio de las capas involucradas. Además se han desechado los píxeles situados en los extremos superior e inferior de las proyecciones al ser regiones en donde no existen regiones de alcohol y agua y ser, básicamente una región uniforme de PMMA. En la figura 3.11 mostramos los resultados que se han conseguido con este procedimiento.

Las reconstrucciones en la figura 3.11 muestran que el detalle de la imagen empieza a ser suficiente cuando en la reconstrucción se usan los eventos recogidos en 10 capas de píxeles, usando los datos mostrados en 3.2.1, podemos estimar que el número de protones necesarios para una reconstrucción con una resolución espacial razonable y un buen contraste es de unos  $1,25 \cdot 10^5$  sucesos útiles (en coincidencia), lo que teniendo en cuenta la eficiencia del dispositivo experimental se estima en unos *numEventos*

### 3.3.4. Estudio de la variación de la reconstrucción con el número de proyecciones

Usando las condiciones óptimas encontradas en el apartado anterior, se efectúan reconstrucciones con un promediado en 80 capas, cambiando el paso angular de la rotación del fantoma desde  $40^\circ$  reduciéndose hasta llegar al máximo de nuestro caso de  $1^\circ$ . El resultado se muestra en figura 3.12. Podemos ver como con un paso angular superior a  $20^\circ$  aparecen artefactos en las reconstrucciones que dañan seriamente la calidad de la reconstrucción, tanto a nivel espacial como en el contraste de las dos regiones de alcohol y agua con respecto al fondo de PMMA. que ofrecen.

Por ultimo, en la figura 3.13 se muestra la reconstrucción esperada en el caso en el que se tengan unos datos experimentales con un número de sucesos próximo a *numEventos* y un paso angular de  $20^\circ$ .

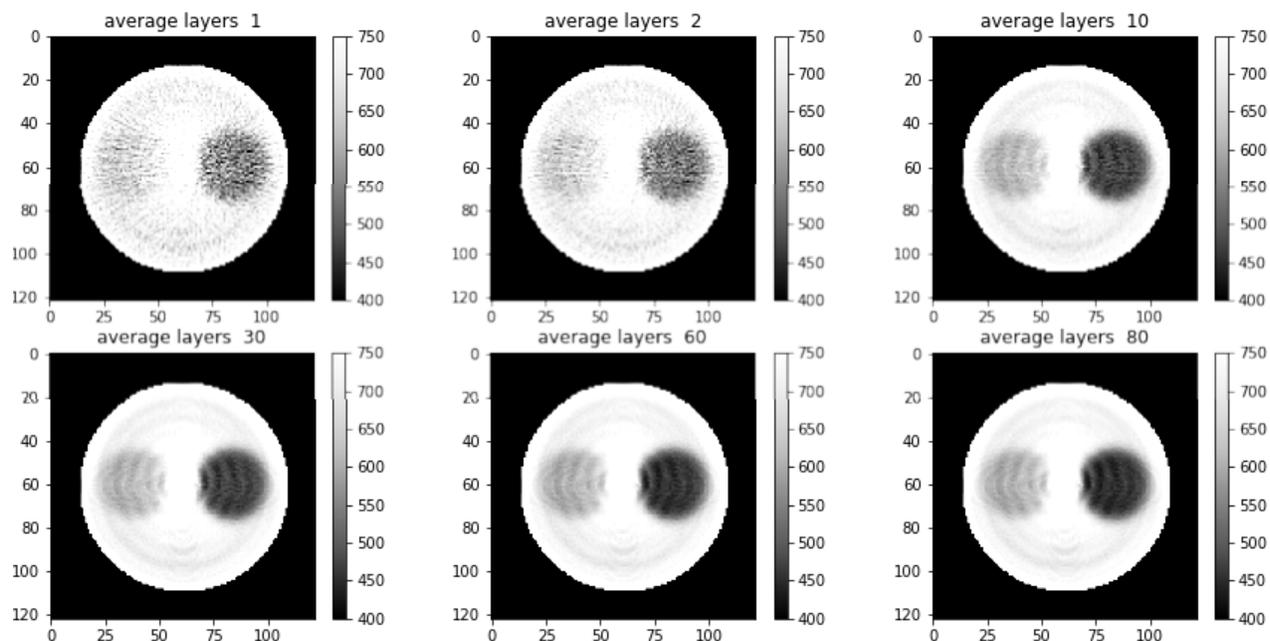


Figura 3.11: Diferentes reconstrucciones efectuadas con el algoritmo FBP para el sinograma de 128 píxeles. En cada reconstrucción se indica el número de capas sobre el que se ha promediado, desde la primera reconstrucción con una única capa de píxeles, hasta unas 80 capas en la última reconstrucción (De las 128 capas de píxeles en las proyecciones, solo 80 de ellas se ven afectadas por el patrón de alcohol y agua). La escala de colores está en unidades arbitrarias dadas por ASTRA toolbox.

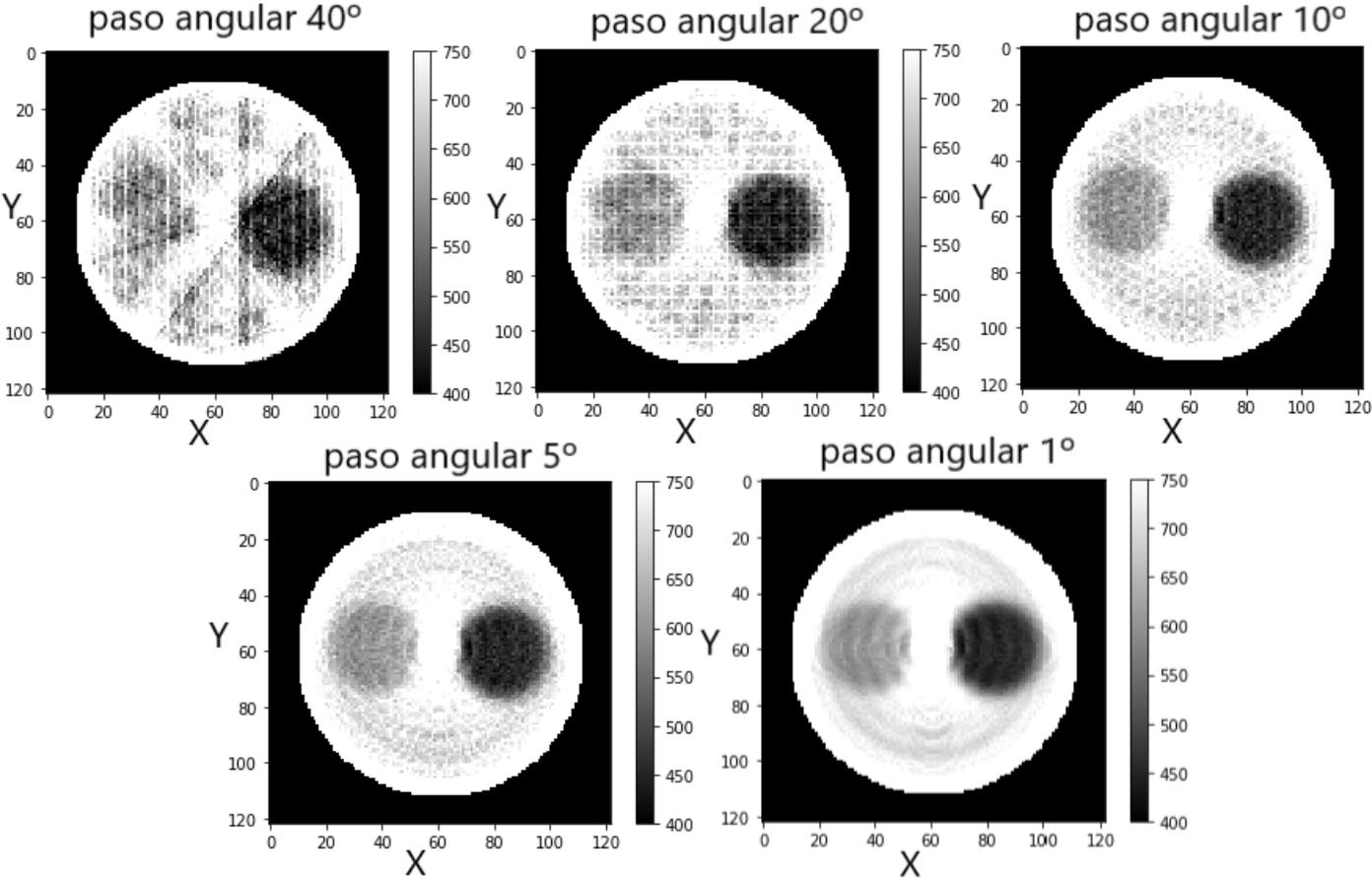


Figura 3.12: Diferentes reconstrucciones efectuadas con el algoritmos FBP para sinogramas generados con diferentes paso angular del fantoma.

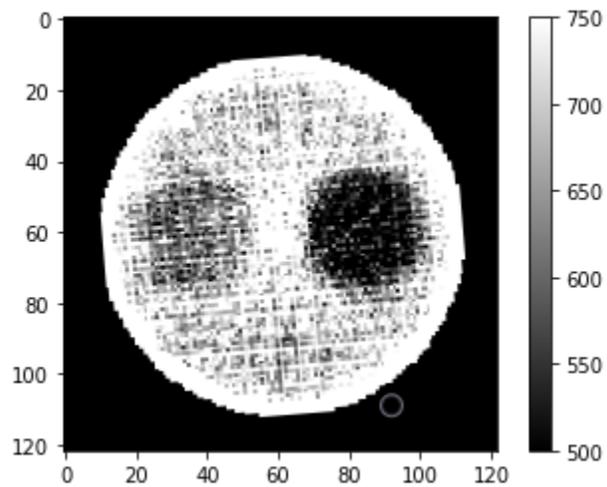


Figura 3.13: Reconstrucción con algoritmo FBP, con un paso angular de  $20^{\circ}$  y un número de sucesos de  $numEventos$

# Capítulo 4

## Resultados y Discusión

Con el programa ASTRA toolbox y los medios computacionales disponibles se procede a realizar reconstrucciones con los diferentes algoritmos. Las reconstrucciones realizadas podemos clasificarlas en dos grupos según la geometría con la que se ha intentado modelar el haz de protones; en la primera categoría de reconstrucciones el haz de protones se ha intentado modelar mediante un haz paralelo, en el cual los protones inciden de forma normal en las superficies de los detectores DSSSD. En la segunda categoría de reconstrucciones el haz se ha modelado por un haz de ventilador, en el cual los protones parten de una fuente puntual alineada con los píxeles centrales del detector CEPA4.

Los algoritmos utilizados con un haz paralelo han sido FBP, SIRT, SART y ART, mientras que con un haz de ventilador se han probado los algoritmos SIRT, SART y ART. Una breve descripción de los algoritmos ha sido dada en la sección 1.3.

Para poder valorar la calidad de las reconstrucciones se han creado varios programas con los que ser capaces de extraer valores estadísticos de regiones de interés (ROI) y mostrar perfiles de línea de la reconstrucción y así junto con un apoyo visual poder valorar la calidad de las reconstrucciones.

A la hora de mostrar las reconstrucciones se ha optado por una paleta de colores divergente, en este tipo de paletas cambia la luminosidad y saturación de dos colores diferentes que se encuentran en el medio en un color insaturado. Este tipo de paletas esta recomendada [19] para situaciones donde parte de la información en la que se está interesado se encuentra situada en valores medios de la variable a representar.

Los datos experimentales de RSP son  $RSP_{agua} = 1,00$ ,  $RSP_{alcohol} = 0,8$ ,  $RSP_{alcohol} = 1,17$  con los que comparamos nuestros resultados provienen de [20], estas medidas se ha realizado con un haz de protones de  $149MeV$ . En la figura 4.1 mostramos cada región del fantoma con los valores de RSP experimentales.

### 4.1. Imágenes reconstruidas

El resultado obtenido con el algoritmo FBP en ASTRA toolbox es mostrado en la figura 4.2(izquierda). En la reconstrucción se pueden apreciar ciertas regiones fuera de zona circular

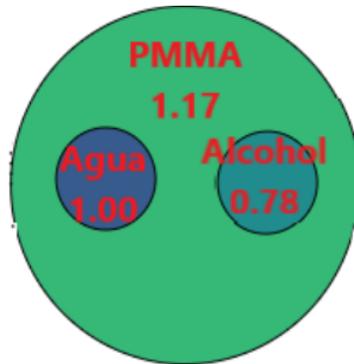


Figura 4.1: Fantoma con los valores de RSP experimentales.

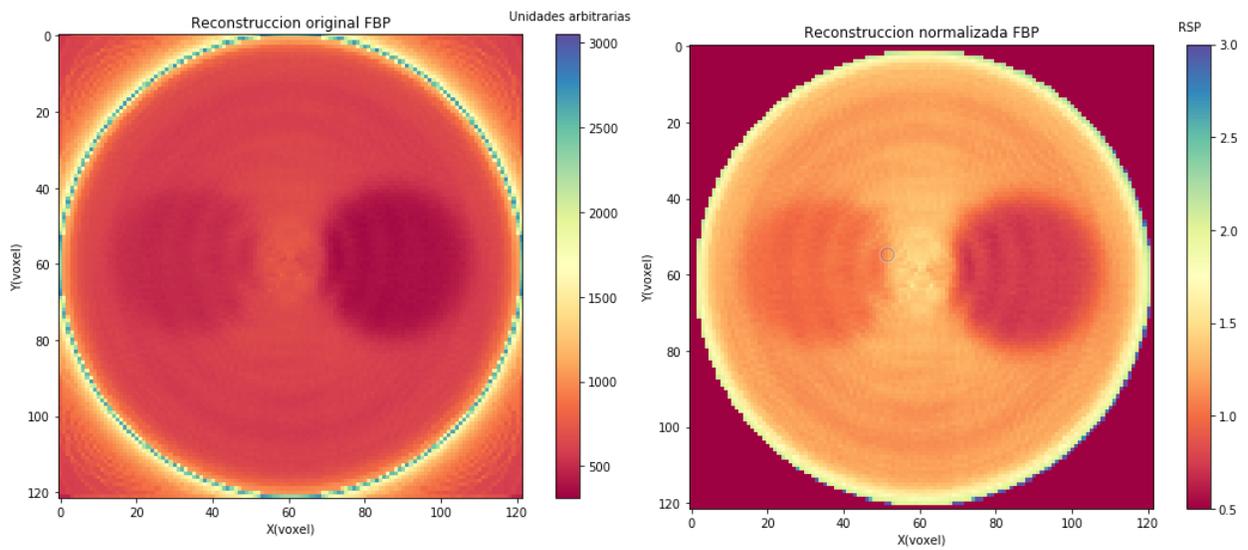


Figura 4.2: (izquierda)Reconstrucción con algoritmo FBP dada por ASTRA toolbox.(derecha) Reconstrucción final.

central que se delimita por el círculo luminoso que podemos considerar el borde del fantoma, con valor no nulos. Este problema ha sido encontrado en todas las reconstrucciones hechas independientemente del algoritmo utilizado. Esta región no tiene sentido en términos físicos, por ello antes de mostrar el resultado final de los algoritmos delimitamos la zona de la región circular del fantoma. Por ultimo, ASTRA toolbox da sus resultados en unidades arbitrarias. Para poder dar las reconstrucciones en poder de frenado relativo (RSP) se ha calculado una ROI en el patrón de agua, con el valor medio de esta región los valores del resto de la reconstrucción han sido normalizados, el resultado final es mostrado en la figura 4.2(derecha). Para llegar a la reconstrucción final con cada algoritmo se han seguido pasos similares.

## 4.2. Reconstrucciones con diferentes algoritmos

### 4.2.1. Resultados

#### FBP haz paralelo

El algoritmo FBP con un haz paralelo ha dado los resultados mostrados en la figura 4.3. A pesar de los artefactos encontrados en la imagen como el patrón de anillos encontrados y las fluctuaciones estadísticas que se observan, los valores promedio de RSP de las ROI's son  $RSP_{agua} = 1,0000 \pm 0,0007$ ,  $RSP_{pmma} = 1,243 \pm 0,002$ ,  $RSP_{alcohol} = 0,7564 \pm 0,0008$ . En todos las ROI se han conseguido valores de RSP cercanos a los experimentales, siendo el valor mas alejado del valor experimental el de la ROI de pmma. En el histograma de valores de RSP se distinguen tres valores de RSP que podemos asociar a cada uno de los materiales del sistema. Por último en el perfil de línea encontramos un buen acuerdo en las regiones de alcohol y agua entre los valores reconstruidos y los experimentales, mientras que encontramos grandes desviaciones las regiones mas externas del fantoma y en menor medida en las regiones centrales del fantoma.

#### SART haz paralelo

El algoritmo SART con un haz paralelo ha dado los resultados mostrados en la figura 4.4, estos se han conseguido aplicando el algoritmo con 2160 iteraciones. Esta reconstrucción se caracteriza por la gran cantidad de grano que tiene, y por la gran cantidad de fluctuaciones estadísticas que hay entre pixeles cercanos. Los valores promedio de RSP de las ROI's son  $RSP_{agua} = 1,0000 \pm 0,0056$ ,  $RSP_{pmma} = 1,212 \pm 0,008$ ,  $RSP_{alcohol} = 0,772 \pm 0,003$ . En todos las ROI se han conseguido valores de RSP cercanos a los experimentales, siendo el valor mas alejado del valor experimental el de la ROI de pmma. En el histogramas solo podemos diferencia dos regiones, una de ellas podemos asociarla con el valor de RSP del alcohol, mientras que en la otra región no somos capaces de distinguir valores de RSP de pmma y agua. En el perfil de línea encontramos un buen acuerdo en las regiones de alcohol y agua entre los valores reconstruidos y los experimentales, mientras que encontramos grandes desviaciones las regiones mas externas del fantoma y en menor medida en las regiones centrales del fantoma, ademas podemos ver como hay una gran fluctuacion entorno a los valores experimentales.

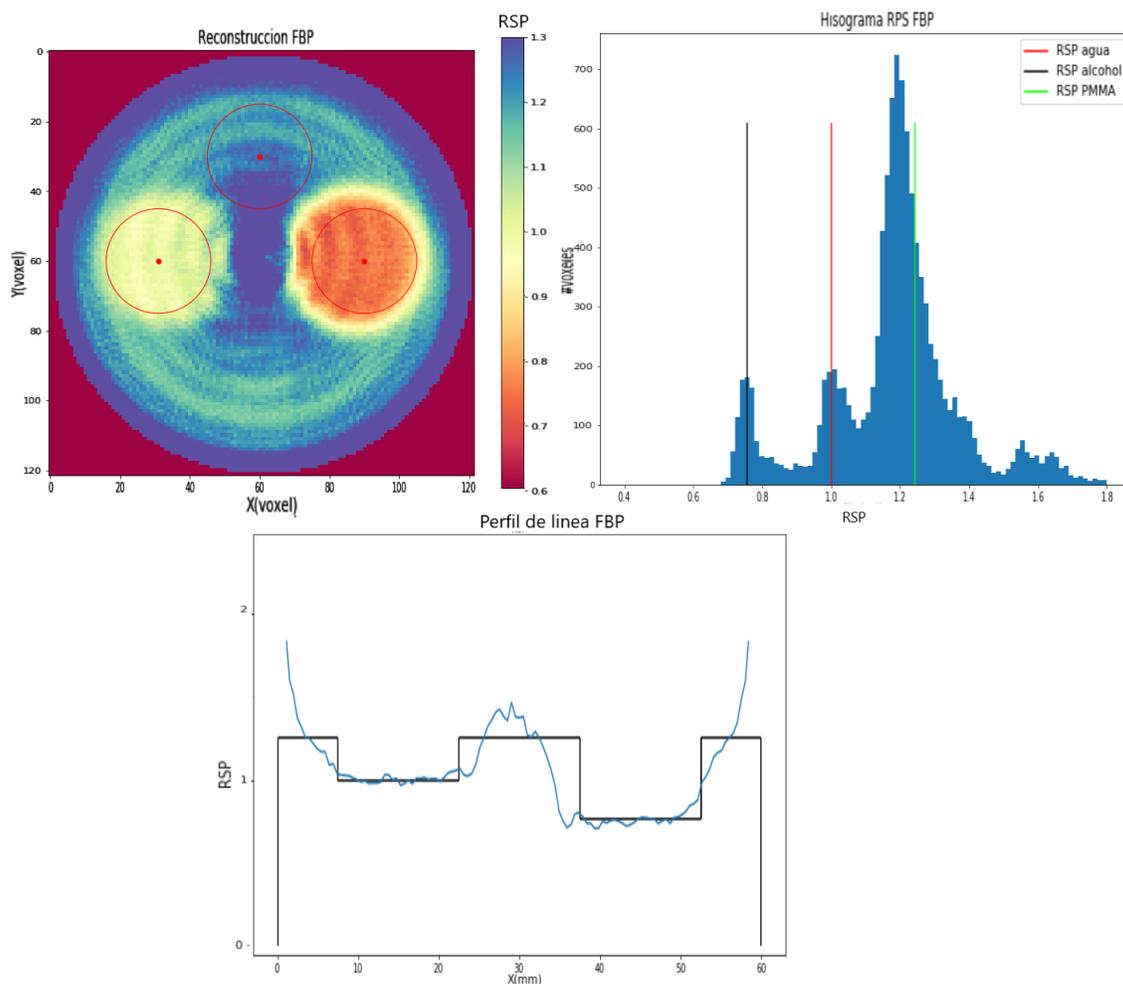


Figura 4.3: Resultados para el algoritmo FBP con un haz paralelo. Reconstrucción, con ROI's usadas para calcular los valores de RSP (superior izquierda), Histograma de los valores de RSP, donde se señalan los valores promedios de las ROI's (superior derecha). Perfil de línea, de la recta horizontal  $Y=60$  (línea azul), junto con lo que se espera en el caso ideal (línea negra) (inferior).

Mientras que las 2160 iteraciones se llegaba a un buen valor en los valores de RSP, la reconstrucción tiene una muy baja resolución espacial. A modo de prueba se ha intentado llegar a una reconstrucción con poco ruido y una buena resolución espacial, esto se ha conseguido con 1080 iteraciones, el resultado es mostrado en la figura 4.5. Con este número de iteraciones conseguimos regiones definidas, valores de RSP uniformes y una cantidad de grano mejor que en con 2160 iteraciones, pero los valores de RSP en las ROI distan mucho de los valores experimentales.

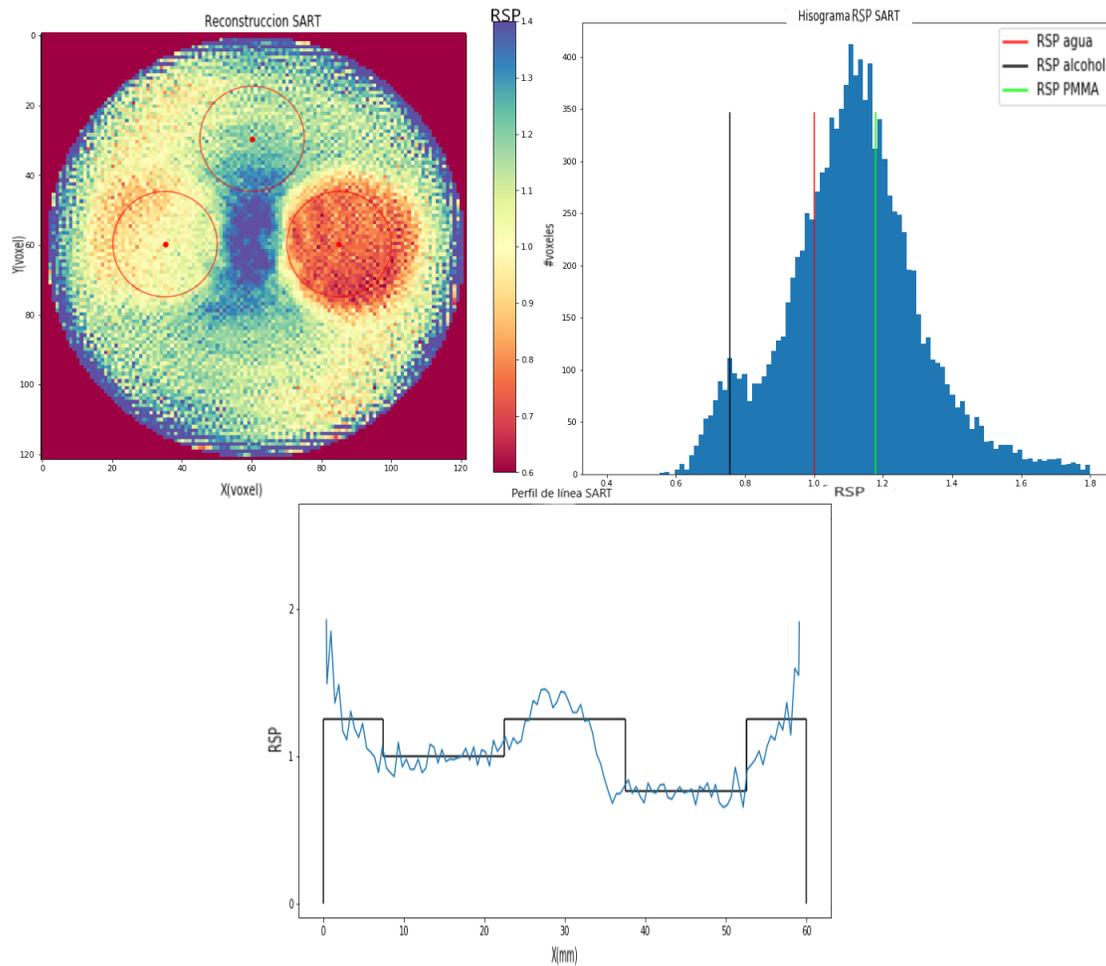


Figura 4.4: Resultados para el algoritmo SART con un haz paralelo. Reconstrucción, con ROI's usadas para calcular los valores de RSP (superior izquierda), Histograma de los valores de RSP, donde se señalan los valores promedio de las ROI's (superior derecha). Perfil de línea, de la recta horizontal  $Y=60$  (línea azul), junto con lo que se espera en el caso ideal (línea negra) (inferior).

### SART haz en abanico

El algoritmo SART con un haz en abanico ha dado los resultados mostrados en la figura 4.6. Los valores promedio de RSP de las ROI's son  $RSP_{agua} = 1,0000 \pm 0,0003$ ,  $RSP_{pmma} = 1,086 \pm 0,005$ ,  $RSP_{alcohol} = 0,716 \pm 0,002$ . Con este algoritmo gran parte del pmma ha tenido valores de RSP cercanos a agua, la única región capaz de distinguirse es la del patrón de alcohol, y ligeramente la del agua, aunque su forma circular está muy desformada. En el histograma podemos ver como se destaca el valor de RSP del alcohol, y una región entre RSP 0.9 y 1.4 en la que no podemos distinguir los valores de alcohol y agua. Por último el

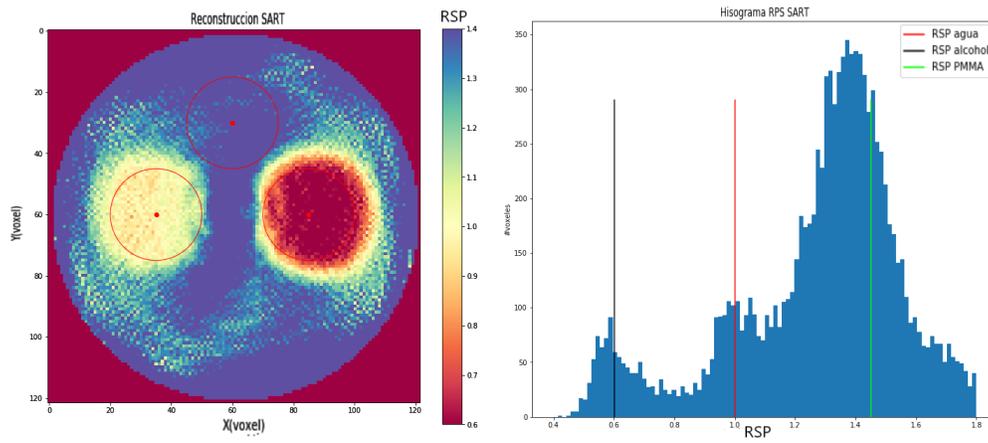


Figura 4.5: Reconstrucción con buena resolución espacial para el algoritmo SART.

perfil de línea muestra cierta concordancia con los resultados esperados aunque con muchas fluctuaciones, y mostrando grandes desviaciones en la región central y en las zonas más exteriores de fantoma.

### ART haz paralelo

El algoritmo ART con un haz paralelo ha dado los resultados mostrados en la figura 4.7, en la reconstrucción encontramos manchas localizadas con valores entre 1 y 1.4 de RSP en la región de PMMA, además vemos como los las regiones pertenecientea. Los valores de RSP en las ROI son  $RSP_{agua} = 1,0000 \pm 0,006$ ,  $RSP_{pmma} = 1,13 \pm 0,001$ ,  $RSP_{alcohol} = 0,744 \pm 0,005$ . En el histograma distinguimos tres picos aunque no con las áreas correctas. El perfil de línea muestra discrepancias con los valores experimentales tanto en las regiones con los patrones como en las zonas de pmma.

### ART haz en abanico

El algoritmo ART con un haz en abanico ha dado los resultados mostrados en la figura 4.8 en la reconstrucción somos capaces de distinguir las regiones circulares que pertenecen al alcohol y al agua, la imagen muestra ruido en las zonas de pmma y cierto patron de anillos entorno al centro que llega a las regiones más exteriores. Los valores dados en las ROI son  $RSP_{agua} = 1,0000 \pm 0,006$ ,  $RSP_{pmma} = 1,17 \pm 0,008$ ,  $RSP_{alcohol} = 0,755 \pm 0,003$ . En el histograma, somos capaces de diferenciar los valores cercanos al alcohol, pero no se distinguen del todo los las regiones de pmma y agua. Los perfiles de línea vemos como toma los valores correctos en la zona de los patrones, pero difiere para los valores de pmma.

### SIRT haz paralelo

El algoritmo SIRT con un haz paralelo ha dado los resultados mostrados en la figura 4.9 la reconstrucción alcanzada muestra regiones uniformes en los valores de RSP tanto en

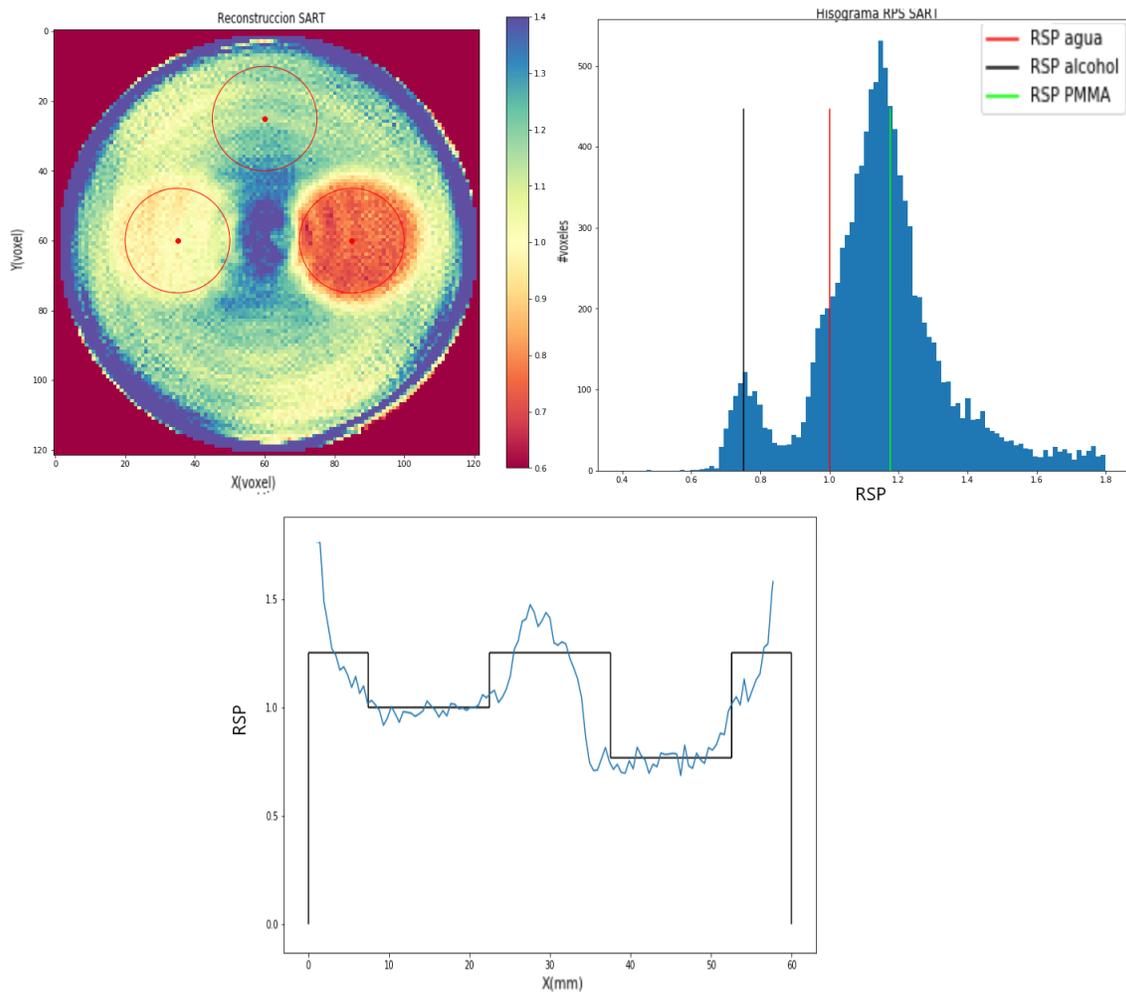


Figura 4.6: Resultados para el algoritmo SART con un haz en abanico. Reconstrucción con ROI's usadas para calcular los valores de RSP (superior izquierda). Histograma de los valores de RSP, donde se señalan los valores promedio de las ROI's (superior derecha). Perfil de línea, de la recta horizontal  $Y=60$  (línea azul), junto con lo que se espera en el caso ideal (línea negra) (inferior).

la zona de los patrones como en la del pmma, en esta región además encontramos varias regiones con patrones ondulatorios con valores de RSP que oscilan entre 1.2 y 1.3. Los valores encontrados en las ROI son  $RSP_{agua} = 1,0000 \pm 0,006$ ,  $RSP_{pmma} = 1,17 \pm 0,008$ ,  $RSP_{alcohol} = 0,755 \pm 0,003$  todos ellos muy cercanos a los valores nominales. El histograma se ven tres regiones localizadas y centradas en los valores de RSP que pertenecen al agua, alcohol y pmma. Los perfiles de línea muestra regiones redondeadas situadas en las regiones de los patrones que alcanzan los valores nominales en el alcohol y agua, en las regiones más exteriores se observan valores muy alejados del RSP del pmma.

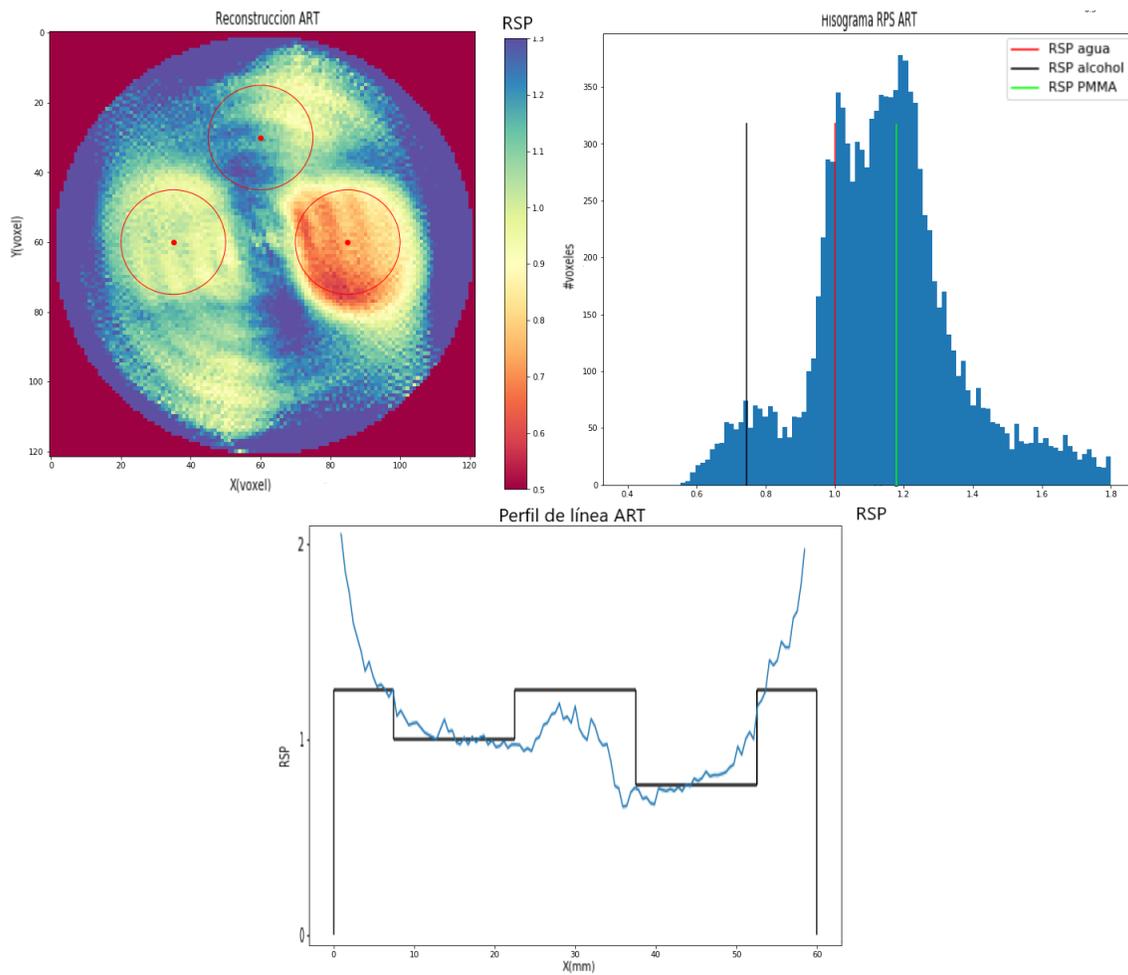


Figura 4.7: Resultados para el algoritmo ART con un haz paralelo. Reconstrucción, con ROI's usadas para calcular los valores de RSP (superior izquierda), Histograma de los valores de RSP, donde se señalan los valores promedios de las ROI's (superior derecha). Perfil de línea, de la recta horizontal  $Y=60$  (línea azul), junto con lo que se espera en el caso ideal (línea negra) (inferior).

### SIRT haz en abanico

El algoritmo SIRT con un haz en abanico ha dado los resultados mostrados en la figura 4.10. Vemos regiones de un color con valores uniformes y con logeros artefactos en las zonas más exteriores y centro del fantoma. Los valores de RSP de las ROI son  $RSP_{agua} = 1,000 \pm 0,006$ ,  $RSP_{pmma} = 1,177 \pm 0,008$ ,  $RSP_{alcohol} = 0,753 \pm 0,003$

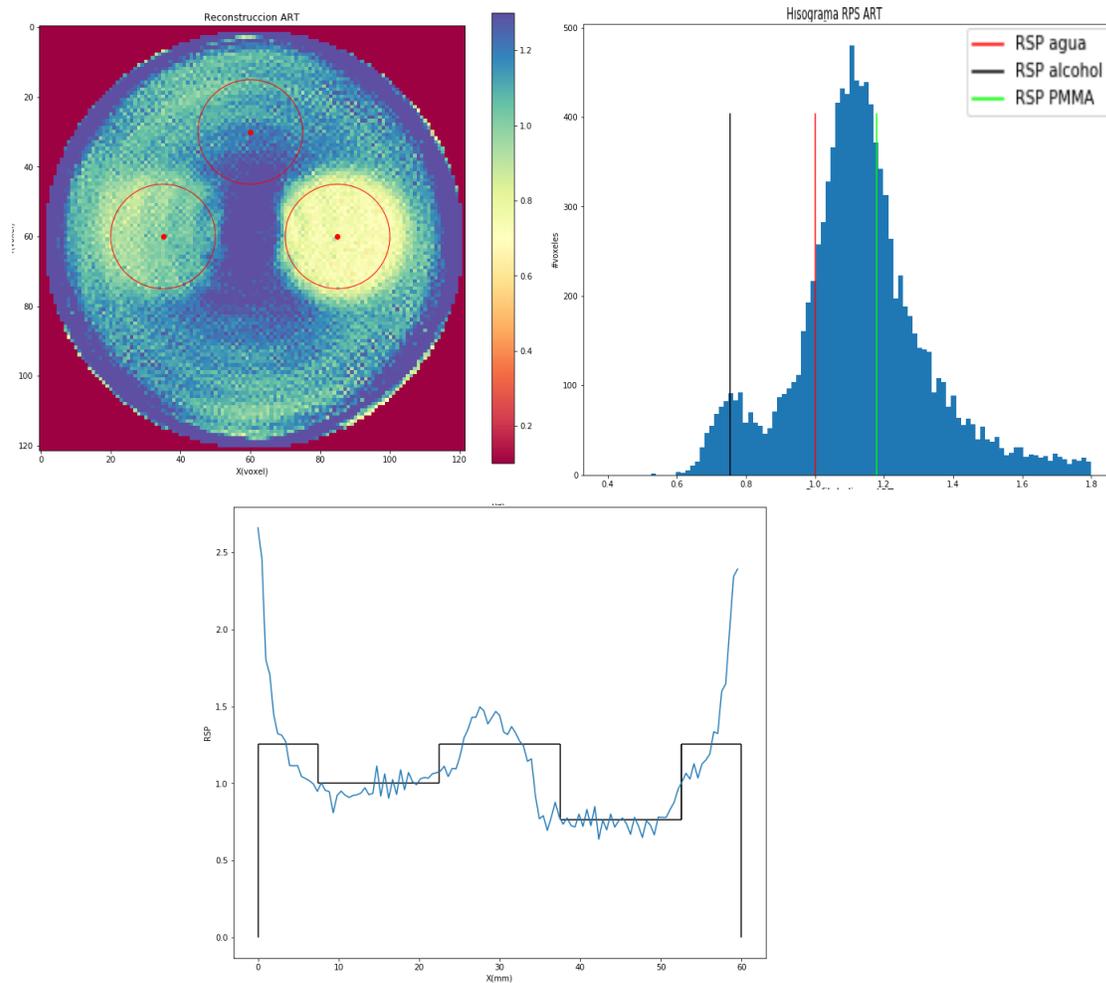


Figura 4.8: Resultados para el algoritmo ART con un haz abanico. Reconstrucción, con ROI's usadas para calcular los valores de RSP (superior izquierda), Histograma de los valores de RSP, donde se señala los valores promedios de las ROI's (superior derecha). Perfil de línea, de la recta horizontal  $Y=60$  (línea azul), junto con lo que se espera en el caso ideal (línea negra) (inferior).

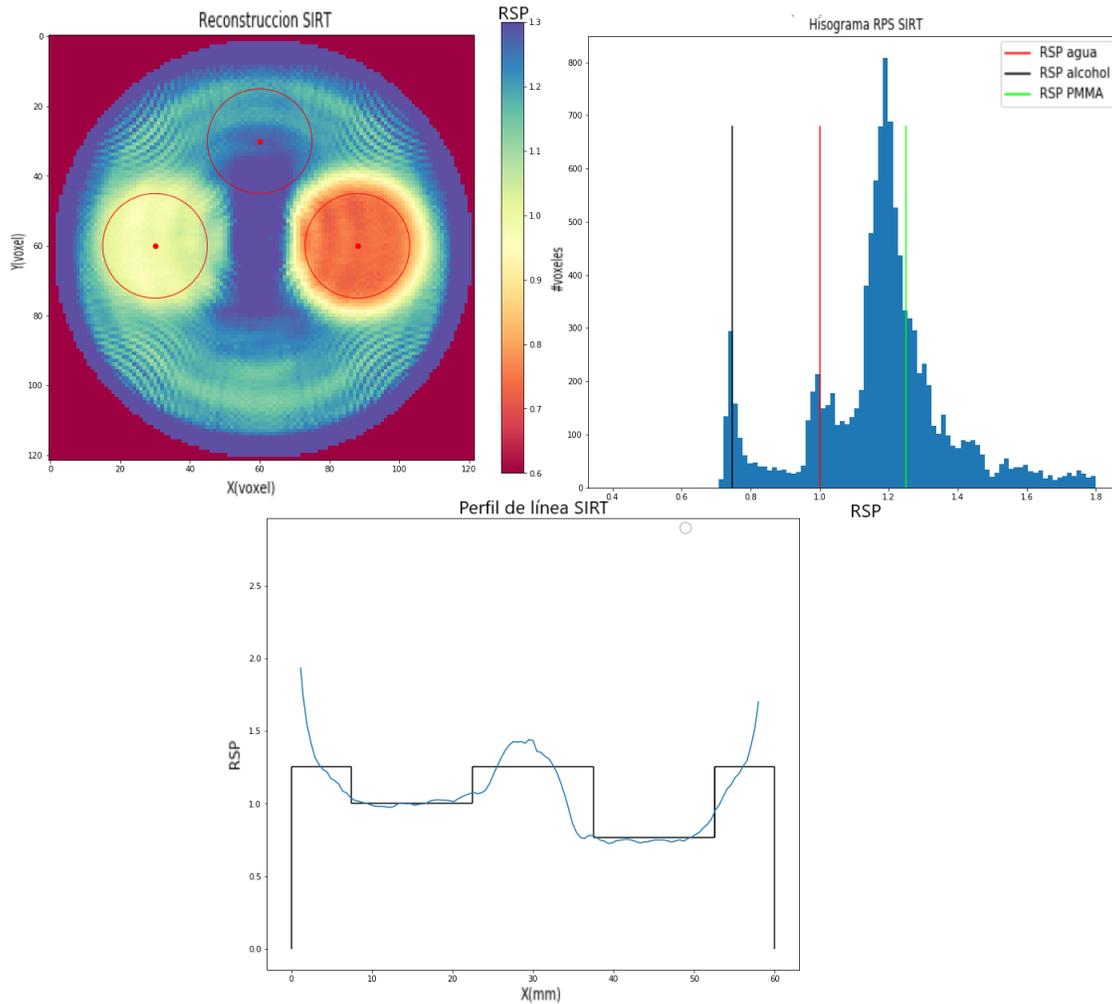


Figura 4.9: Resultados para el algoritmo SIRT con un haz paralelo. Reconstrucción, con ROI's usadas para calcular los valores de RSP (superior izquierda), Histograma de los valores de RSP, donde se señalan los valores promedio de las ROI's (superior derecha). Perfil de línea, de la recta horizontal  $Y=60$  (línea azul), junto con lo que se espera en el caso ideal (línea negra) (inferior).

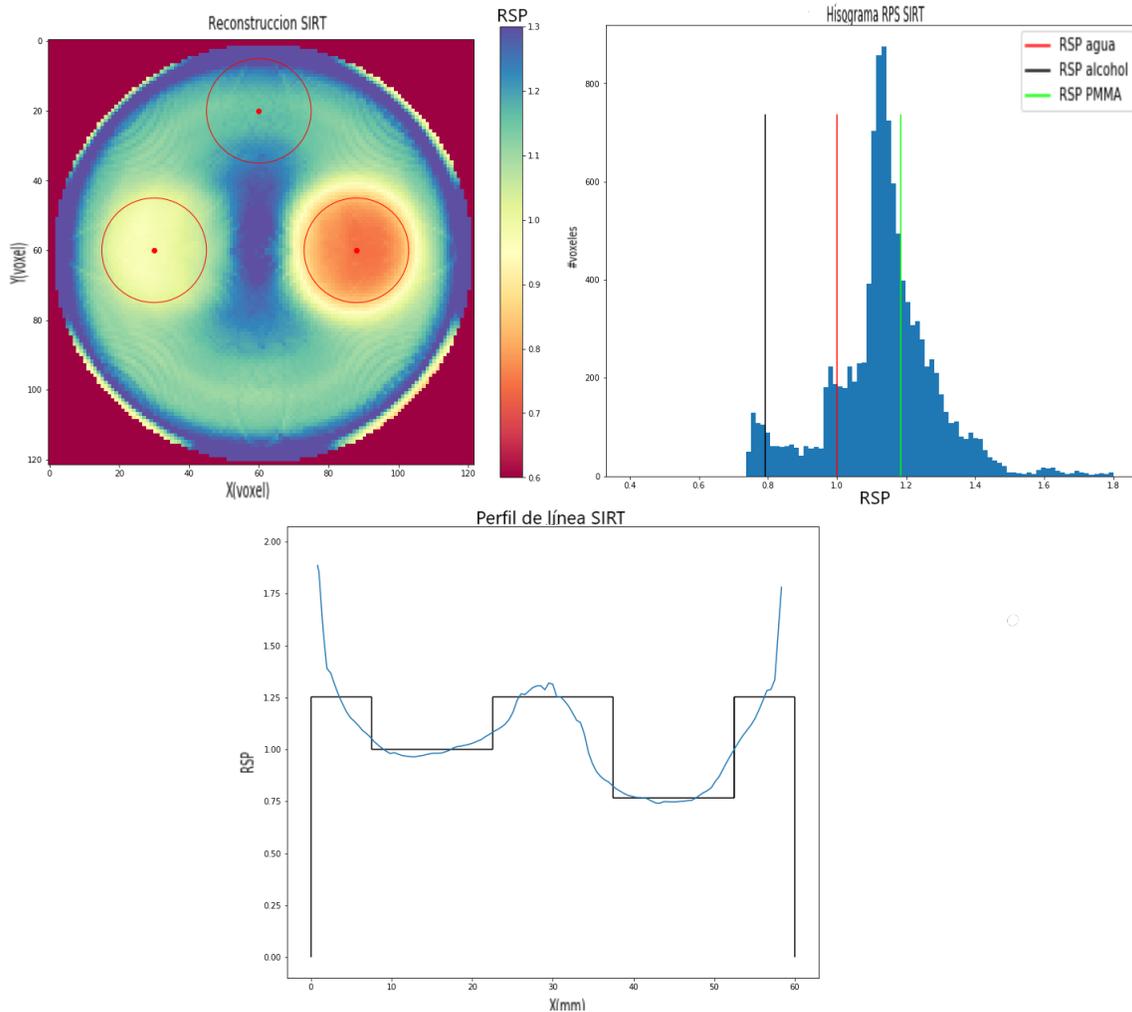


Figura 4.10: Resultados para el algoritmo SIRT con un haz paralelo. Reconstrucción, con ROI's usadas para calcular los valores de RSP (superior izquierda), Histograma de los valores de RSP, donde se señalan los valores promedio de las ROI's (superior derecha). Perfil de línea, de la recta horizontal  $Y=60$  (línea azul), junto con lo que se espera en el caso ideal (línea negra) (inferior).

# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo se ha tratado de responder a preguntas como, ¿puede el prototipo de escáner pCT del IEM, desarrollado dentro del marco del proyecto PRONTO ser usado para hacer reconstrucciones tomografías con protones?, ¿qué datos y con qué estadística son necesarios para realizar reconstrucciones pCT con el dispositivo experimental diseñado?, ¿a la hora de llevar a cabo reconstrucciones es una suposición razonable asignar una trayectoria recta para el protón?, ¿cuál de los algoritmos clásicos de reconstrucción tomográfica empleados en xCT ofrece los mejores resultados a la hora de trabajar con pCT?.

Para responder a estas preguntas en la sección 3.1 se ha llevado a cabo una simulación de Montecarlo detallada del prototipo de escáner pCT usado. Con los datos aportados con esta simulación en las secciones 3.2 y 3.3 se ha estudiado la interacción de un haz de protones con el escáner pCT, atendiendo especialmente a cómo y dónde depositan su energía los protones y si con la información obtenida por el dispositivo experimental en un experimento real se podría obtener la energía depositada en el fantoma. Tras conseguir las primeras proyecciones se ha tratado de diseñar la línea de procesamiento a la que deberían someterse los datos tomados en experimentos futuros para realizar las reconstrucciones. Una vez con los datos procesados y preparados para su uso en la sección 3.3.2 se han realizado las primeras reconstrucciones tomográficas empleando el algoritmo FBP. Con esta primera reconstrucción se ha valorado la cantidad de estadística que se debería conseguir para esperar buenos resultados en las reconstrucciones, tratando de llegar a una relación óptima entre el número de posiciones angulares, número de radiografías a realizar, necesarias para la reconstrucción, el número de sucesos por radiografía y la calidad, resolución y contraste alcanzados por las reconstrucciones del algoritmo FBP. Por último, en el capítulo 4 se han comparado los resultados arrojados empleando otros algoritmos de reconstrucción CT.

Los resultados obtenidos con los datos procedentes en la simulación realizada, aportan indicios de que el escáner pCT del proyecto PRONTO es capaz de recoger la información necesaria para llevar a cabo reconstrucciones pCT, en caso de que tales indicios sean apoyados por pruebas experimentales futuras, podremos afirmar que el dispositivo experimental es apto para la realización de tomografías empleando la técnica pCT.

El volumen de sucesos que se debería tratar de recoger en los experimentos futuros

con el fin de conseguir reconstrucciones de buena calidad debería ser próximos a 0000 por radiografía, con un paso angular como máximo de  $20^{\circ}$  entre radiografías. Si estas expectativas no pudiesen verse satisfechas, el estudio ha mostrado que tiene un menor impacto en la calidad de la imagen reducir el número de sucesos que aumentar el paso angular. La influencia de la estadística en la calidad de la reconstrucción final se ha estudiado, comprobando como variaba la reconstrucción cuando se promediaba entre los sucesos en varias capas de pixeles. La metodología seguida para este estudio no es la correcta, y estas conclusiones solo deberían ser tomadas de forma orientativa, hasta que se compruebe como varia las reconstrucciones con la estadística realizando nuevas simulaciones con un numero creciente de protones primarios.

Tras comparar las reconstrucciones realizadas se han encontrado que los mejores resultados han sido dados por los algoritmos SIRT. En los resultados de todas las reconstrucciones se han encontrado artefactos, en la actualidad la causa de muchos de estos artefactos no ha sido encontrada aun.

Desde un punto de vista computacional las posibles líneas futuras pasan por el uso de mas algoritmos de reconstrucción tomografía en 2D y 3D. Muchos de estos algoritmos son muy exigentes computacionalmente, lo que requerirá el uso de GPU. El uso de GPU permitirá el uso de mas algoritmos de reconstrucción, además de permitir el uso de una gran variedad de programas especializados en CT, ya que dado el alto coste computacional de estos programas en muchas ocasiones estos solo se pueden ejecutar en una GPU.

En la marco conceptual las líneas futuras en la reconstrucción pCT, podrían ir enfocadas a encontrar el origen de los diversos artefactos encontrados en las reconstrucciones y a la modificación de los algoritmos usados de CT para su utilización en pCT. Además de buscar métricas de calidad con las que juzgar las reconstrucciones de una forma más objetiva.

Por último, en el dispositivo experimental los principales problemas encontrados, han sido originados en el detector CEPA4 principalmente a causa de su geometría de 4 cristales separados, lo que ha causado pérdida de sucesos y sucesos en los que el protón no ha depositado toda su energía en el detector, originando algunos problemas a la hora de hacer reconstrucciones. Algunos otros problemas se han originado por el uso de un blanco de dispersión para controlar la intensidad del haz, haciendo que los protones incidentes en el detector lleguen siguiendo una distribución de Rutherford. Algunas posibles mejores que se le podrían hacer al dispositivo experimental para mejorar la calidad de las reconstrucciones podrían ir enfocadas a solucionar alguno de estos problemas. Por otro lado en la simulación se ha comprobado que para protones a 100 MeV ninguno de los sucesos ha logrado llegar a los cristales de  $LaCl_3$ , un detector de energía residual constituido solo por  $LaBa_3$  podría arrojar los mismos resultados si los protones utilizados no sobrepasan la energía de 100MeV.

# Bibliografía

- [1] A. Bracco, Europhysics News **48**, 21 (2017).
- [2] P. Zyla et al. (Particle Data Group), PTEP **2020**, 083C01 (2020).
- [3] J. A. B. Monago, in *Técnicas experimentales avanzadas en física nuclear . Master interuniversitario en Física Nuclear*. (2021).
- [4] U. Schneider, E. Pedroni, and A. Lomax, Physics in Medicine and Biology **41**, 111 (1996), URL <https://doi.org/10.1088/0031-9155/41/1/009>.
- [5] R. P. Johnson, Reports on Progress in Physics **81**, 016701 (2017), URL <https://doi.org/10.1088/1361-6633/aa8b1d>.
- [6] A. M. Cormack, Journal of Applied Physics (U.S.) **34** (1963), URL <https://www.osti.gov/biblio/4084807>.
- [7] j . a . e . a. NSAC, title = "The Frontiers of Nuclear Science, A Long Range Plan"(????).
- [8] C. Bopp, Ph.D. thesis (2014).
- [9] V. Giacometti, *Modelling and improvement of proton computed tomography*, URL <https://ro.uow.edu.au/theses/4903/>.
- [10] M. S. Avinash C. Kak, *Principles of Computerized Tomographic Imaging* (????).
- [11] P. Gilbert, Journal of theoretical biology **36**, 105 (1972).
- [12] A. Andersen and A. Kak, Ultrasonic Imaging **6**, 81 (1984), ISSN 0161-7346, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0161734684900087>.
- [13] M. I. P. de Bringas, TFM, Universidad de Sevilla. Master Interuniversitario, Desarrollo de un prototipo con DSSDs para realizar imagen médica con protones. (2019).
- [14] CERN, *Toolkit geant4 10.6; user's guide: For application developers* (2020), URL [https://geant4.web.cern.ch/support/user\\_documentation](https://geant4.web.cern.ch/support/user_documentation).
- [15] CERN, *Root data analysis framework* (2020), URL <https://root.cern.ch/>.

- [16] U. o. A. imec Vision Lab, *The astra toolbox*, URL <http://www.astra-toolbox.com/>.
- [17] D. B. J. A. T. B. S. B. K. S. J. van Aarle W, Palenstijn WJ (2015), URL <https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/26057688/>.
- [18] V. García Távora, TFM, Universidad de Sevilla. Master Interuniversitario, Simulaciones Monte Carlo para el desarrollo de un prototipo de tomógrafo de protones con aplicación en protonterapia en física nuclear. (2019).
- [19] T. M. development team, *Choosing colormaps in matplotlib*, URL <https://matplotlib.org/stable/tutorials/colors/colormaps.html>.
- [20] J. van Abbema, M. van Goethem, J. Mulder, A. Biegun, M. Greuter, A. van der Schaaf, S. Brandenburg, and E. van der Graaf, Nuclear Instruments Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms **436**, 99 (2018), ISSN 0168-583X.