

UNIVERSIDAD DE SEVILLA

Facultad de Ciencias

Máster en Física Nuclear

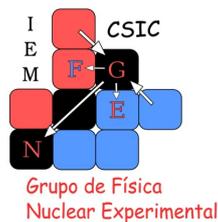
Trabajo Fin de Máster

Desarrollo de un prototipo con DSSDs para  
realizar imagen médica con protones.

Tipo de TFG: **Trabajo experimental**

Autor: María Inmaculada Posadillo de Bringas

Directores: Olof Tengblad, Jose Antonio Briz Monago.



10/09/2019



---

# Índice general

---

Índice general	1
Índice de figuras	3
Índice de tablas	4
Resumen	5
<b>1. Introducción</b>	<b>6</b>
1.1. Fundamento Físico	7
1.1.1. DSSD, Double-Sided Silicon Strip Detector	8
1.1.2. Interacción protón-materia	10
1.1.3. Resumen fundamentos del experimento.	13
<b>2. Dispositivo experimental y métodos de medida</b>	<b>14</b>
2.1. CMAM	14
2.2. Dispositivo experimental CMAM	15
2.2.1. Cámara de vacío y soporte de los detectores y fantoma	15
2.2.2. Elección del blanco de dispersión	17
2.2.3. Elección de los espesores de los detectores y fantoma	18
2.2.4. Fantomas	19
2.3. Métodos de medida	20
2.3.1. Cadena electrónica	21
2.4. Sistema de adquisición	23
<b>3. Análisis</b>	<b>25</b>
3.1. Calibración	25
3.2. Tratamiento y obtención de la imagen	27
<b>4. Resultados y discusión</b>	<b>37</b>
4.1. Imagen reconstruida	37
4.2. Discusión de resultados	40
<b>Conclusiones</b>	<b>46</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>48</b>
<b>Anexo I: Centroides de los picos de calibración</b>	<b>49</b>

---

## Índice de figuras

---

1.1.	Esquema básico del experimento. . . . .	7
1.2.	Estructura de bandas de los sólidos, imagen tomada de, [2]. . . . .	8
1.3.	Zona de carga espacial o zona libre de carga polarizada inversamente, imagen tomada de, [2] . . . . .	9
1.4.	Detector semiconductor, unión p-n, imagen tomada de, [2] . . . . .	9
1.5.	Detector semiconductor de bandas o "strips", imagen tomada de, [2]. . . . .	10
1.6.	Dependencia de la fórmula de Bethe-Bloch, según el tipo de radiación, imagen tomada de, [2]. . . . .	11
1.7.	Poder de frenado de muones, piones y protones como función de su energía para diferentes momentos, imagen tomada de, [2]. . . . .	12
1.8.	Representación de la dosis depositada en función de la profundidad en agua, para fotones, protones e iones de carbono a diferentes energías, imagen tomada de, [1] .	13
2.1.	Diseño de la sala del acelerador, imagen tomada de, [8]. El imán (SM1) distribuye el haz entre varias líneas, nosotros hemos utilizado la línea 6, de Física Nuclear. .	14
2.2.	Esquema inicial del experimento. . . . .	15
2.3.	Cámara de vacío del CMAM, con el blanco de dispersión utilizado, detectores y fantoma. . . . .	16
2.4.	Soporte de los detectores y fantoma, utilizado en el experimento. . . . .	17
2.5.	Esquema final del experimento, indicando las energías incidentes de los protones a cada elemento del montaje experimental. . . . .	19
2.6.	Fantoma Uniforme. . . . .	19
2.7.	Fantoma Derenzo. . . . .	19
2.8.	Fantoma Cuatro regiones. . . . .	20
2.9.	Fantoma Aspa. . . . .	20
2.10.	Esquema de la electrónica empleada para realizar nuestro experimento. . . . .	21
2.11.	Esquema básico de un preamplificador sensible a la carga, imagen tomada de, [11].	22
2.12.	Un filtro de paso de banda simple pero realista que consta de un integrador RC y un diferenciador CR, similar al contenido en el amplificador, imagen tomada de, [12]	22
3.1.	Espectro registrado en el detector 1, correspondiente al strip 7 horizontal (strip central), para las 5 energías de protones diferentes que se han utilizado para la calibración (índices en el gráfico). . . . .	26
3.2.	Espectro registrado en el detector 2, correspondiente al strip 7 horizontal (strip central), para las 5 energías de protones diferentes que se han utilizado para la calibración (índices en el gráfico). . . . .	26
3.3.	Espectro experimental de energía depositada en la banda 7 horizontal del detector 1, con un pico en aproximadamente 0.5 MeV. . . . .	28
3.4.	Espectro experimental de energía depositada en la banda 7 horizontal del detector 1, con tres picos, a 3.3 MeV, 4 MeV, y 6.5 MeV aproximadamente. . . . .	29
3.5.	Mapa número de cuentas, detector 1. . . . .	30
3.6.	Mapa número de cuentas, detector 1. . . . .	30
3.7.	Esquema explicativo del área efectiva del primer detector. . . . .	31
3.8.	Mapa energía depositada, detector 1. . . . .	31
3.9.	Mapa energía depositada, detector 2. . . . .	32
3.10.	Mapa energía depositada, normalizada por el número de cuentas de cada píxel del detector 1. . . . .	32

3.11. Mapa energía depositada, normalizada por el número de cuentas de cada píxel del detector 2. . . . .	33
3.12. Mapa de energía depositada en el fantoma. . . . .	34
3.13. Esquema explicación del aumento de la resolución, caso 1. . . . .	34
3.14. Esquema explicación del aumento de la resolución, caso 2. . . . .	34
3.15. Mapa de energía depositada en el fantoma, empleando 32 bandas horizontales y verticales y por tanto 1024 píxeles. . . . .	35
3.16. Mapa de energía depositada en el fantoma del Aspa corregido (imagen final). . . . .	36
4.1. Imagen reconstruida del fantoma del aspa frente a la imagen del fantoma real, con sus medidas especificadas. . . . .	37
4.2. Imagen reconstruida del fantoma uniforme frente a la imagen del fantoma real, con sus medidas especificadas. . . . .	38
4.3. Imagen reconstruida del fantoma de las cuatro regiones frente a la imagen del fantoma real, con sus medidas especificadas. . . . .	39
4.4. Imagen reconstruida del fantoma de derenzo frente a la imagen del fantoma real, con sus medidas especificadas. . . . .	40
4.5. Esquema de cómo los protones inciden sobre el dispositivo con un cierto ángulo. . . . .	41
4.6. Imágenes de los fantomas principales de estudio, cuatro agujeros, aspa y derenzo respectivamente, obtenidas en la simulación, [9]. . . . .	44
4.7. Imágenes de los fantomas principales de estudio, cuatro agujeros, aspa y derenzo respectivamente, obtenidas experimentalmente. . . . .	44

---

## Índice de tablas

---

2.1.	Energía perdida por protones en cada material según su energía incidente . . . . .	18
3.1.	Tabla de energía depositada, para diferentes energías incidentes del haz de protones en los detectores DSSD. . . . .	25
3.2.	Coeficientes de calibración de todos los strips de ambos detectores, que responden a la ecuación de ajuste lineal: $E(MeV) = canal \cdot m(MeV/canal) + n(MeV)$ . . . . .	27
3.3.	Tabla con la energía depositada esperada, obtenida mediante simulaciones en GEANT4 ,en el detector cuando se utilice el fantoma del aspa. . . . .	28
4.1.	Tabla con los diámetros del patrón del aspa de la imagen reconstruida frente a los diámetros del fantoma real ( construido en el laboratorio). . . . .	38
4.2.	Tabla con los diámetros del patrón de las cuatro regiones de la imagen reconstruida frente a los diámetros del fantoma real ( construido en el laboratorio). . . . .	39
4.3.	Tabla con los diámetros del patrón de derenzo de la imagen reconstruida frente a los diámetros del fantoma real ( construido en el laboratorio). . . . .	40
4.4.	Tabla con las energías teóricas, calculadas por simulación, depositadas en los distintos espesores de los fantomas. El guión indica que ese material/patrón no aplica para el fantoma en cuestión. . . . .	42
4.5.	Tabla con las energías experimentales (aproximadas) depositadas en los distintos espesores de los fantomas. El guión indica que ese material/patrón no aplica para el fantoma en cuestión. . . . .	43
6.	Centroides de los picos de deposición de energía, del detector 1, a las 5 energías incidentes utilizadas para la calibración. . . . .	49
7.	Centroides de los picos de deposición de energía, del detector 2, a las 5 energías incidentes utilizadas para la calibración. . . . .	50

---

## Resumen

---

En este trabajo se ha realizado una prueba de concepto para hacer imagen médica con protones, introduciendo como novedad en esta técnica la utilización de detectores semiconductores de Silicio doblemente segmentados usualmente empleados en instrumentación en Física Nuclear. Se ha diseñado y realizado un experimento llevado a cabo en el Centro de Microanálisis de Materiales. Se ha diseñado la electrónica para la adquisición de datos, hemos elegido los detectores apropiados, hemos definido el objeto que vamos a analizar, y en general hemos determinado la disposición de todos los elementos utilizados en el experimento.

Como resultado del experimento, se ha comprobado que es posible distinguir diferentes densidades con cierta exactitud mediante el dispositivo propuesto y además hemos conseguido reconstruir los patrones del objeto de estudio, con una resolución mejor de la esperada. A partir de este resultado, podemos seguir con el desarrollo de esta técnica en futuros proyectos.

## Introducción

Uno de los problemas de las radioterapias convencionales, realizadas con electrones o fotones, reside en que depositan su energía en un amplio rango de profundidad. Esto significa que las células a lo largo del recorrido del haz, absorben una cantidad considerable de dosis y, por lo tanto, se produce un daño colateral en el tejido sano circundante al tumor. A raíz de esto se comenzó a estudiar el uso de otras partículas para tratamientos de radioterapia, en concreto, protones e iones más pesados (hadronterapia). Los primeros estudios tuvieron lugar en 1946 por Robert Wilson, pero los primeros tratamientos con protones no comenzaron hasta 1954 en el Lawrence Berkeley Laboratory (California).

En los últimos años las investigaciones realizadas en el GSI, Darmstadt (Alemania) y CHIBA (Japón) junto con las investigaciones llevadas a cabo previamente en Berkeley, han demostrado que la terapia con haces de protones e iones más pesados puede alcanzar porcentajes de curación muy superiores a los de la terapia tradicional en tumores localizados en zonas inaccesibles por cirugía o rodeadas de órganos vitales, [1].

La gran ventaja que ofrecen los tratamientos con protones e iones más pesados, es que la radiación apenas afecta al tejido sano próximo al tumor. Esto es debido a que cuando estas partículas inciden sobre un material tienen una pérdida de energía (por unidad de longitud) inversamente proporcional al cuadrado de su velocidad. Por lo tanto, se desaceleran depositando poca energía justo antes de frenarse por completo, y depositar de manera localizada una dosis más alta. Variando la energía incidente de las partículas se consigue cubrir una región amplia y definida, [2].

La radioterapia de hadrones, en concreto de protones, se ha utilizado para el tratamiento de tumores con órganos de riesgo cercanos, como el melanoma de coroides y sarcomas que rodean o están en contacto con órganos críticos del sistema nervioso, o en otras patologías como el glioblastoma multiforme y el meningioma, cordomas, sarcoma retroperitoneal, de senos paranasales y de cabeza y cuello, [1]. De hecho, nosotros centraremos nuestro estudio en la protonterapia ya que está más a nuestro alcance (además de más desarrollada) que las radioterapias con iones más pesados, como el carbono. De hecho la protonterapia acaba de llegar a nuestro país, en unos meses se dispondrán de dos centros, CUN, [5] y Quirón, [4].

La efectividad de la terapia de protones depende en gran medida de la precisión de la planificación del tratamiento. Hoy en día, tanto para fotones como para protones, el diagnóstico y por lo tanto la planificación del tratamiento del paciente, se basa en imágenes tomadas con radiografías o tomografías rayos X, xCT, que permiten determinar un mapa de valores de Hounsfield (HU):

$$HU = 1000 \cdot \frac{\mu - \mu_{agua}}{\mu_{agua} - \mu_{aire}}$$

dónde  $\mu$  es el coeficiente de atenuación lineal promedio en el material a estudiar. Cada escáner xCT se caracteriza por su propia curva de calibración, utilizada para convertir los valores HU en valores de densidad electrónica de materiales conocidos con precisión suficiente. Para protonterapia, se necesita un mapa del poder de frenado relativo de protones o "Proton Relative Stopping

Power"(RSP):

$$RSP = \frac{SP_{material}}{SP_{agua}}$$

Para obtener un mapa RSP a partir de una imagen xCT, se han investigado enfoques teóricos y experimentales. La relación teórica entre RSP y el coeficiente de atenuación (HU) se ha estudiado con anterioridad, pero la formulación es compleja y la precisión del resultado no es clínicamente aceptable (5%). El principal problema para establecer dicha relación es la dependencia diferente de Z y Z/A de protones y fotones, lo que se traduce en una correspondencia no única entre RSP y HU que genera incertidumbres en la estimación del rango de protones.

Por lo tanto, actualmente se utilizan dos enfoques experimentales para correlacionar los valores de HU y RSP, el método estequiométrico y la calibración polibinaria, que tienen incertidumbres en el rango de protones alrededor del (1 – 3)%, cuando se busca tener incertidumbres inferiores al 1%.

Por esto resulta interesante obtener directamente la imagen con protones, ya que no habría que hacer ese cambio de unidades (cálculo directo del RSP) y se elimina esa incertidumbre, consiguiendo una planificación y por lo tanto, un tratamiento de protonterapia mucho más preciso y eficaz. Esto es clave para el desarrollo de la protonterapia, para que se extienda aun más su uso, para el aumento de sus aplicaciones y sobretodo para el éxito del tratamiento.

La técnica pCT, tomografía con protones, comenzó a estudiarse en los años 60, pero no es hasta 1975, que Cormak y Koehler llevaron a cabo el primer estudio sobre el uso de protones para la tomografía. Irradiaron un fantoma simétrico circular hecho de Lucite y soluciones de azúcar con protones de 158 MeV en el ciclotrón de Harvard. Llegaron a la conclusión de que la tomografía de protones podría distinguir las diferencias de densidad de hasta 0.5%. A partir de este momento esta técnica se ha ido desarrollando a lo largo de los años pero aún no es óptima para su implantación en los tratamientos de protonterapia, [3].

Nuestro objetivo en este trabajo es por tanto, desarrollar una propuesta nueva para hacer imagen para el diagnóstico utilizando haces de protones. Lo haremos adaptando detectores usados en Física Nuclear como son los detectores de Silicio. Nuestro trabajo abarca la primera fase del proyecto, necesaria para verificar, que en efecto, este dispositivo nos permite hacer imagen y con qué características, propiedades y limitaciones.

## 1.1.FUNDAMENTO FÍSICO

Después de detallar el propósito y la motivación de nuestro trabajo, explicaremos el planteamiento del mismo, veáse Figura 1.1.

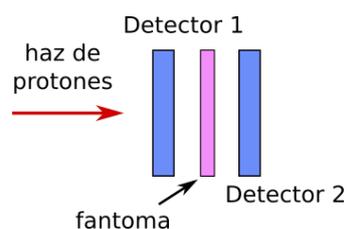


Figura 1.1: Esquema básico del experimento.

Nuestro experimento de manera general (en apartados posteriores entraremos en detalle) se compone de un haz de protones de 10 MeV, un detector de Silicio, una lámina (que diseñaremos con distintas densidades en electrónicas), y otro detector de Silicio final que pare los protones. Los detectores nos dan la posición de entrada y de salida de las partículas.

### 1.1.1.DSSD, DOUBLE-SIDED SILICON STRIP DETECTOR

Un DSSD es un detector semiconductor de silicio fragmentado en bandas horizontales y verticales, [6]. Como el Silicio es un material semiconductor, para explicar su funcionamiento debemos conocer las características de un semiconductor. En la Figura 1.2 vemos las propiedades eléctricas de los sólidos debidas a su estructura de bandas.

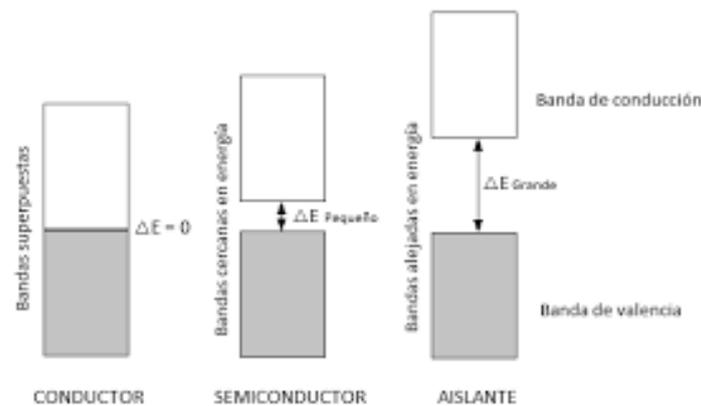


Figura 1.2: Estructura de bandas de los sólidos, imagen tomada de, [2].

El intervalo de energía entre la banda de valencia y la banda de conducción a temperatura ambiente en el Silicio es de 1.11 eV, que es por tanto la energía necesaria para que un electrón pase de la banda de valencia a la banda de conducción. Esto dejaría un hueco en la banda de valencia. Ambos, electrón y hueco se pueden mover cuando se ven afectados por una diferencia de potencial.

El Silicio forma un cristal sólido con 4 electrones de valencia en su última capa, la que pueden completar formando 4 enlaces covalentes, es decir todos los electrones de valencia participan en los enlaces.

En los detectores semiconductores se dopan los materiales añadiéndoles impurezas que les aportan más huecos o más electrones, (un semiconductor es neutro y, por tanto tiene los mismos electrones y huecos). De esta forma se crean los cristales tipo n y tipo p. En el caso de que el semiconductor esté dopado con electrones será de tipo n y si está dopado con huecos será de tipo p.

Al unir un material tipo n con uno tipo p se crea la "zona libre de carga" o "zona de carga espacial", donde los electrones del tipo n se van hacia los huecos de la zona p creando así un campo eléctrico que detiene esta difusión y dejando esa zona "neutra".

Cuando la radiación penetra en la "zona de carga espacial", puede crear un par electrón-hueco, entonces los electrones fluyen en dirección n y los huecos hacia p.

Para ayudar a recolectar la carga se polariza inversamente, aplicando el polo negativo a la zona p y el polo positivo a la zona n, así aumentamos la "zona de carga espacial", hasta que el campo en ella es mayor al de la fuente de alimentación. Cuanto más grande sea ésta, que es la zona sensible,

podremos detectar una mayor parte de la radiación incidente. En la Figura 1.3 se muestra un esquema simplificado de la unión p-n polarizada inversamente.

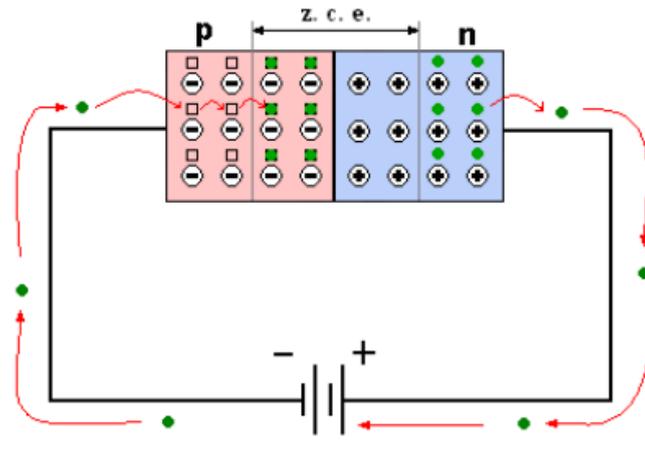


Figura 1.3: Zona de carga espacial o zona libre de carga polarizada inversamente, imagen tomada de, [2]

En la práctica estos detectores se fabrican a partir de un solo semiconductor de tipo p o n y para crear la unión p-n, se conecta el cristal a una zona fuertemente dopada p+ o n+, esto quiere decir que la "zona de carga espacial", se extiende por todo el cristal, [2], véase la Figura 1.4.

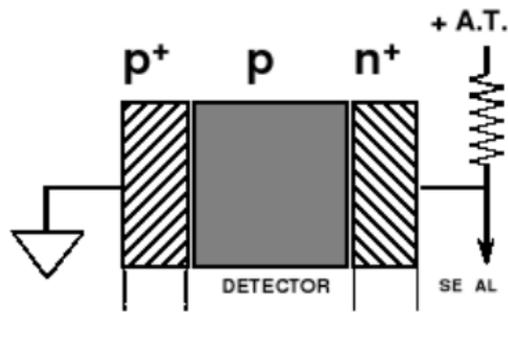


Figura 1.4: Detector semiconductor, unión p-n, imagen tomada de, [2]

Los detectores de Silicio son adecuados para medir partículas cargadas con gran resolución y eficiencia, es por esto que lo hemos escogido.

Con el fin de hacer imagen hemos usado un detector semiconductor de Silicio de bandas, llamado "Double-Sided Silicon Strip Detector "(DSSD), [7].

Este detector, véase la Figura 1.5, tiene  $50 \cdot 50 \text{ mm}^2$  de área activa total, dividida en 16 bandas de  $3 \text{ mm}$  de ancho en la cara frontal y 16 detrás ortogonales a las primeras. De esta forma el detector tiene 256 píxeles de  $3 \cdot 3 \text{ mm}^2$  cada uno. Debido a su segmentación, nos permite determinar la posición de impacto en 2D de las partículas incidentes. Es capaz de detectar radiación por encima de unos 200 keV, que es usualmente el valor elegido como energía de corte para eliminar señales no deseadas de ruido electrónico ubicadas en la región de baja energía, [6].

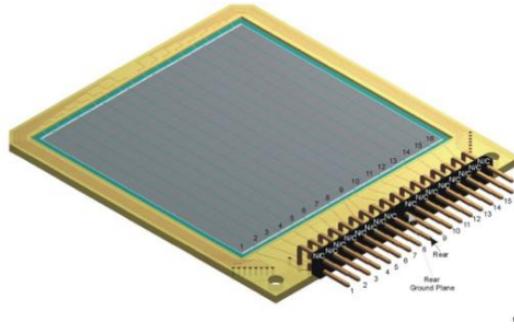


Figura 1.5: Detector semiconductor de bandas o "strips", imagen tomada de, [2].

Al situar un detector de este tipo antes de la lámina de la cuál queremos obtener una imagen y otro detrás, tenemos la posición de las protones antes y después de atravesar la placa, esto nos da su trayectoria.

### 1.1.2.INTERACCIÓN PROTÓN-MATERIA

Los protones interaccionan de forma continua con la materia, principalmente por colisiones inelásticas (ionización y excitaciones atómicas) y elásticas (con núcleos). También existen otros procesos de interacción, aunque menos probables para los protones de energías de nuestro interés, como radiación Cherenkov, reacciones nucleares y Bremsstrahlung.

El mecanismo principal de pérdida de energía de los protones (e iones más pesados) son las colisiones inelásticas (ionización), que vienen dadas por la fórmula de Bethe-Bloch: la pérdida de energía por unidad de longitud o "Stopping Power", [2].

$$-\frac{dE}{dx} = 2C \frac{m_e c^2}{\beta^2} \frac{q^2 Z}{A} \rho \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2\gamma^2 \beta^2 m_e c^2 E_{mx}}{I_0^2} \right) - \beta^2 - \frac{\epsilon}{2} - \frac{\delta(\beta)}{2} \right]$$

Donde:

$$C = \pi N_A r_e$$

$N_A$ : número de avogadro.

$r_e$ : radio clásico del electrón.

$m_e$ : masa del electrón en reposo.

$\rho$ : densidad del material.

$Z$ : número atómico del material.

$A$ : peso atómico del material.

$I_0$ : potencial de excitación medio.

$q$ : carga eléctrica de la partícula incidente.

$E_{mx}$ : máxima energía transferida en una colisión.

$\beta$ :  $\frac{v}{c}$  de la partícula incidente.

$\delta(\beta)$ : corrección de densidad.

$\epsilon$ : corrección de capa.

## Dependencia con el tipo de radiación

Para visualizar esta dependencia tenemos en la Figura 1.5, una gráfica que representa el poder de frenado en función de la energía incidente de la partícula.

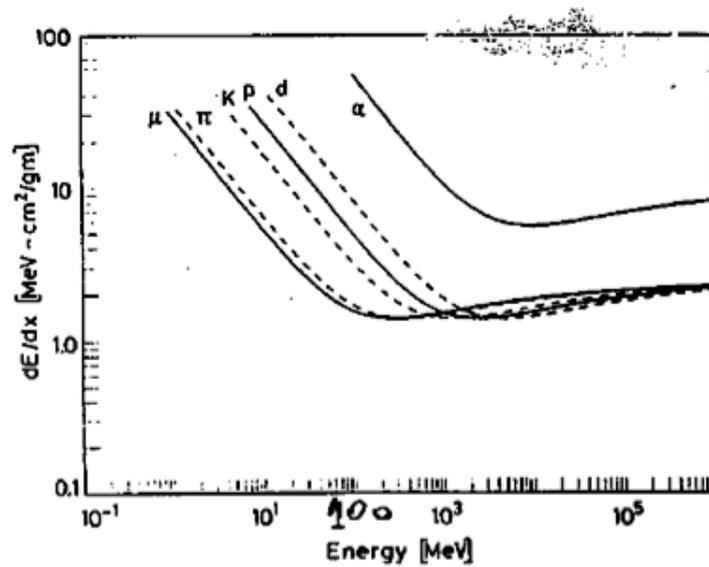


Figura 1.6: Dependencia de la fórmula de Bethe-Bloch, según el tipo de radiación, imagen tomada de, [2].

Para partículas no relativistas,  $v \ll c$ , el término  $\frac{1}{\beta^2}$  domina y por lo tanto vemos como la función decrece con el inverso de su velocidad al cuadrado hasta un mínimo, en ese punto las partículas se encuentran en el MIP, Minimum Ionizing Particle, que es la ionización mínima de la partícula en el medio.

Después de este punto, a medida que sigue decreciendo la energía, el término  $\frac{1}{\beta^2}$  es prácticamente constante, y aunque debería crecer por  $\ln(\beta\gamma)^2$  este crecimiento se compensa por la corrección de densidad.

Podemos decir entonces que el poder de frenado depende de la carga y velocidad de la partícula incidente (es independiente de su masa), [2].

## Dependencia con el medio material

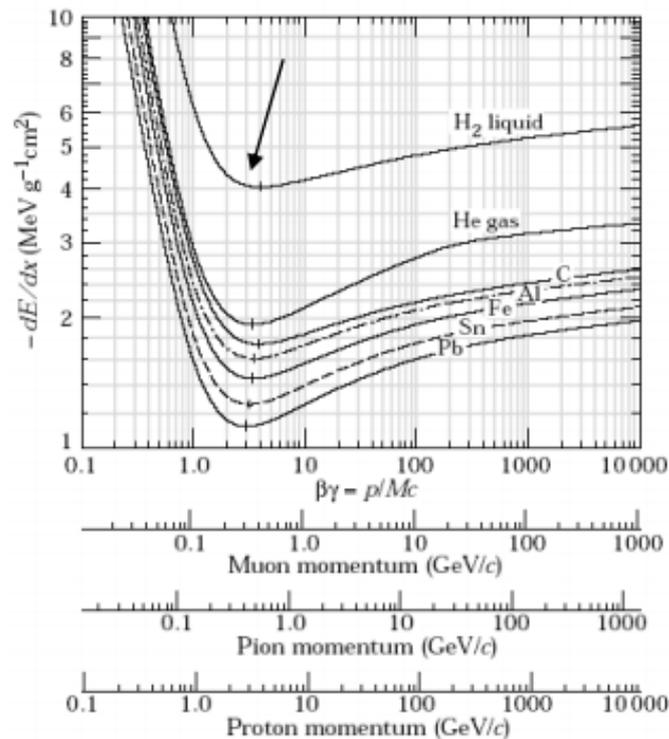


Figura 1.7: Poder de frenado de muones, piones y protones como función de su energía para diferentes momentos, imagen tomada de, [2].

El poder de frenado es proporcional a la densidad del material y a su número atómico e inversamente proporcional al peso atómico, es decir, depende de la naturaleza del material,[2], ver Figura 1.7.

### Curva de Bragg

La curva de Bragg es la representación de la energía perdida por una partícula cargada al incidir sobre un material en función a la profundidad en el mismo. Como hemos dicho anteriormente, estas partículas interaccionan de manera continua con la materia dada la gran densidad electrónica del material y viajan prácticamente en línea recta (a energías  $E \geq 10 \text{ MeV}$ ) ya que las desviaciones por colisiones con núcleos son poco probables, esto quiere decir que en el caso de los protones de baja energía el alcance y la longitud de la trayectoria son los mismos.

Cuando un proton atraviesa un material, éste va perdiendo poca energía de manera prácticamente constante hasta que su velocidad se aproxima a 0, depositando entonces una gran cantidad de energía al pararse.

Si representamos la energía depositada con respecto a la profundidad para partículas cargadas como protones o iones de Carbono, obtenemos las curvas mostradas en la Figura 1.8.

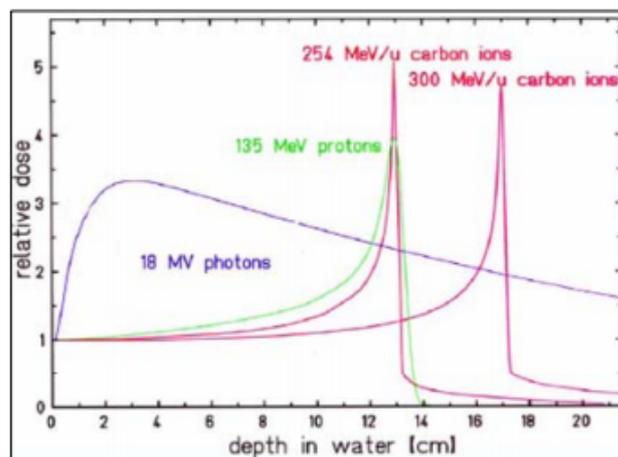


Figura 1.8: Representación de la dosis depositada en función de la profundidad en agua, para fotones, protones e iones de carbono a diferentes energías, imagen tomada de, [1]

Al pico de energía depositada que aparece a la máxima profundidad para protones o iones de Carbono, lo llamamos Pico de Bragg. Este comportamiento ofrece la ventaja principal de la protonterapia. Si observamos la Figura 1.7, este pico no existe en el caso de los fotones, que depositan su energía de forma prácticamente continua (es por esto que en las radioterapias con fotones no podemos localizar la zona de aplicación de la radiación). Por todo ello, podemos localizar la dosis, dañando mucho menos el tejido circundante con respecto a la radioterapia convencional, [1], [2].

### 1.1.3. RESUMEN FUNDAMENTOS DEL EXPERIMENTO.

- La energía que pierde el protón es proporcional a la densidad del material ( $\propto \rho \cdot \frac{Z}{A}$ ), es por ello que si analizamos esa pérdida podemos identificar las distintas densidades del mismo. Con este mecanismo pretendemos identificar el tumor, ya que las células tumorales tienen distinta densidad que las células sanas. En nuestro experimento emularemos esto con una placa diseñada con materiales de densidades y espesores, diferentes y conocidos.
- Al colocar un detector delante del fantoma, y otro detrás, tenemos una medida de la energía con la que los protones inciden en el fantoma y la energía que tienen después de atravesarla. Entonces, conociendo la energía del haz, ya tenemos la energía depositada en el fantoma.
- Utilizando detectores DSSDs fragmentados en bandas a la entrada y salida del fantoma, y asumiendo una trayectoria lineal de los protones, podemos reproducir la trayectoria de la partícula y con ello construir la imagen.

## Dispositivo experimental y métodos de medida

### 2.1. CMAM

Hemos realizado nuestro experimento en el CMAM (Centro de MicroAnálisis de Materiales) en Madrid. El CMAM posee un acelerador lineal tipo tandem electrostático con seis líneas de haz. Nosotros hemos utilizado la línea de haz de Física Nuclear, esta línea fue desarrollada por el grupo de Física Nuclear Experimental del Instituto de la Materia del CSIC y lleva en activo desde 2005.

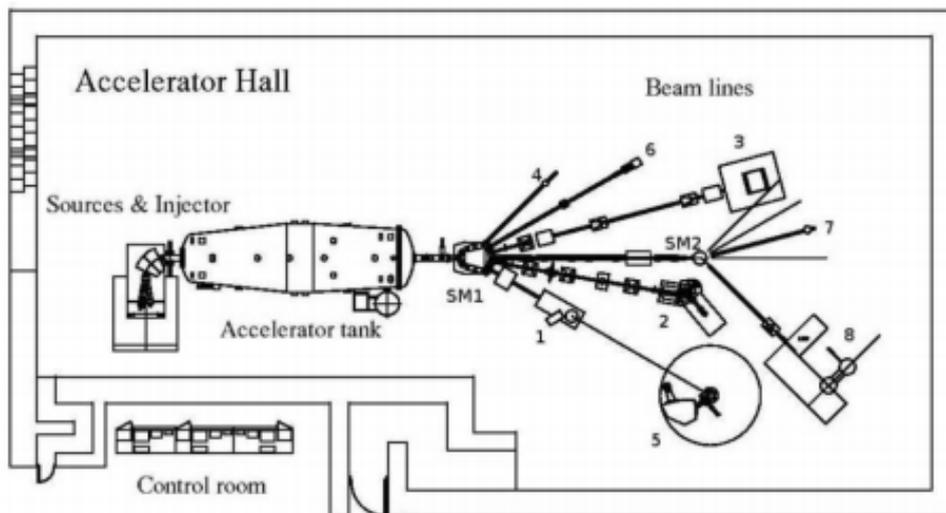


Figura 2.1: Diseño de la sala del acelerador, imagen tomada de, [8]. El imán (SM1) distribuye el haz entre varias líneas, nosotros hemos utilizado la línea 6, de Física Nuclear.

El acelerador es un tandem coaxial de 5 MV, que utiliza una fuente de alimentación que suministra haces de energía altamente estables. Para producir los haces (en general), se inyectan los iones negativos, de la fuente de iones dentro del acelerador, y se aceleran a través de un tubo de vacío hacia el terminal positivo, colocado en el centro del acelerador. Después los iones atraviesan un blanco de Nitrógeno, que elimina los electrones de las partículas del haz, produciendo así un haz de iones positivos ("stripper"). Estos iones con carga positiva ahora son repelidos por el terminal también positivo y van hacia el final del acelerador, donde se encuentra la toma a tierra. La energía final para los iones que salen del acelerador (haz) es  $E = V(q + 1)$ , donde "V" es la carga eléctrica de los iones, 5 MV, [8]. Como en nuestro caso tenemos un haz de protones ( $q=1$ ), nos quedaría que la energía máxima de nuestro haz son 10 MeV.

## 2.2.DISPOSITIVO EXPERIMENTAL CMAM

La propuesta inicial del dispositivo experimental a utilizar, la vemos en la Figura 2.2.

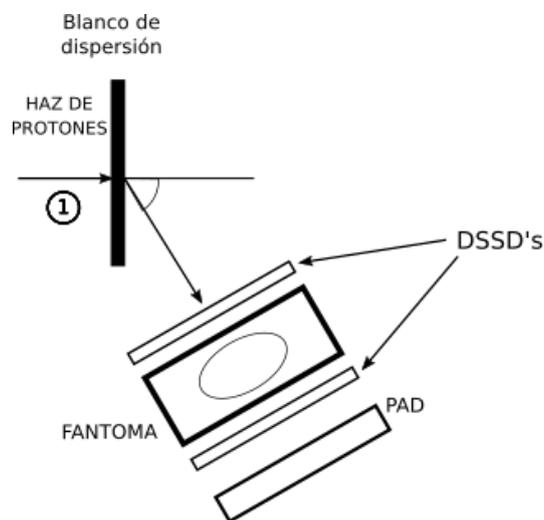


Figura 2.2: Esquema inicial del experimento.

La energía incidente del haz de protones es de 10 MeV, que es la máxima en el acelerador del CMAM, como acabamos de comentar. El blanco de dispersión es para reducir la intensidad del haz (por dispersión Rutherford) ya que en el experimento tendremos como mínimo 1 nA que se traduce en  $6.24 \cdot 10^9$  pps y nuestros detectores soportan como máximo  $10^6$  pps. Además tenemos que tener en cuenta que una tasa de contaje superior a  $10^4$  pps generaría un tiempo muerto demasiado elevado. Por tanto, debemos reducir la intensidad del haz incidente sobre nuestros detectores hasta  $10^3 - 10^4$  pps.

En la Figura 2.2, cuando hablamos de fantoma nos referimos a la lámina con el patrón que diseñaremos para el estudio. Además vemos que los detectores de nuestro dispositivo serían dos DSSDs (explicados anteriormente en detalle), y un detector PAD para parar los protones, que es también un detector semiconductor de Silicio pero sin segmentación en bandas. Debemos determinar:

- Elección del material del blanco de dispersión y su espesor.
- Distancias entre los distintos elementos.
- Ángulo dónde localizar los detectores óptimo para conseguir la intensidad del haz deseada.
- Espesor de los detectores.
- Espesor, material y diseño del fantoma.

### 2.2.1.CÁMARA DE VACÍO Y SOPORTE DE LOS DETECTORES Y FANTOMA

En primer lugar, para determinar las variables anteriormente mencionadas, es necesario saber que restricciones nos impone la cámara dónde vamos a realizar el experimento. En la Figura 2.3

vemos una foto de la misma, con la distancia entre el blanco de dispersión y el primer detector, y con el ángulo que forman.

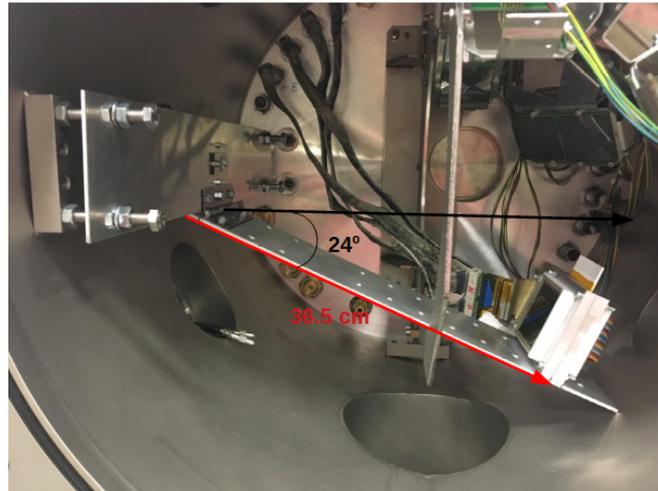


Figura 2.3: Cámara de vacío del CMAM, con el blanco de dispersión utilizado, detectores y fantoma.

En principio nos interesa que la distancia entre el blanco de dispersión y los detectores sea la máxima posible, ya que los protones incidirían más paralelamente y por tanto, disminuirá el efecto que genera el ángulo de incidencia de los protones. La cámara tiene 50 cm de diámetro, pero debemos poner un soporte para el blanco de dispersión y además debemos dejar un espacio suficiente entre los detectores y la pared de la cámara para conectar las salidas de los detectores. Además los detectores están situados en la parte inferior de la cámara porque como se ve en la figura, hay un core de detectores en la parte superior izquierda, que tampoco podíamos quitar, por esto la distancia máxima a la que podemos situar los detectores del blanco es 36.5 cm.

Con respecto al ángulo ha sido algo parecido, ya que como vemos en la cámara hay un soporte que nos limitó, entonces el ángulo utilizado,  $24^\circ$ , ha sido el máximo posible. Además los detectores están situados en la parte inferior de la cámara porque como se ve en la figura, hay un core de detectores en la parte superior izquierda, que nos limitaba el posicionamiento de nuestro dispositivo, por esto la distancia máxima a la que podemos situar los detectores del blanco es 36.5 cm.

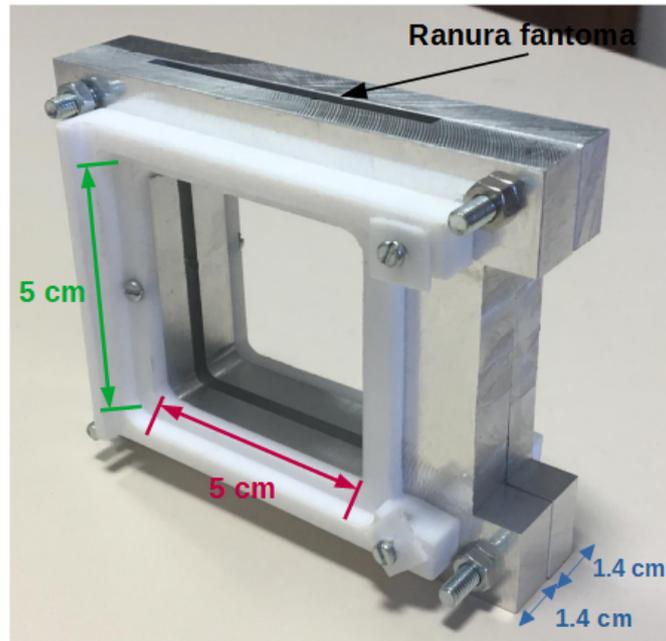


Figura 2.4: Soporte de los detectores y fantoma, utilizado en el experimento.

En la Figura 2.4 vemos el soporte de los detectores y del fantoma, utilizado en el experimento, podemos ver dónde está ubicado en la Figura 2.3. Vemos que las dimensiones de la "ventana de detección", 5x5 cm, se corresponde con las dimensiones de un DSSD (comentado en el apartado 1.1.1). En la imagen vemos también la ranura dónde se colocan los distintos fantomas en el soporte, ésta es aproximadamente 2 mm más ancha que el espesor de los fantomas, 0.5 mm (más los espesores añadidos en el patrón), para poder maniobrar fácilmente durante el experimento e introducir y sacar los fantomas sin que toquen los detectores (podrían dañarse). La distancia entre DSSD1-fantoma es de 1.4 cm e igualmente, la distancia entre DSSD2-fantoma es de 1.4 cm, es decir el fantoma se encuentra en el centro geométrico de ambos detectores.

### 2.2.2.ELECCIÓN DEL BLANCO DE DISPERSIÓN

Los datos impuestos por las dimensiones de la cámara de vacío y por las condiciones del haz son:

- Distancia placa-primer detector: 36.5 cm.
- Ángulo de dispersión: 24°.
- Energía del haz: 10 MeV.
- Intensidad mínima del haz:  $6.24 \cdot 10^9$  pps.

Con estos datos y suponiendo un blanco de dispersión de 0.5 mm de Titanio, se han realizado unas simulaciones, realizadas con SRIM, [10], que podemos ver más detalladamente en, [9], para comprobar las partículas por segundo que llegaban a nuestro detector. Se obtuvieron valores entre  $10^6 - 10^8$  pps. Este valor supera al máximo que puede soportar nuestro detector, por ello obtamos por utilizar una lámina de Bismuto de unos  $1.22 \mu\text{m}$  de espesor, con esto reducimos la sección eficaz de Rutherford y, por lo tanto, la cantidad de partículas por segundo que llegan al detector, en este caso  $10^4$  pps. La energía que pierden los protones por el scattering es aproximadamente 0.01 MeV.

### 2.2.3.ELECCIÓN DE LOS ESPESORES DE LOS DETECTORES Y FANTOMA

Los resultados de la simulación, anteriormente mencionada, nos dicen que los protones llegarán al primer DSSD con una energía de, aproximadamente, 9.99 MeV (pierde únicamente 0.01 MeV por la dispersión en el blanco). Por lo tanto por simplicidad, asumiremos que el haz incidente sobre nuestros detectores es 10 MeV.

Partiendo de esa energía incidente sobre nuestros detectores, calculamos la energía que pierden las partículas en cada uno de los detectores y fantoma, para definir los diferentes espesores de los detectores, fantomas, etc.

Considerando que tendríamos un fantoma fabricado principalmente con plexiglas (añadiendo después otros materiales con distintas densidades), con aproximadamente 500  $\mu m$  de espesor, en la Tabla 2.1 se muestran las pérdidas de energías calculadas con SRIM , [10], para diferentes energías incidentes y diferentes espesores de Silicio y de plexiglas (de los DSSDs y fantoma respectivamente).

Material								
E (MeV)	Silicio				Plexiglas			
	40 $\mu m$	60 $\mu m$	0.3 mm	1 mm	100 $\mu m$	250 $\mu m$	0.5 mm	1 mm
6	0.4760	0.7140	3.5699	11.8998	0.8101	2.0252	4.0503	8.1007
6.5	0.4483	0.6725	3.3623	11.2077	0.7599	1.8997	3.7994	7.5989
7	0.4240	0.6360	3.1798	10.5992	0.7162	1.7905	3.5810	7.1620
8	0.3832	0.5748	2.8739	9.5796	0.6433	1.6084	3.2167	6.4334
9	0.3503	0.5254	2.6272	8.7574	0.5850	1.4625	2.9251	5.8502
10	0.3232	0.4848	2.4238	8.0793	0.5373	1.3433	2.6866	5.3731

Tabla 2.1: Energía perdida por protones en cada material según su energía incidente .

Al comprobar que un detector DSSD de Silicio de 1 mm de espesor podría parar sin problemas los protones salientes del fantoma, decidimos eliminar el detector PAD ubicado como detector final en nuestro experimento y utilizaremos únicamente dos detectores DSSD.

Como vemos en el esquema de la Figura 2.5, considerando un DSSD de 60  $\mu m$  de espesor y un fantoma uniforme de 0.5 mm de espesor de Plexiglas, los protones incidentes al segundo DSSD tienen alrededor de 6.7 MeV. Con lo cuál podemos añadir un patrón al fantoma que suponga una pérdida de energía adicional pero logre dejar pasar los protones con energía suficiente para ser detectadas por el segundo DSSD, superando un umbral de al menos 1 MeV, para evitar mezclarse con señales de ruido electrónico.

Finalmente sustituimos el plexiglas por PVC,  $(C_2H_3Cl)_n$  con una densidad alrededor de 1,32 – 1,42g/cm<sup>3</sup>, al ser ambos plásticos de similar composición y densidad, las pérdidas de energía no varían demasiado, y nuestras estimaciones, aunque preliminares, siguen siendo válidas.

Con todas estas consideraciones y cálculos, el esquema final del experimento sería el mostrado en la Figura 2.5.

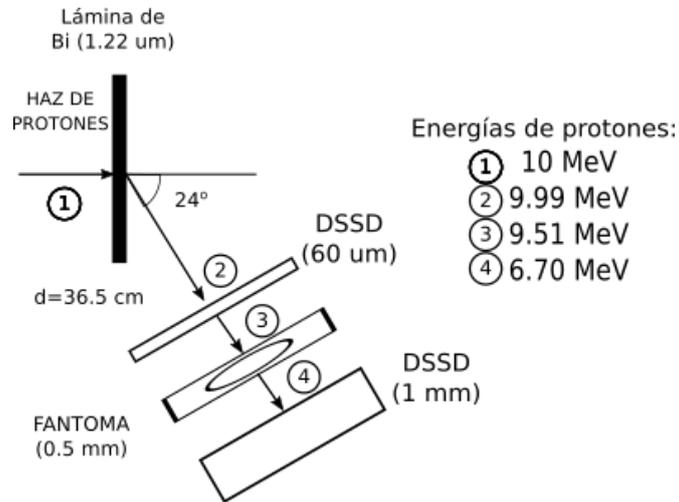


Figura 2.5: Esquema final del experimento, indicando las energías incidentes de los protones a cada elemento del montaje experimental.

Se muestra el montaje real utilizado en el experimento en la Figura 2.5, en la Figura 2.3 tenemos el montaje real del CMAM.

#### 2.2.4. FANTOMAS

En las Figuras 2.6, 2.7, 2.8 y 2.9 vemos los diferentes fantomas que hemos diseñado con sus patrones, dimensiones y espesores, teniendo en cuenta que la base de todos los fantomas es una lámina de PVC con 0.5 mm de espesor.



Figura 2.6: Fantoma Uniforme.

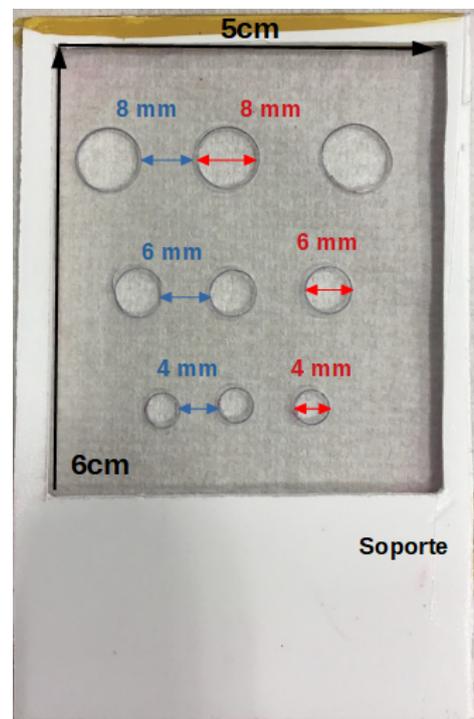


Figura 2.7: Fantoma Derenzo.

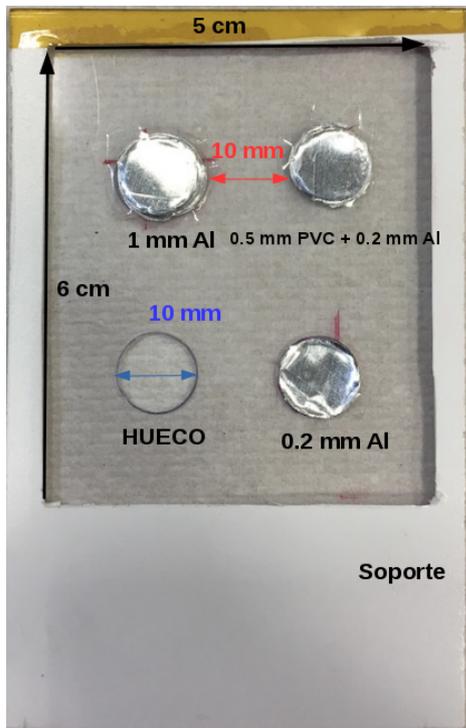


Figura 2.8: Fantoma Cuatro regiones.



Figura 2.9: Fantoma Aspa.

- Uniforme: este fantoma nos sirve para corregir la imagen de los otros fantomas para compensar los distintos espesores efectivos atravesados por los protones en el fantoma dependiendo de su ángulo de incidencia.
- Derenzo: sirve para estudiar la resolución espacial de la imagen que podemos conseguir con nuestro dispositivo. Esta compuesto por 3 filas de agujeros, en cada fila el diámetro del agujero y la separación entre ellos es fija y la misma. Tras la simulación en GEANT4 del experimento, [9], se eligieron diámetros de 4, 6 y 8 mm.
- Cuatro regiones: este fantoma lo utilizamos para testear la sensibilidad de nuestro dispositivo a diferentes densidades/pérdida de energía. Por ello tenemos cuatro regiones con distintas densidades y compuestos de distintos materiales. El agujero hueco, situado arriba a la derecha, dejará pasar todas las partículas sin que pierdan energía, el agujero de 1 mm de Aluminio, situado abajo a la derecha, las parará todas, en el agujero de 0.2 mm de Aluminio más el PVC de 0.5 mm, situado arriba a la izquierda, se depositará aproximadamente 6 MeV y en el agujero relleno sólo con 2 mm de Aluminio se depositarán aproximadamente 3 MeV.
- Aspa: Este fantoma está compuesto de dos regiones, una de 0.5 mm de PVC (lámina uniforme) a la que se le ha añadido un patrón, en forma de aspa de 4 brazos, construido con Aluminio de 200  $\mu\text{m}$  de espesor. Queremos obtener una imagen de este patrón y estudiar las características de dicha imagen.

### 2.3.MÉTODOS DE MEDIDA

Con el objeto de poner a punto todos los elementos del montaje experimental y la electrónica asociada, se realizaron pruebas de cada elemento en nuestro laboratorio del CSIC. Se realizaron

medidas con fuentes de calibración para testear los detectores y la electrónica.

### 2.3.1. CADENA ELECTRÓNICA

Como resultado de las pruebas realizadas en el laboratorio, a continuación presentamos la cadena electrónica asociada a nuestros detectores, que es necesaria para recibir la señal de éstos, tratarla, analizarla y almacenar los datos de una forma ordenada para el posterior análisis de datos, veáse Figura 2.11.

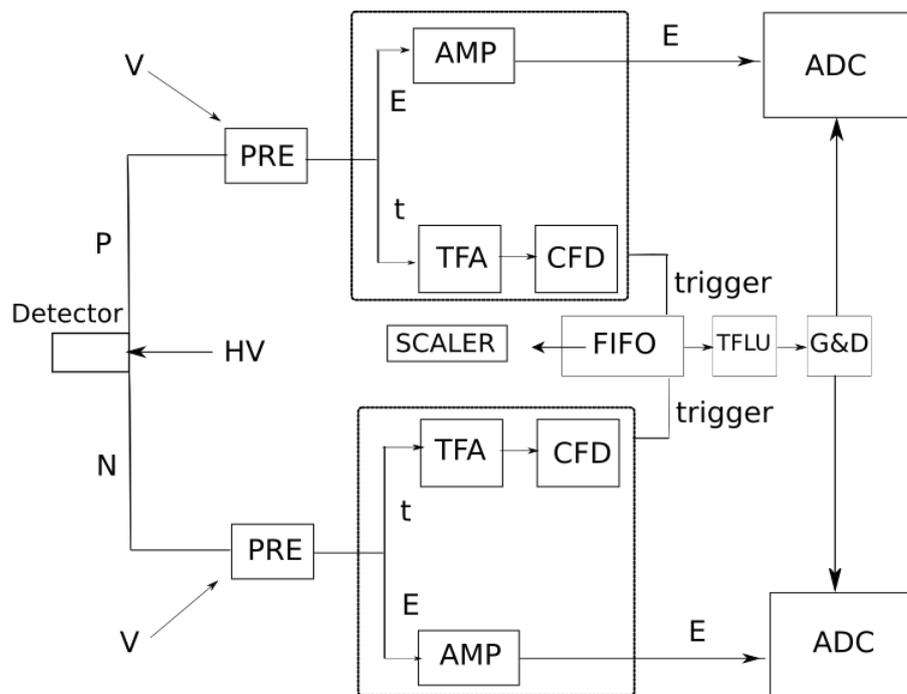


Figura 2.10: Esquema de la electrónica empleada para realizar nuestro experimento.

En la Figura 2.10 vemos todo el recorrido que hace la señal desde nuestros detectores al ordenador donde visualizamos las señales.

El recorrido empieza en el detector, que está alimentado por una fuente de alto voltaje, del detector la señal pasa al preamplificador, después va al amplificador, en este módulo la señal se divide en energía y tiempo. Por un lado la señal de tiempo se duplica en un FIFO, "Logic Fan In Fan Out", una señal va al scaler y otra al TFLU, "3 Fold Logic Unit". A partir de la señal que llega al TFLU, este crea una puerta lógica, después el GD genera una ventana de coincidencias con el delay elegido (en nuestro caso  $4\mu s$ ). Esta ventana de coincidencias se envía al ADC junto con la señal de energía procedente del amplificador. Los principales elementos de la electrónica son:

1. Preamplificador MPR-64 (Mesytec): Esta serie de amplificadores están diseñados especialmente para detectores de Si de bandas, [11] .

Este dispositivo (como consecuencia del paso de la partícula cargada por nuestro detector) integra la carga generada en el detector en un condensador interno. Es un preamplificador sensible a la carga que actúa básicamente como un integrador y amplificador de carga. En la Figura 2.11 vemos un esquema básico de un preamplificador sensible a la

carga, donde el detector se muestra como una carga, capacitiva ( $C_d$ ) y está conectado a la entrada inversora del preamplificador. La señal de salida está caracterizada por una subida muy rápida y una caída larga exponencial.

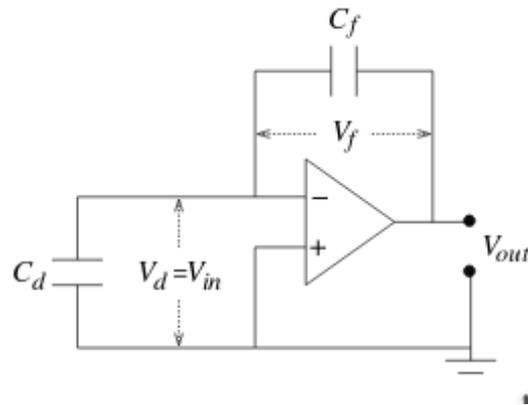


Figura 2.11: Esquema básico de un preamplificador sensible a la carga, imagen tomada de, [11].

- Amplificador: mesytec MSCF-16-PMT es un amplificador espectroscópico y TFA, "timing filter amplifier", con CFD, "Constant Fraction Discriminator". Procesa directamente señales del MPR64, [12].

Un amplificador proporciona 2 tipos de señales de salida: energía y tiempo, veamos sus características por separado.

Referente a la señal temporal:

CFD: Envía una señal lógica temporal cuando se alcanza una fracción constante de la amplitud total de entrada.

TFA: prepara la señal para entrar al CFD.

Respecto a la señal de energía, la amplifica y modifica la forma del pulso convirtiéndolo en una señal tipo gaussiana (amplificador espectroscópico). Esto lo hace mediante un circuito pasivo RC-CR, se trata de un filtro paso-banda similar al mostrado en la Figura 2.12.

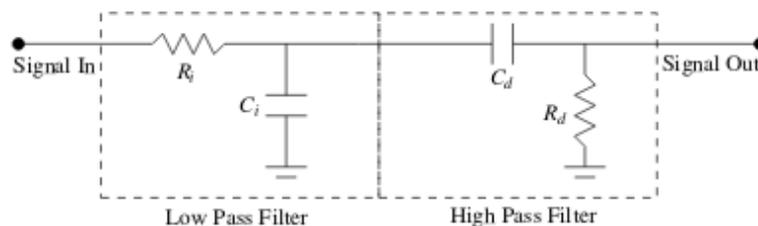


Figura 2.12: Un filtro de paso de banda simple pero realista que consta de un integrador RC y un diferenciador CR, similar al contenido en el amplificador, imagen tomada de, [12]

- ADC (CAEN V785): es un módulo VME 6U de 1 unidad de ancho, que contiene 32 canales de conversión de analógico a digital con detección de picos. Cada canal puede detectar y convertir el valor máximo de las señales analógicas positivas (con  $>50$  ns de vida útil) alimentadas a los conectores relevantes. El rango de voltaje de entrada es 0-8 V, [13].

En nuestro experimento recibe la señal en energía del amplificador y la de tiempo del módulo GD, que se presenta más adelante, mide la altura de la señal y le asigna un valor digital a dicha altura.

Aquí aparece el llamado "tiempo muerto" que es el tiempo total que tarda el ADC en adquirir una señal y completar la conversión. Hasta que este proceso no se termina, el ADC no puede analizar la siguiente señal.

4. FIFO, Logic Fan In Fan Out: Duplica la señal de entrada, en nuestro experimento.
5. TFLU, 3 Fold Logic Unit: Módulo con tres secciones independientes con 4 entradas NIM estándar cada una, [14]. La función principal de este módulo es generar pulsos lógicos (0 o 1) tipo "OR" o "AND" de las señales de entrada. El modo "OR" emite una señal lógica "1" si, al menos una señal lógica de entrada es "1" y "0" si todas las señales de entrada son "0". El modo "AND" emite una señal lógica "1" si, al todas las señales lógicas de entrada son "1" y "0" si no lo son. Después suma los pulsos lógicos del lado N y del P para obtener el pulso lógico total ("main trigger").
6. GD, Gate and Delay Generator: recibe la señal lógica y la trata, ajustando la ventana lógica al pulso.

## 2.4.SISTEMA DE ADQUISICIÓN

Para reconstruir una imagen de la energía depositada en el fantoma, que es nuestro objetivo, debemos conocer que tipo de datos adquirimos , tratarlos y analizarlos.

El sistema de adquisición que utilizamos es MIDAS, (Multiurpose Data Acquisition System, [15]). Sus características principales son:

1. Nos permite ver durante la medida ("online"), los espectros de energía depositada en cada banda del detector, es decir, las 16 bandas verticales y las 16 horizontales, de ambos detectores.
2. Nos permite hacer ajustes directamente al espectro visualizado, lo que nos ayuda a comprobar que todos los espectros y tasas de contaje correctos, y a detectar cualquier tipo de problema durante la medición.
3. Genera un archivo de texto (formato ASCII), para cada banda, dónde tenemos una columna con el canal y otra columna con el número de cuentas en ese canal. Por tanto con este archivo obtenemos los histogramas asociados a cada canal de datos.
4. Genera también otro de datos, llamado list-mode, dónde tenemos los datos estructurados en orden cronológico en forma de "evento ". Un evento se genera cada vez que nuestra cadena electrónica recibe una señal de disparo y contiene información sobre qué detectores han recibido señal al mismo tiempo y cuanta energía ha recibido cada detector.  
Con este archivo construimos los mapas de energía y número de cuentas recibidas por el detector. Para conseguir las variables que necesitamos, utilizamos un código en C++ que nos convierte este archivo en formato "tree" tratable por ROOT, [16], que a partir de la información inicial, nos genera estas variables:

- Número de detectores disparados (con señal) en las bandas horizontales y verticales de ambos detectores.

- Posición (banda vertical u horizontal) de ambos detectores de la cuenta correspondiente.
- Energía en canales de la cuenta correspondientes, en las bandas de ambos detectores.

Estas serían nuestras variables de partida (sin calibrar), a partir de ellas podemos generar histogramas y mapas de energía o cuentas.

## Análisis

### 3.1. CALIBRACIÓN

Todo el análisis de datos y espectros que mostramos a continuación se han realizado utilizando la herramienta ROOT, [16] desarrollada por el CERN. Para calibrar nuestros dos detectores en energía necesitamos realizar medidas sin los fantasmas, con haces a diferentes energías (para poder obtener diferentes puntos de calibración). Las energías que hemos escogido para calibrar son 3, 4, 6, 8 y 10 MeV. Hemos elegido éstas porque están bien espaciadas y cubren el rango que vamos a tener de energía absorbida por los detectores (según el patrón del fantoma el segundo detector absorberá desde 0 MeV hasta casi 9.5 MeV).

Realizamos unas simulaciones con FLUKA, (FLUktuierende KAskade), [18], para estimar la energía depositada en cada detector, por el haz a las energías anteriormente descritas, asumiendo que la energía del haz es la incidente en el primer detector (despreciamos las pérdidas en el blanco de dispersión). Podemos ver en la Tabla 3.1, los datos de estas simulaciones.

Energía del haz (MeV)	Energía DSSD 1 (MeV)	Energía DSSD 2 (MeV)
3	1.45	1.52
4	1.07	2.91
6	0.75	5.23
8	0.59	7.39
10	0.49	9.49

Tabla 3.1: Tabla de energía depositada, para diferentes energías incidentes del haz de protones en los detectores DSSD.

A continuación presentamos los espectros experimentales tomados, dónde vemos la energía depositada en los dos detectores, usando como referencia la banda 7 horizontal, Figura 3.1 el DSSD 1 y Figura 3.2 el DSSD 2.

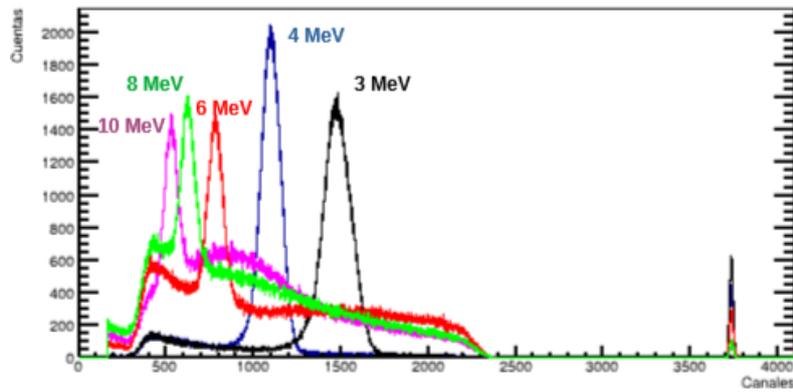


Figura 3.1: Espectro registrado en el detector 1, correspondiente al strip 7 horizontal (strip central), para las 5 energías de protones diferentes que se han utilizado para la calibración (índices en el gráfico).

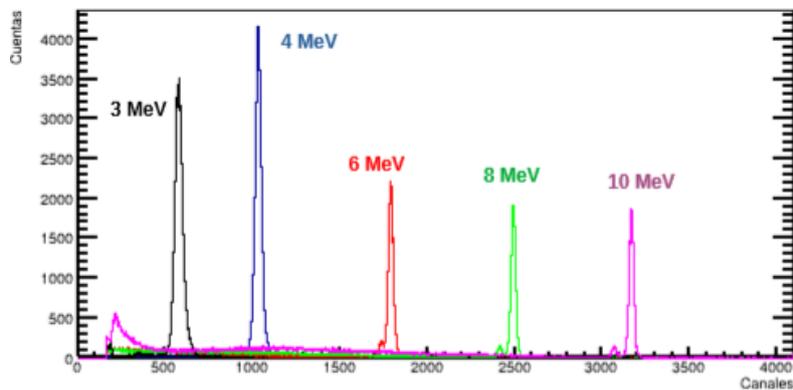


Figura 3.2: Espectro registrado en el detector 2, correspondiente al strip 7 horizontal (strip central), para las 5 energías de protones diferentes que se han utilizado para la calibración (índices en el gráfico).

Hacemos un análisis de estos espectros (de cada banda tanto horizontal como vertical) para determinar los centroides de los picos de deposición de energía. Esto lo hacemos con un código en ROOT, que hemos automatizado para que encuentre los picos del espectro, los ajuste a una función gaussiana y nos proporciona los centroides. Los resultados con los valores de dichos centroides los encontramos en el Anexo I. Con los resultados de la simulación, para la energía depositada esperada en cada detector, y los centroides experimentales, determinamos los coeficientes de calibración de nuestros detectores mediante un ajuste lineal realizado en ROOT con un código sencillo. Mostramos una tabla con los coeficientes obtenidos, Tabla 3.2.

Strip	Detector DSSD 1				Detector DSSD 2			
	Banda horizontal	Banda horizontal	Banda vertical	Banda vertical	Banda horizontal	Banda horizontal	Banda vertical	Banda vertical
	m (MeV)	n (MeV)	m (MeV)	n (MeV)	m (MeV)	n (MeV)	m (MeV)	n (MeV)
0	0.00097	-0.02635	0.00101	-0.04068	0.00302	-0.10998	0.00294	-0.20736
1	0.00098	-0.04069	0.00098	-0.07494	0.00286	-0.12930	0.00299	-0.22964
2	0.00096	-0.06041	0.00101	-0.05551	0.00295	-0.14261	0.00304	-0.19317
3	0.00102	-0.04629	0.00107	-0.07261	0.00302	-0.18607	0.00291	-0.18524
4	0.00102	-0.07009	0.00097	-0.04618	0.00299	-0.14959	0.00291	-0.24613
5	0.00101	-0.03786	0.00104	-0.03730	0.00293	-0.19586	0.00289	-0.19043
6	0.00098	-0.05935	0.00106	-0.07980	0.00300	-0.26145	0.00298	-0.26373
7	0.00101	-0.04073	0.00101	-0.07315	0.00298	-0.18913	0.00308	-0.26904
8	0.00100	-0.03576	0.00105	-0.12383	0.00303	-0.21010	0.00296	-0.29807
9	0.00105	-0.06376	0.00113	-0.06564	0.00294	-0.20956	0.00291	-0.25812
10	0	0	0.00102	-0.07436	0.00289	-0.18071	0.00291	-0.22684
11	0.00103	-0.04072	0.00110	-0.05205	0.00296	-0.13262	0.00302	-0.20077
12	0.00102	-0.05007	0.00100	-0.03804	0.00289	-0.19125	0.00300	-0.26767
13	0.00099	-0.03361	0.00101	-0.03564	0.00285	-0.16461	0.00298	-0.15717
14	0.00101	-0.04073	0.00098	-0.03575	0.00291	-0.24617	0.00296	-0.20181
15	0.00100	-0.04879	0.00095	-0.03871	0	0	0.00302	-0.18326

Tabla 3.2: Coeficientes de calibración de todos los strips de ambos detectores, que responden a la ecuación de ajuste lineal:  $E(\text{MeV}) = \text{canal} \cdot m(\text{MeV}/\text{canal}) + n(\text{MeV})$

Si nos fijamos en la tabla, las bandas horizontales 10 y 15 del detector 1 y 2 respectivamente, estan "muertas", es decir, no registramos el espectro de energías procedente de ellos. Esto puede ser un problema al reconstruir la imagen, ya que tendremos dos bandas vacías. Se discutirá más adelante en el capítulo 4.2, discusión de resultados.

### 3.2. TRATAMIENTO Y OBTENCIÓN DE LA IMAGEN

Presentamos a continuación el tratamiento de los espectros empleado para obtener la imagen. Utilizaremos para la explicación el análisis realizado para el fantoma del Aspa y mostraremos los espectros de la banda 7 horizontal de cada detector (banda central), a modo de ejemplo. En primer lugar generamos los histogramas, que una vez calibrados, los podemos analizar e imponer las restricciones de energía necesarias para seleccionar los eventos "fiables", eliminando el ruido electrónico y cualquier señal no deseada. Podemos ver los espectros en la Figura 3.3 (primer detector) y Figura 3.4 (segundo detector).

Para analizar dichas imágenes, presentamos la Tabla 3.3 con las energías depositadas esperadas, obtenidas en simulaciones con GEANT4, [9], en cada detector según la parte del fantoma que atraviesan los protones.

	Fantoma Aspa	
	0.5 mm PVC	PVC+0.2 mm Al
DSSD 1	0.493 MeV	0.493 MeV
DSSD 2	6.407 MeV	3.238 MeV

Tabla 3.3: Tabla con la energía depositada esperada, obtenida mediante simulaciones en GEANT4 ,en el detector cuando se utilice el fantoma del aspa.

En la Tabla 3.3, se muestran los resultados distinguiendo los protones que atraviesan sólo la lámina de 0.5 mm de PVC y los que cruzan por donde se localiza el patrón de Aluminio en forma del Aspa.

En la Figura 3.3, vemos que la energía depositada en el detector, es aproximadamente 0.5 MeV (como hemos predicho en las simulaciones). En la Figura 3.4, vemos tres picos de energía depositada en el segundo detector, uno sobre los 6 MeV, correspondiente a cuando el protón atraviesa sólo el PVC y otro a aproximadamente 3.3 MeV correspondiente a cuando atraviesa el Aluminio + el PVC (el patrón del aspa).

Las energías de ambos espectros experimentales son similares a las obtenidas por las simulaciones, Tabla 3.3.

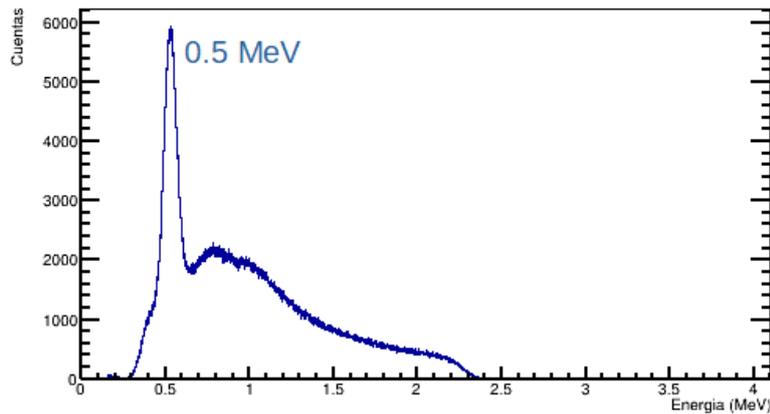


Figura 3.3: Espectro experimental de energía depositada en la banda 7 horizontal del detector 1, con un pico en aproximadamente 0.5 MeV.

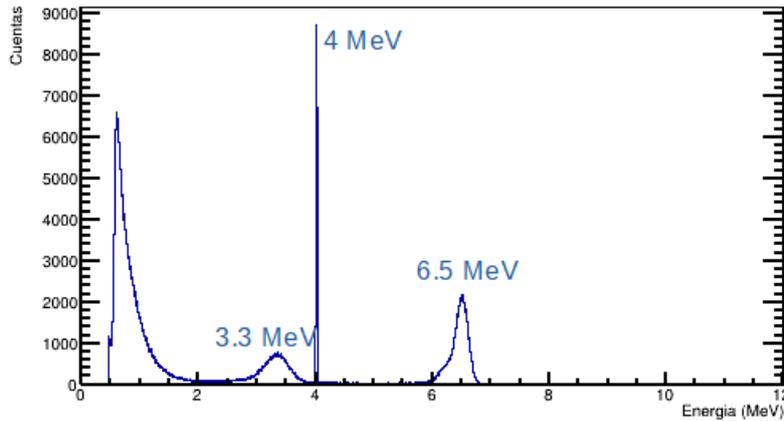


Figura 3.4: Espectro experimental de energía depositada en la banda 7 horizontal del detector 1, con tres picos, a 3.3 MeV, 4 MeV, y 6.5 MeV aproximadamente.

En la Figura 3.3, vemos que a parte del pico a 500 keV en el detector 1, hay un continuo que cubre desde 0 a 2.5 MeV aproximadamente. Mediante simulaciones en GEANT 4 entendimos el origen de esa parte del espectro, que se corresponde con protones dispersados en el soporte del blanco de dispersión de Bismuto.

Igualmente, en el detector 2 (Figura 3.4) vemos que, además de los picos esperados según las simulaciones a 3.2 y 6.4 MeV obtenemos un pico más estrecho a 4 MeV y un continuo en el rango de 0 a 2 MeV. El pico de 4 MeV corresponde a la señal del pulser que nosotros introdujimos para medir el tiempo muerto de nuestras medidas. Lo eliminaremos imponiendo condiciones de multiplicidad inferior a la que la señal del pulser tiene (16 ya que está en todas las bandas).

El continuo entre 0 y 2 MeV en el detector 2 tiene el mismo origen que el continuo anteriormente comentado del primer detector. Ambos son eliminados imponiendo, evento a evento, una condición de energía en el detector.

Con las restricciones impuestas a los histogramas calibrados (en este caso hemos eliminado el ruido electrónico y hemos considerado señal válida desde 2 MeV a 8 MeV), creamos los mapas, evento a evento.

En general, tanto los mapas de número de cuentas en el detector, como los mapas de energía los hemos creado evento a evento, imponiendo coincidencia entre ambos detectores, es decir, asegurándonos que sólo contamos las cuentas generadas por las partículas que atraviesan ambos detectores (esta condición es muy importante). Así descartamos también los eventos con multiplicidad mayor que uno (partículas que reparten su energía en varias bandas, eventos no válidos y de paso, la señal del pulser).

Con estas condiciones, creamos en primer lugar el mapa de cuentas ("hits") de ambos detectores, es decir, el mapa representa el número de protones que depositan energía en el detector (sabiendo la banda horizontal y vertical que tocan, conocemos las coordenadas espaciales en donde lo hacen).

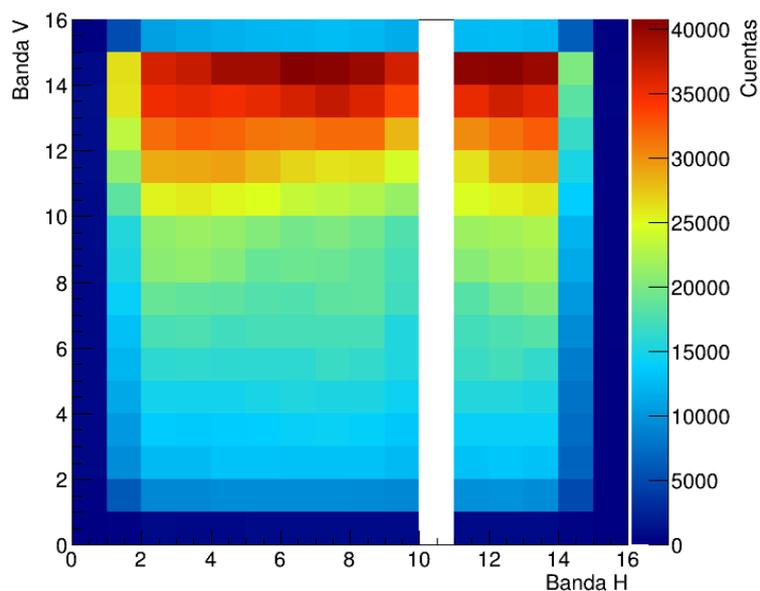


Figura 3.5: Mapa número de cuentas, detector 1.

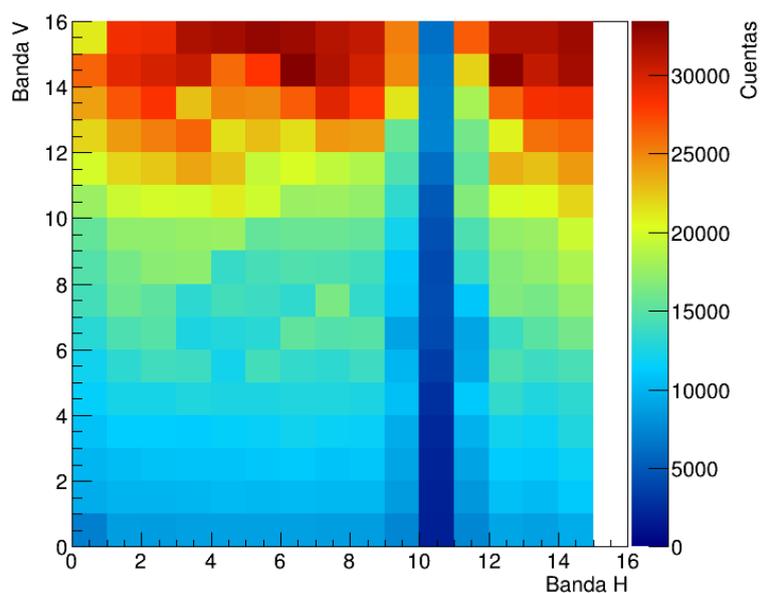


Figura 3.6: Mapa número de cuentas, detector 1.

Las Figuras, 3.5 y 3.6, muestran el mapa, para cada detector, formado por 256 píxeles, formados a partir de combinar los 16 valores posibles de la banda horizontal y vertical (16 x 16). Cada evento contribuye al mapa de cuentas con una cuenta en el píxel que corresponda.

En la Figura 3.5, que representa el número de cuentas en el primer detector, se ve una especie de marco, que si comparamos con la escala de colores se corresponde con 0 cuentas. Esto es así por la llamada área efectiva del detector. Al estar situado el primer detector a 2.8 cm del segundo, cuando las partículas inciden en el primero con un cierto ángulo (derivado de la dispersión en el blanco de Bismuto), las que atraviesen el detector por los bordes, puede que no atraviesen el

segundo y se escapan lateralmente como se muestra en la Figura 3.7.

Haciendo los cálculos tenemos que el área efectiva es aproximadamente el 80% del área del detector. Partículas incidiendo con un ángulo mayor de  $\theta$  no llegarán al segundo DSSD. Así se explica el efecto "marco" de la imagen.

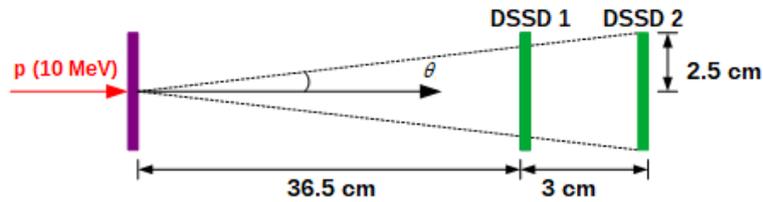


Figura 3.7: Esquema explicativo del área efectiva del primer detector.

En ambas Figuras, 3.5 y 3.6 vemos como hay mayor número de cuentas en la parte superior, que en la parte inferior de los detectores, esto es debido a que el detector (como recordamos de apartados anteriores) está situado en la parte inferior de la cámara y por lo tanto la sección eficaz de Rutherford, derivada de la dispersión en el blanco, va disminuyendo de arriba a abajo. Si en lugar de acumular las cuentas, tomamos la energía de cada evento y la acumulamos en cada píxel, obtenemos los mapas de energía depositada mostrados en las Figuras, 3.8 y 3.9.

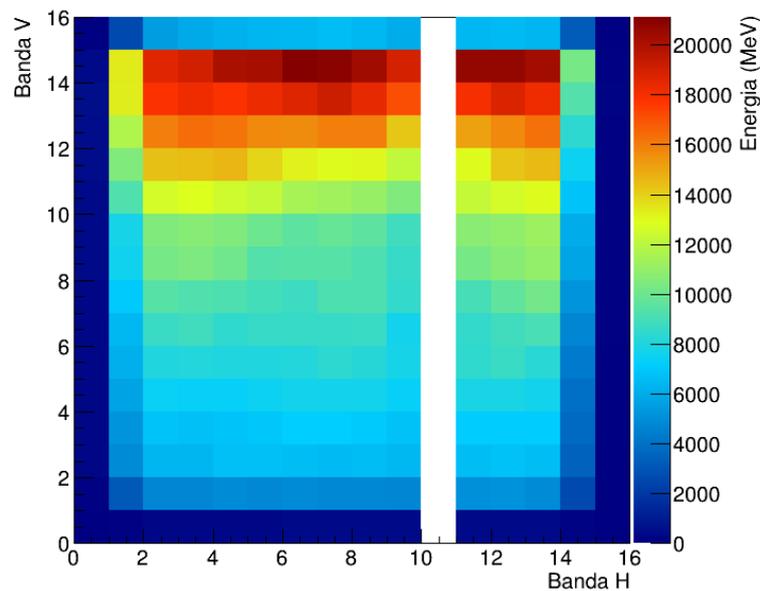


Figura 3.8: Mapa energía depositada, detector 1.

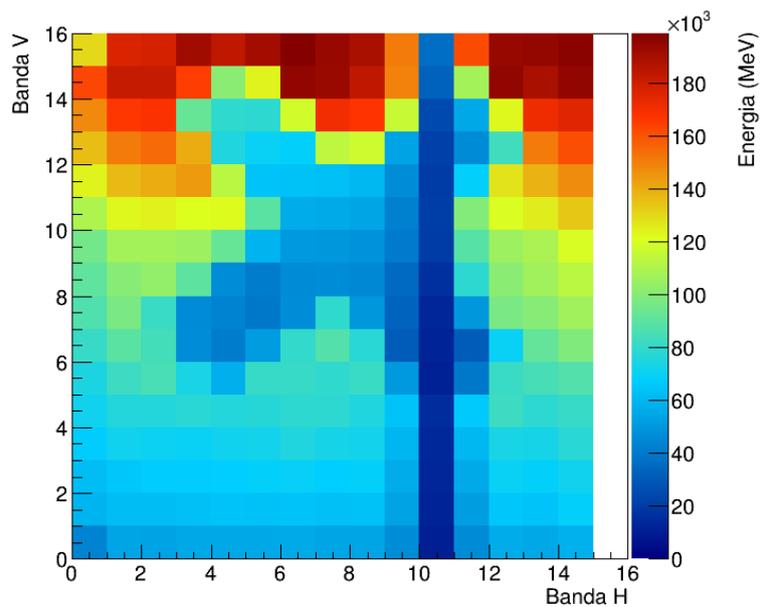


Figura 3.9: Mapa energía depositada, detector 2.

En los mapas de energía depositada, de las Figuras, 3.8 y 3.9, seguimos viendo esa distribución de energía debido a la dispersión Rutherford explicada anteriormente, como queremos corregir este efecto para más tarde reconstruir la imagen, para cada píxel, dividimos la energía depositada por el número de cuentas y obtenemos un mapa de energía depositada normalizado (por cuenta detectada) para ambos detectores, podemos verlos en las Figuras 3.10 y 3.11.

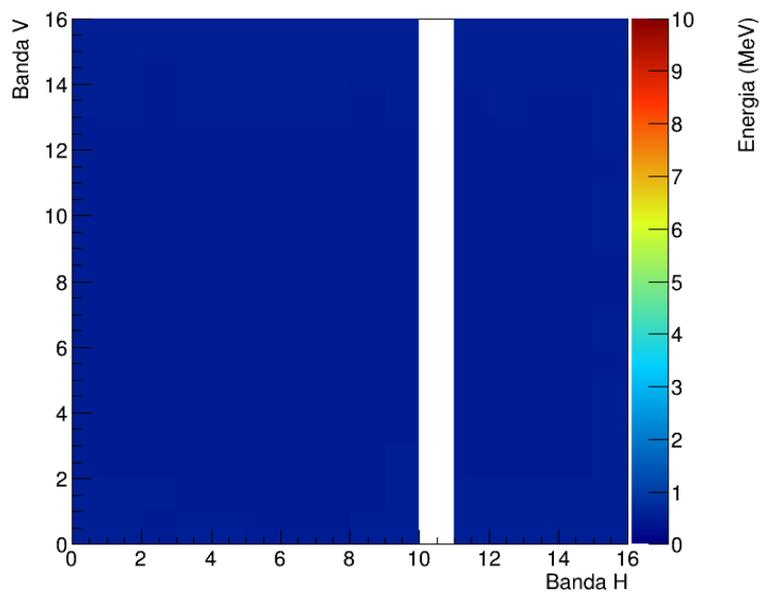


Figura 3.10: Mapa energía depositada, normalizada por el número de cuentas de cada píxel del detector 1.

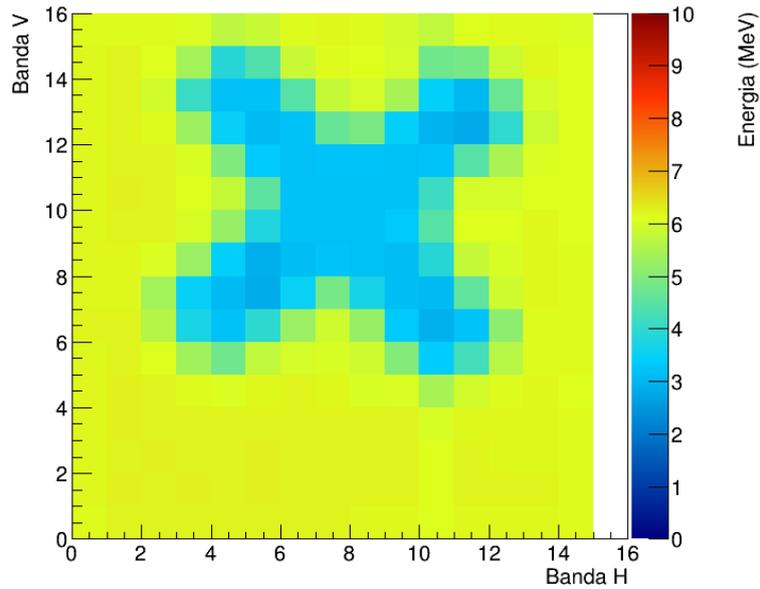


Figura 3.11: Mapa energía depositada, normalizada por el número de cuentas de cada píxel del detector 2.

En las Figuras 3.10 y 3.11 vemos como hemos eliminado esa distorsión debida a la dispersión y hemos obtenido el mapa de deposición de energía por partícula, es decir, hemos obtenido las imágenes correspondientes si el haz fuera uniforme. Estos mapas son la base de nuestra imagen final.

De forma general, la energía depositada en el fantoma sería igual a la energía incidente (consideramos 10 MeV, despreciamos las pérdidas en el blanco de dispersión) menos la que se deposita en ambos detectores.

## Proyección

Tenemos información de la posición de las partículas en el primer y segundo detector y podríamos considerar que como los protones apenas se desvían, la posición de incidencia en el fantoma es la misma que en ambos detectores, pero esto no sería del todo correcto, aparte de por la desviación de los protones, está la inclinación con la que llegan (que reduce el campo de visión). Para calcular la posición de incidencia de cada protón sobre el fantoma, como éste se encuentra justo en el centro geométrico entre los dos detectores, hacemos la media entre la posición de incidencia de los dos detectores. Con estas nuevas coordenadas, rellenamos un mapa evento a evento, con la suma de la energía depositada en cada detector (por partícula) y otro con las cuentas de ambos. Esto se lo restamos a un mapa uniforme con energía 10 MeV para obtener un mapa de energía depositada en el fantoma, que es nuestro propósito, y normalizamos dividiendo por el mapa de cuentas.

En definitiva hacemos:  $M10 - \frac{E}{H} = F$ , dónde:

M10: Mapa uniforme con energía 10 MeV.

E: Mapa energía depositada en ambos detectores.

H: Mapa de cuentas de ambos detectores.

F: Mapa de energía depositada en el fantoma.

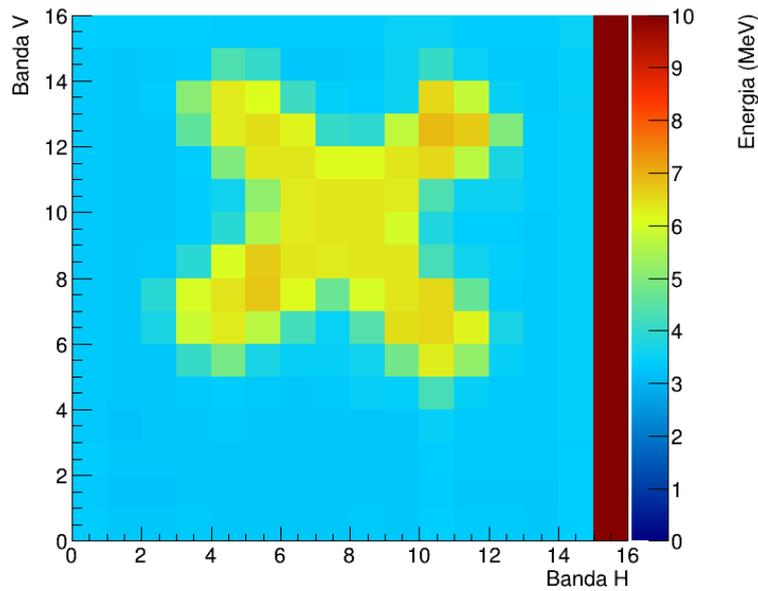


Figura 3.12: Mapa de energía depositada en el fantoma.

Al hacer esta proyección, Figura 3.12, nos dimos cuenta de que podíamos conseguir una mejora considerable en la resolución de las imágenes. Para explicarlo mejor tenemos las Figuras 3.13 y 3.14.

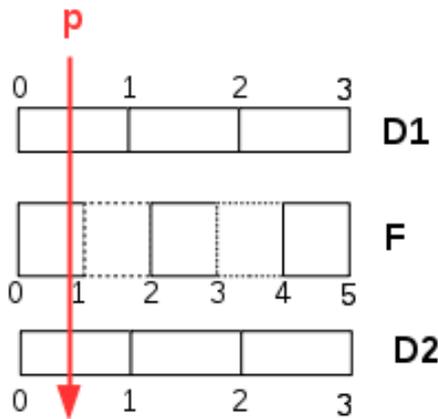


Figura 3.13: Esquema explicación del aumento de la resolución, caso 1.

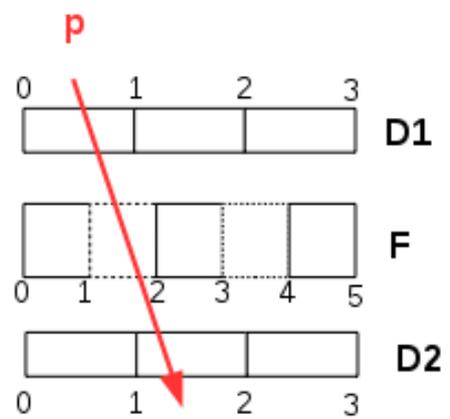


Figura 3.14: Esquema explicación del aumento de la resolución, caso 2.

En las Figuras 3.13 y 3.14 tenemos un ejemplo simplificado de nuestro sistema formado por D1, detector 1, D2, detector 2 y F, fantoma. Si el protón incidente atraviesa ambos detectores por la misma banda (caso 1), al hacer la proyección ubicaríamos esa partícula también en la primera "banda" del fantoma. Si por el contrario, atravesara la primera banda del detector 1 y la segunda del detector 2, al proyectar en el fantoma situaríamos la partícula en una banda "intermedia".

En nuestro caso tenemos inicialmente 16 bandas (horizontales y verticales) y, por lo tanto, nos quedarían 31 al reconstruir la imagen en el fantoma, casi doblamos la resolución de la imagen (rellenamos esas bandas intermedias que se crean al proyectar).

Presentamos entonces la imagen que quedaría después de reconstruir nuestro mapa, empleando 32 x 32 divisiones y obtenemos la Figura 3.15.

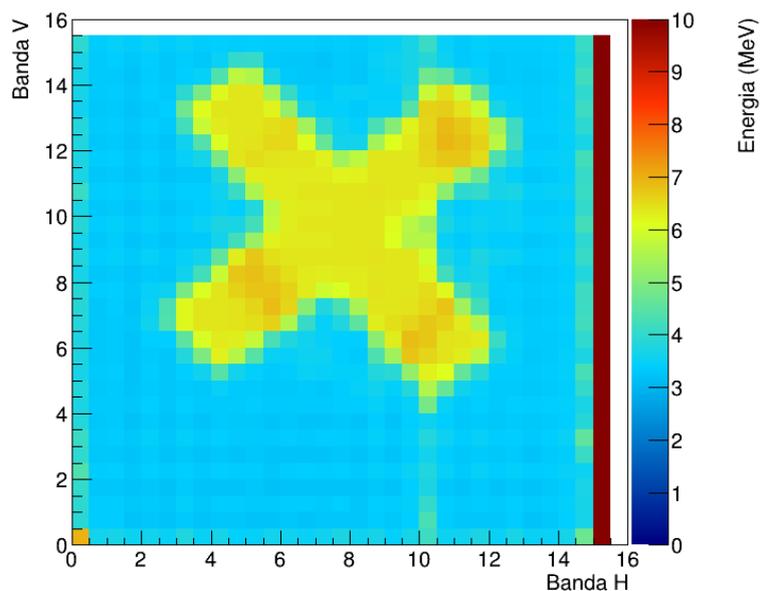


Figura 3.15: Mapa de energía depositada en el fantoma, empleando 32 bandas horizontales y verticales y por tanto 1024 píxeles.

Vemos como efectivamente ha mejorado considerablemente la resolución de la imagen 3.15 respecto a la Figura 3.12, aumentando la granularidad de la imagen.

### Corrección por espesor

Como al llegar los protones al dispositivo (DSSD-fantoma-DSSD) lo hacen con un cierto ángulo derivado de la dispersión Rutherford, los protones atravesarán diferentes espesores en los detectores y fantoma, en función de dicho ángulo. Para corregir este efecto utilizamos la imagen tratada (por el proceso descrito anteriormente) del fantoma uniforme, puesto que está fabricado con una lámina uniforme de 0.5 mm de PVC, idéntica a la que sirve de base para el resto de fantomas.

Esto lo hacemos normalizando todo el mapa uniforme (ya tratado) por la media de sus cuatro píxeles centrales, y corregimos con este mapa resultante, la imagen final de energía depositada en el fantoma (dividimos el mapa de energía depositada en el fantoma por el mapa normalizado a 1 del fantoma uniforme). De esta manera obtenemos la imagen final del experimento, véase Figura 3.16.

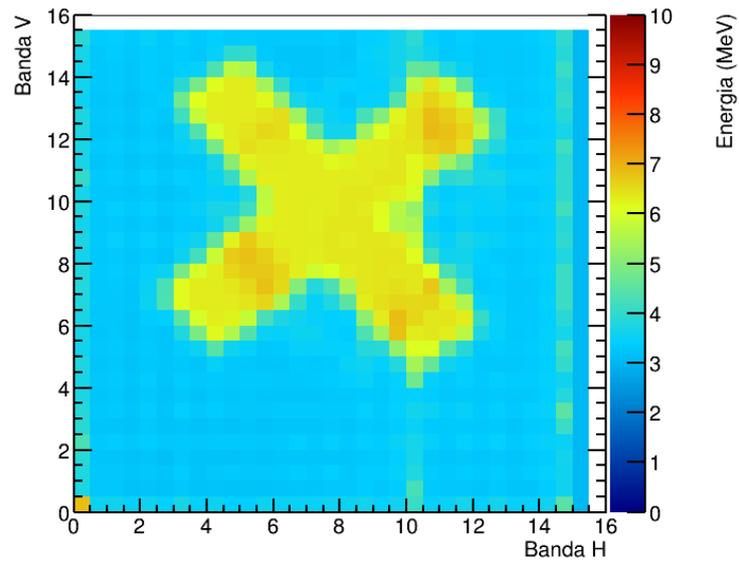


Figura 3.16: Mapa de energía depositada en el fantoma del Aspa corregido (imagen final).

Al corregir por los diferentes espesores que atraviesan los protones según su ángulo de incidencia, vemos que la uniformidad de los colores que representan las dos energías presentes (energía depositada en el PVC+Al y energía depositada sólo en el PVC), aumenta. Finalmente podemos decir que obtenemos una imagen bastante realista, vemos perfectamente la silueta del aspa, en el siguiente capítulo, comentaremos detalladamente la imagen final del fantoma del aspa y de los tres restantes estudiados, y serán discutidos con detalle.

## Resultados y discusión

### 4.1. IMAGEN RECONSTRUIDA

Después de detallar en el capítulo 3 el proceso seguido para reconstruir las imágenes (usando de ejemplo el fantoma del aspa), presentamos las imágenes finales obtenidas para los cuatro fantomas de estudio. Para entender bien los efectos que se ven en las imágenes, las presentamos junto con la foto del fantoma real correspondiente, con sus medidas detalladas, Figuras 4.1, 4.2, 4.3 y 4.4.

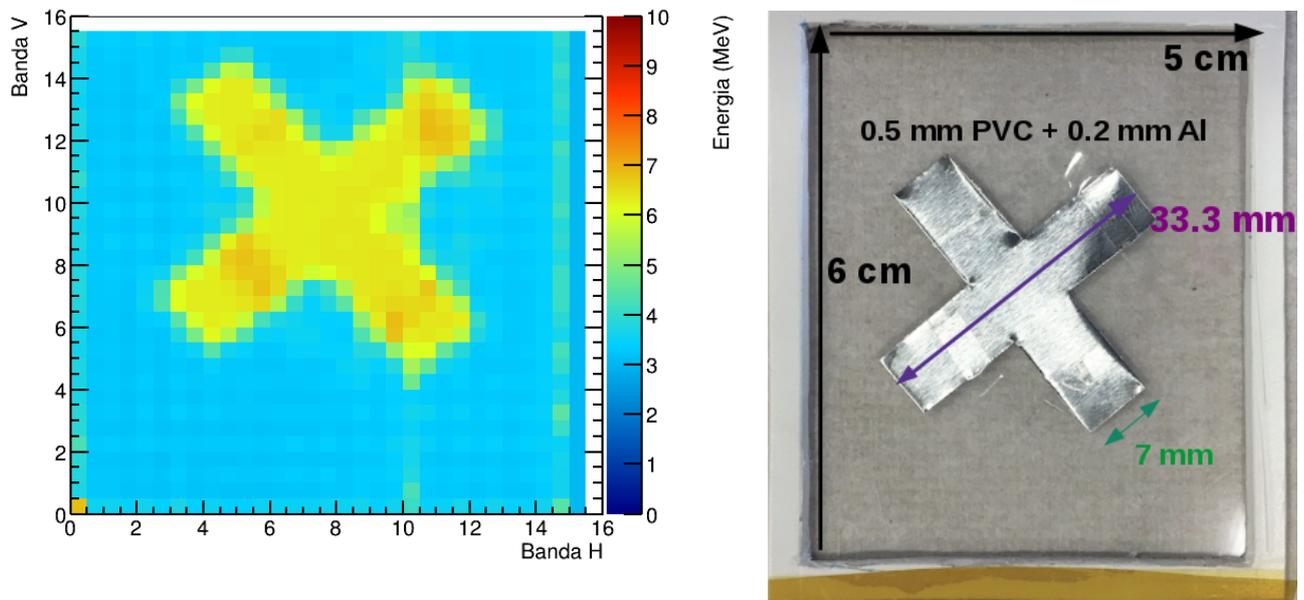


Figura 4.1: Imagen reconstruida del fantoma del aspa frente a la imagen del fantoma real, con sus medidas especificadas.

Presentamos las dimensiones de la imagen reconstruida del aspa, para compararlos con los reales, Tabla 4.1.

Diámetro	Fantoma Aspa reconstruido		Fantoma real
Longitud	Con sombra	35.07 mm	33.3 mm
	Sin sombra	32.94 mm	
Ancho	Con sombra	10 mm	7 mm
	Sin sombra	8.48 mm	

Tabla 4.1: Tabla con los diámetros del patrón del aspa de la imagen reconstruida frente a los diámetros del fantoma real ( construido en el laboratorio).

En la imagen reconstruida hemos determinado dos longitudes , una considerando sólo hasta donde acaba la parte más intensa (sin "sombra") y otra que incluye la pequeña región de color más suave en la interfaz entre el patrón y la base de PVC. Ambos se pueden considerar como límite mínimo y máximo en la determinación de las propiedades de la imagen. Este procedimiento lo hemos seguido en el análisis de todas las imágenes reconstruidas, más adelante comentaremos más detalladamente el origen de este sombreado.

Vemos en la Tabla 4.1 que las dimensiones del aspa en la imagen reconstruida son en general algo superiores a las del patrón real.

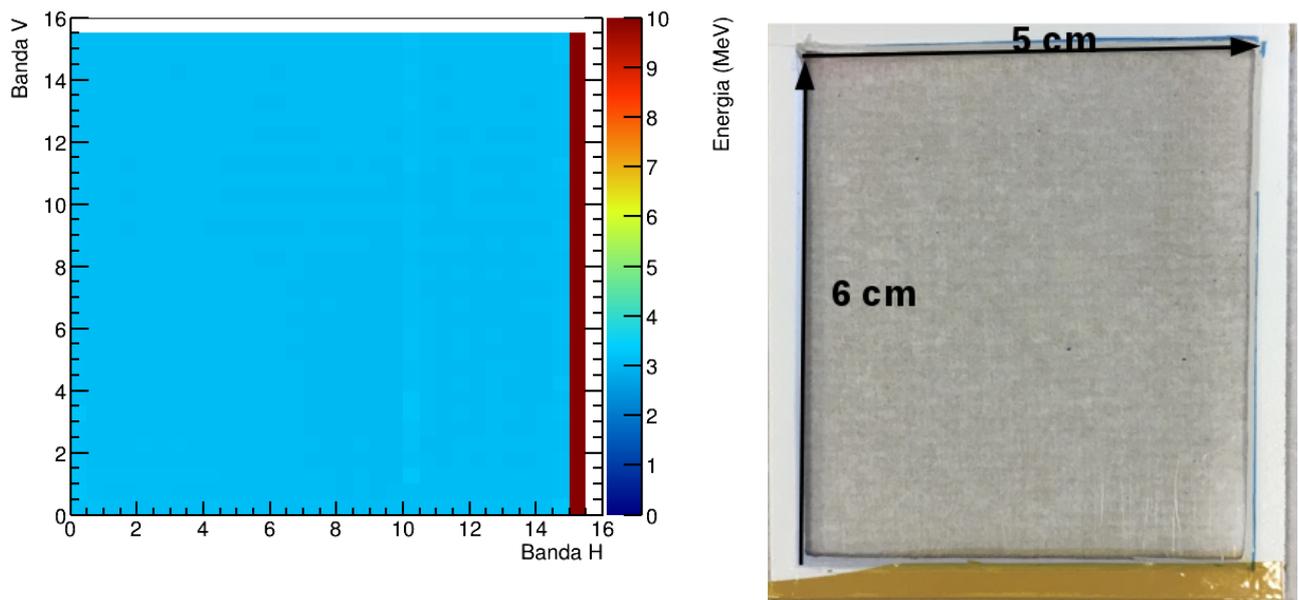


Figura 4.2: Imagen reconstruida del fantoma uniforme frente a la imagen del fantoma real, con sus medidas especificadas.

En la Figura 4.2 vemos la imagen reconstruida del fantoma uniforme, a esta imagen no le hemos aplicado el último proceso de corrección, ya que al ser éste el mismo fantoma uniforme, no tiene sentido corregir los diferentes espesores que atraviesan los protones según su ángulo de incidencia.

Fantoma cuatro regiones reconstruido		Imagen real
Diámetro regiones		
Con sombra	12 mm	10 mm
Sin sombra	9 mm	

Tabla 4.2: Tabla con los diámetros del patrón de las cuatro regiones de la imagen reconstruida frente a los diámetros del fantoma real ( construido en el laboratorio).

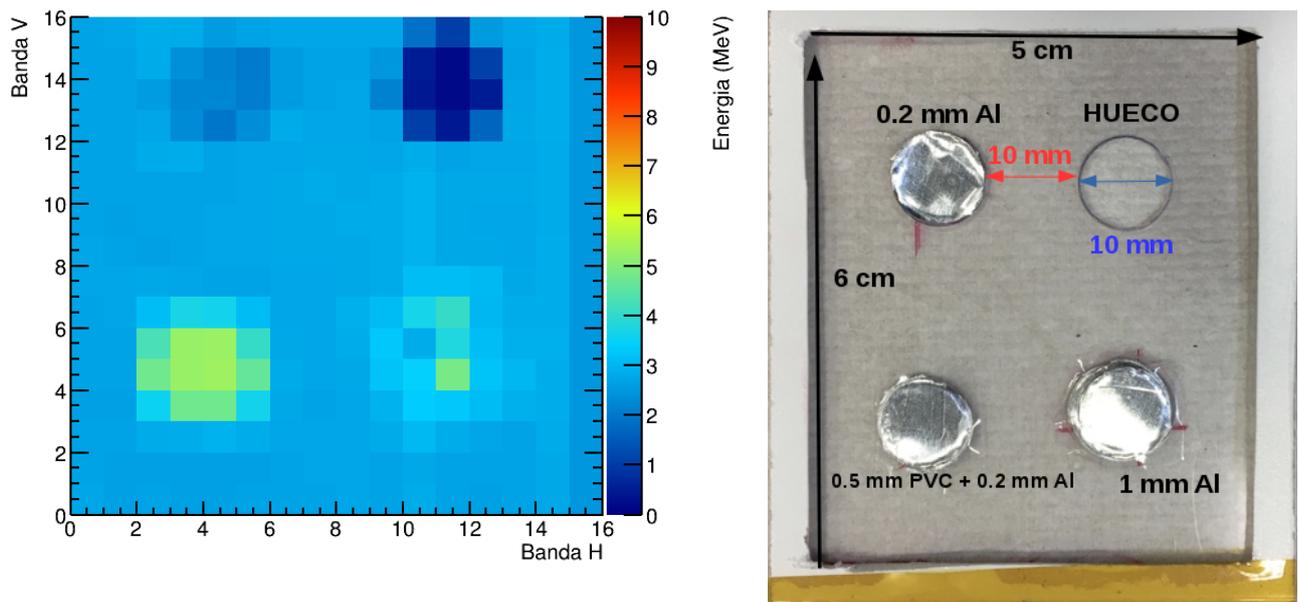


Figura 4.3: Imagen reconstruida del fantoma de las cuatro regiones frente a la imagen del fantoma real, con sus medidas especificadas.

En el fantoma de las cuatro regiones, Figura 4.3, no hemos aumentado la resolución de la imagen por el procedimiento explicado en el apartado de proyección de la sección 2.3, aunque si hemos aplicado el resto del tratamiento ya comentado, en la siguiente sección explicaremos por qué. Además a simple vista observamos que en el agujero de 1 mm de Al, que es la región de mayor espesor se deposita menos energía en el agujero de 0.5 mm de PVC+0.2 mm de Al, más tarde detallaremos este efecto.

En la Tabla 4.2 se muestra la medida del diámetro de los agujeros. Vemos que considerando la sombra , los diámetros son 2mm mayores que sus dimensiones reales.

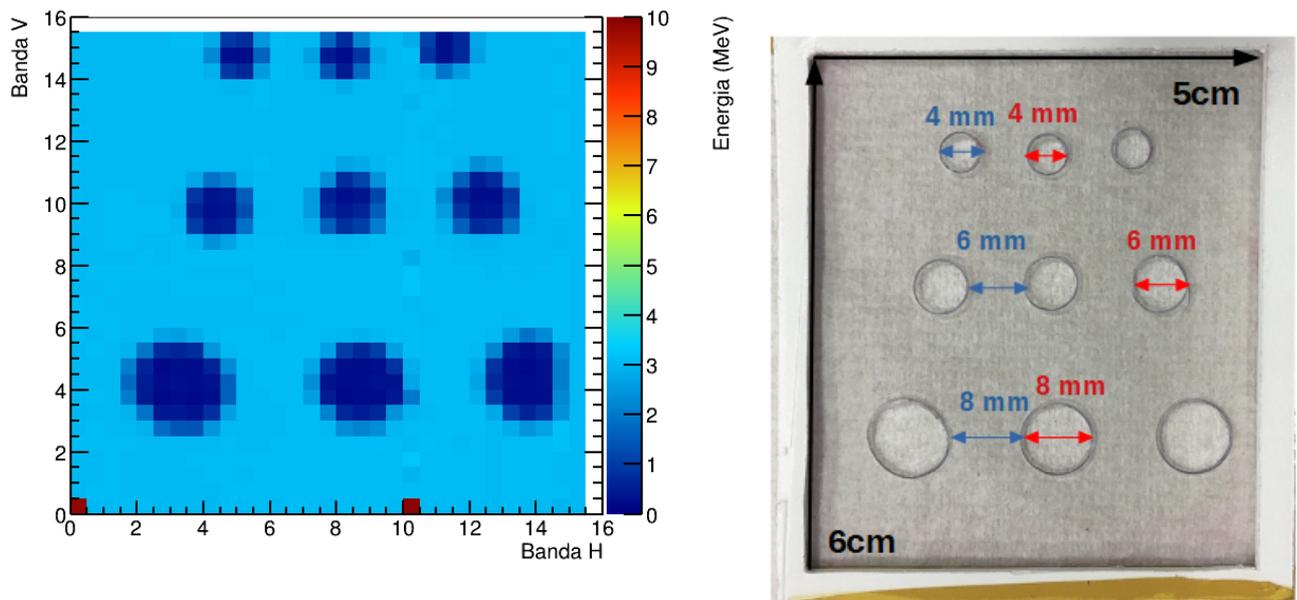


Figura 4.4: Imagen reconstruida del fantoma de derenzo frente a la imagen del fantoma real, con sus medidas especificadas.

En la Figura 4.4. vemos el fantoma de derenzo, se puede observar como se distinguen a la perfección los distintos agujeros y las diferencias de diámetro.

Fantoma Derenzo reconstruido			Imagen real	
	Diámetro agujeros (mm)	Diámetro separación (mm)	Diámetro agujeros (mm)	Diámetro separación (mm)
Con sombra	10.5/7.5/6	7.5/6/4.5	8/6/4	8/6/4
Sin sombra	7.5/6/4.5	5/4.5/3		

Tabla 4.3: Tabla con los diámetros del patrón de derenzo de la imagen reconstruida frente a los diámetros del fantoma real ( construido en el laboratorio).

En la Tabla 4.3 tenemos por orden sucesivo, el diámetro de la imagen reconstruida correspondiente a la fila de agujeros de 8 mm, 6 mm y 4 mm.

Vemos en general que para este fantoma también vemos amplificado el tamaño de sus agujeros, al menos 1 mm.

## 4.2.DISCUSIÓN DE RESULTADOS

En este apartado discutiremos los resultados obtenidos, detallando los efectos acontecidos al reconstruir los fantomas con los mapas de energía depositada en los mismos. Algunos de estos efectos ya los hemos nombrado anteriormente, pero ahora los explicaremos con más detalle.

## Aumento de las dimensiones de los patrones y "sombreado".

Como hemos comentado anteriormente, hemos medido dos dimensiones distintas de cada patrón (en todos los fantomas), una considerando el "sombreado" de los bordes y otra sólo la parte del patrón más intensa. Este "sombreado" se debe a que la resolución de nuestros detectores (3x3 mm) no nos permiten reproducir a la perfección la silueta de los patrones, esto es que en los píxeles de los bordes se acumulan tanto cuentas con la energía que se deposita en el patrón, como cuentas con la energía que se deposita en la lámina base de 0.5 mm de PVC. Por ejemplo, en el fantoma de derenzo, Figura 4.4, dónde el patrón son huecos sobre la lámina de PVC, se produce un sombreado en los píxeles de los bordes de los agujeros huecos, con una energía "intermedia" entre la que se deposita en el PVC (alrededor de 3 MeV) y 0 MeV (huecos). En las cuatro imágenes reconstruidas de los fantomas (energía depositada en los fantomas), observamos que las dimensiones de los patrones por lo general aumentan, tomando la medida que incluye el "sombreado" como máxima y la que no lo incluye como mínima. Esto es debido a dos fenómenos:

- **Ángulo de incidencia:** Como se muestra en la Figura 4.5, cuando el haz de protones incide sobre el blanco de dispersión en un punto, el haz es dispersado. Esto implica que los protones que llegan a nuestro sistema (DSSD 1 -fantoma-DSSD2) lo hacen abarcando cierta amplitud angular (que representamos con  $x$  en la Figura, el ángulo máximo de esta amplitud es  $24^\circ$ ). Por tanto, el patrón del fantoma, con tamaño limitado por las marcas azules, será reproducido en el DSSD2 con un mayor tamaño como podemos ver en la misma proyección de las marcas azules nombradas.

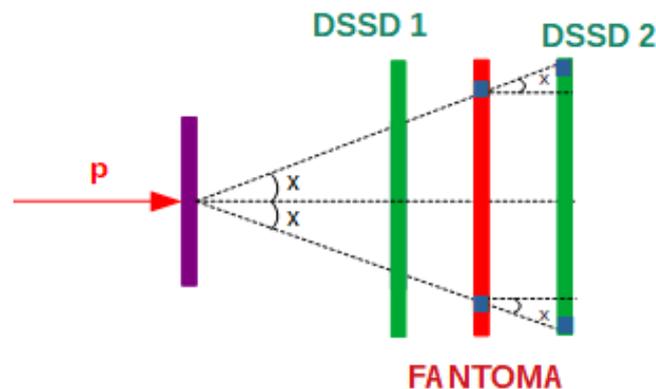


Figura 4.5: Esquema de cómo los protones inciden sobre el dispositivo con un cierto ángulo.

- **Dispersión en el material:** cuando los protones atraviesan el fantoma, sufren una pequeña dispersión, es decir, salen con un pequeño ángulo debido también a este efecto. Esto contribuye de la misma manera, aunque en menor medida, que lo explicado anteriormente, a ese aumento en las medidas respecto a los patrones originales.

En lo referente a la energía, si comparamos los resultados de nuestras simulaciones con los obtenidos en nuestro experimento, vemos que según el espesor y características del patrón, se deposita la energía esperada en nuestros fantomas de estudio. Lo que predice que este método puede ser efectivo para distinguir materiales de distinta densidad.

## Problemática fantoma de las cuatro regiones

En el fantoma de las cuatro regiones, Figura 4.3, nos hemos encontrado con una cierta problemática. El agujero relleno de 1 mm de Al para todos los protones, esto quiere decir que los protones

que atraviesen el fantoma por este agujero no llegarán al segundo detector y por lo tanto como hemos puesto de condición para dibujar los mapas que sólo tendremos en cuenta los protones que incidan en ambos detectores, en ese área no deberíamos tener ninguna cuenta en el segundo detector. Pero esto no es así del todo, el grosor de 1 mm de Al lo hemos conseguido superponiendo 5 láminas de Al de 0.2 mm de espesor, algunas de estas capas están un poco desplazadas y por lo tanto, no todos los protones que atraviesen dicho agujero, atravesarán 1 mm de Al. Por lo tanto no todos se pararán en el fantoma, no depositarán toda su energía en el mismo, y tendremos cuentas en el segundo detector, provenientes de ese agujero, con una cierta energía (que es la energía que el protón no ha depositado en el agujero). Es por esto que observamos en la imagen del fantoma la forma de dicho agujero (aunque algo más distorsionado que los otros) con una energía, menor a los 9.5 MeV aproximadamente que deberían depositar los protones en 1 mm de Al, si todos los protones atravesaran ese espesor.

Además esta problemática afecta a la resolución de la imagen obtenida. Al pararse la mayoría de los protones en el agujero de 1 mm de Al (ya hemos comentado que no todos lo hacen), no tenemos la posición de impacto de esos protones en el segundo detector y por lo tanto no podemos hacer la proyección con la que obteníamos casi el doble de resolución en la imagen.

Realmente esto no es relevante, ya que para el objetivo de este trabajo, que es hacer imagen médica, no tiene sentido que los protones se paren en el fantoma o en el caso clínico, en el paciente, porque como hemos explicado no se podría reproducir la imagen. Nosotros sólo queríamos comprobar la efectividad de nuestro método y de nuestras simulaciones, reafirmando que efectivamente se para en ese espesor de 1 mm de Al.

## Energía depositada

En la Tabla 4.1 podemos ver las estimaciones teóricas de la energía incidente depositada en cada parte de cada uno de los fantomas, según las simulaciones montecarlo realizada, [9], Tabla 4.1. Esta Tabla nos ayudará a entender mejor las imágenes obtenidas.

Espesores	Aspa (MeV)	Cuatro agujeros (MeV)	Derenzo (MeV)	Uniforme (MeV)
0.5 mm PVC	3.076	3.076	3.076	3.076
0.5 mm PVC+ 0.2 mm Al	6.252	6.256	–	–
1 mm Al	–	9.484	–	–
0.2 mm Al	–	2.073	–	–
Hueco	–	0	0	–

Tabla 4.4: Tabla con las energías teóricas, calculadas por simulación, depositadas en los distintos espesores de los fantomas. El guión indica que ese material/patrón no aplica para el fantoma en cuestión.

También hemos realizado una Tabla análoga, pero dónde vemos las energías depositadas en cada parte del fantoma según el las imágenes que hemos obtenido experimentalmete, Tabla 4.5.

Espesores	Aspa (MeV)	Cuatro agujeros (MeV)	Derenzo (MeV)	Uniforme (MeV)
0.5 mm PVC	3.25	3.2	3.05	3.06
0.5 mm PVC+ 0.2 mm Al	6.4	5.3	–	–
1 mm Al	–	4.6	–	–
0.2 mm Al	–	2.21	–	–
Hueco	–	0.17	0.25	–

Tabla 4.5: Tabla con las energías experimentales (aproximadas) depositadas en los distintos espesores de los fantomas. El guión indica que ese material/patrón no aplica para el fantoma en cuestión.

Comparando ambas Tablas vemos que las energías depositadas experimentalmente en el PVC de 0.5 mm, son en general muy parecidas a las simuladas, destacando el caso del fantoma uniforme en el que ambas energías difieren 0.01 MeV aproximadamente. La mayor diferencia la encontramos en el fantoma de las cuatro regiones, donde experimentalmente la energía depositada en el PVC es 0.124 MeV menor que la simulada, aunque la diferencia sigue siendo pequeña.

Respecto a la energía depositada en 0.5 mm de PVC + 0.2 mm de Al, en el caso del aspa la diferencia entre la simulación y la energía obtenida experimentalmente es sólo 0.148 MeV, aunque en el fantoma de las cuatro regiones esta diferencia asciende a 0.948 MeV, esto es debido a que en la fabricación del fantoma se utilizó celo, que cubre casi al completo esta región.

Como hemos comentado anteriormente, la energía depositada experimental obtenida del agujero relleno sólo con 1 mm no es la esperada por ese error al superponer las láminas de 0.2 mm de Al.

En el agujero de 0.2 mm de Al, tenemos una muy buena relación entre el resultado experimental y la simulación, con una diferencia de sólo 0.137 MeV.

Con respecto a los agujeros huecos ( del fantoma de derenzo y de cuatro agujeros), tenemos una mínima energía depositada experimentalmente que teóricamente debería ser 0. Esto puede ser debido a los protones que aunque atraviesan el hueco, tocan el borde del mismo y depositan un poco de energía.

A rasgos generales hemos obtenido unos resultados muy acordes a las simulaciones realizadas, y por lo tanto a lo que se esperaba. Esta concordancia afirma que es posible a partir de un experimento como este, distinguir las densidades del material de estudio, en este caso nuestro fantoma.

Para ilustrar esta concordancia entre las imágenes obtenidas en las simulaciones, [9], y las que hemos obtenido experimentalmente, presentamos las imágenes de los fantomas principales de estudio obtenidas por ambos procesos, Figuras 4.6 y 4.7.

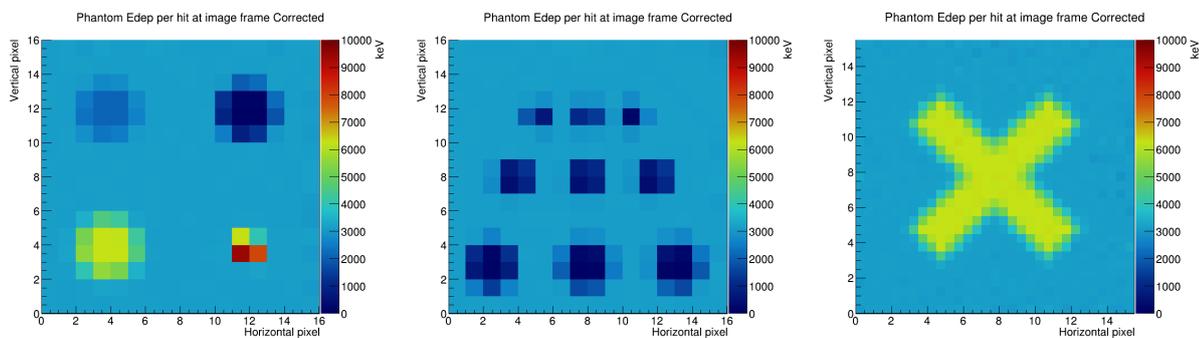


Figura 4.6: Imágenes de los fantasmas principales de estudio, cuatro agujeros, aspa y derenzo respectivamente, obtenidas en la simulación, [9].

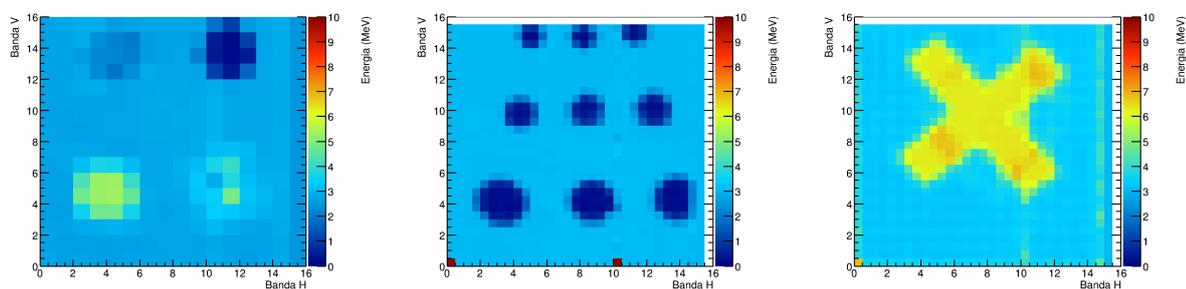


Figura 4.7: Imágenes de los fantasmas principales de estudio, cuatro agujeros, aspa y derenzo respectivamente, obtenidas experimentalmente.

Como hemos predecido al comparar las energías depositadas en la simulación y en el experimentos, las imágenes obtenidas en ambos procesos son muy parecidas. Aunque vemos que las imágenes simuladas son más uniformes, hay menos variación del color en lo correspondiente a la misma energía. Esto es lógico ya que en una simulación nos quitamos todo el ruido electrónico, problemas al crear el vacío, bandas problemáticas de los detectores, etc.

### Bandas "muertas"

Como hemos avanzado en el capítulo anterior, tenemos dos bandas ( las dos horizontales, una en cada detector) que no recogen señal, este fallo puede tener diversas causas, desde un accidente en el transporte de los detectores a un error en el sistema de adquisición etc.

La banda más problemática es la del primer detector, ya que se trata de una banda horizontal central, esto afecta como hemos podido ver, a todos los mapas del primer detector, a todos los mapas realizados a partir de este (cuando sumamos los mapas de energía depositada de ambos detectores), y también afecta a los mapas únicamente del segundo detector, esto es porque como hemos comentado, hemos impuesto la condición de sólo tener en cuenta los protones que incidan en ambos detectores, y por tanto los protones que incidan en la banda muerta del primer detector, no serán dibujados en el segundo.

Sobre las imágenes finales, el efecto de la banda horizontal 10 (la banda horizontal 16 no afecta demasiado en ninguna figura ya que no es una banda central y no interfiere con los patrones de los fantasmas), debería ser importante como hemos explicado. En cambio, aunque vemos un

poco distorsionada esa banda respecto al resto, al hacer la proyección (explicada en el capítulo anterior), y obtener casi el doble de "bandas", el efecto se disipa considerablemente.

---

## Conclusiones

---

En este trabajo hemos realizado un experimento, como prueba de concepto, para hacer imagen médica con protones utilizando dos detectores DSSDs y un fantoma fabricado por nosotros mismos. A pesar de las limitaciones (con las que contábamos), hemos obtenido los resultados que esperábamos e incluso mejores. A continuación explicamos las conclusiones clave de nuestro trabajo:

- La dispersión de Rutherford en el blanco, realizada para bajar la intensidad del haz, ha causado diferentes efectos en nuestro experimento:
  1. Reducción del campo de visión del primer detector, debido al ángulo de incidencia de los protones, algunos de los que atraviesan el primer detector, no atravesarán el segundo. Aunque realmente, esto no afecta a la imagen final reconstruida, y por lo tanto no es un problema demasiado relevante.
  2. Aumento de las dimensiones de los patrones de los fantasmas con este montaje, este efecto amplía la imagen desde 1mm a 2 mm (aproximadamente) respecto a las dimensiones originales.
  3. Los protones atraviesan diferentes espesores en el mismo material debido a que inciden con una cierta amplitud angular (no todos inciden con el mismo ángulo). Esto puede afectar al objetivo de distinguir distintas densidades y espesores, ya que en un caso real no conoceríamos las características de los materiales que estamos analizando, y por tanto no podríamos hacer una corrección por un fantoma uniforme del mismo material, como hemos hecho en este trabajo.

Todos estos problemas o limitaciones se podrían eliminar de varias formas, utilizando un haz con una intensidad que los detectores puedan soportar, y así no tener que introducir un blanco de dispersión, que nos genera una amplitud angular de los protones, en el dispositivo para bajar dicha intensidad. También si los dispositivos DSSD1-fantoma-DSSD2 estuvieran más próximos, o si el blanco de dispersión estuviera más alejado del dispositivo, disminuiríamos todos los efectos que hemos comentado. Si esto no fuera posible, podría calcularse la distribución angular de los protones incidentes y así corregir este efecto sobre las imágenes, aunque este cálculo también llevaría un error asociado.

- Las bandas muertas de nuestros detectores nos limitan el análisis de los resultados ya que, en concreto la banda horizontal que se encuentra en el centro de la imagen. Aun así, la imagen reconstruida final no se ve excesivamente afectada debido al tratamiento aplicado para aumentar su resolución (se "duplican" las bandas y se difumina el efecto de la banda muerta). El efecto de las bandas que no dan señal, podría disminuir si rellenamos esa banda con una media de las dos bandas más próximas, aunque si la banda se encuentra en medio de un patrón, esta corrección no tendría mucho sentido. Por eso nosotros hemos optado por presentar las imágenes originales.

Utilizando un detector sin este problema, se eliminaría esa "distorsión".

- La mejora de la resolución es un resultado muy importante, que hemos sacado de nuestro experimento. El hecho de a partir de unos detectores con una precisión de 3 mm, conseguir una precisión de 1.5 mm, es muy alentador para experimentos futuros, contando además con la efectividad con la que se ha conseguido. Si las distancias entre DSSD1-fantoma- DSSD2 fueran mayores, hubiésemos podido aumentar aún más la resolución, en cambio hubiésemos tenido una mayor amplitud angular, y como hemos comentado anteriormente, esto tampoco nos interesa.

- A partir de la medida con el fantoma de cuatro regiones, hemos podido concluir que: en concreto hemos comprobado que el hecho de que los protones se paren por completo en el material, no es útil para hacer imagen.
- La similitud encontrada entre los resultados de energía depositada en los fantomas experimentalmente y los resultados de las simulaciones, [9], nos llevan a afirmar que a pesar de los inconvenientes del experimento que hemos comentado, se pueden distinguir materiales con distintas densidades electrónica con esta técnica y por tanto como prueba de concepto nuestro experimento se han obtenido resultados prometedores.
- El experimento contaba con ciertas limitaciones:
  1. La energía del haz incidente, 10 MeV, de la que disponíamos en el CMAM, es insuficiente para llevar esta técnica a cabo. Serían necesarias energías más elevadas, ya que habitualmente en pCT se emplean energías entre 200-300 MeV.
  2. Por el motivo anterior tampoco hemos podido utilizar fantomas más realistas, por ejemplo en tres dimensiones o con patrones cuyas diferencias entre sus densidades electrónicas sean al menos proporcionales a la diferencia entre la densidad electrónica de una célula tumoral y una sana. Aún así, hemos comprobado que podemos distinguir las distintas densidades electrónicas de los materiales de nuestros fantomas.
  3. Aunque hallamos logrado aumentado la resolución que teníamos de partida, aun no es suficiente para aplicar esta técnica en un caso real.
  4. La amplitud angular que se genera en el blanco de dispersión, deriva en muchos efectos que nos crean inexactitudes que tendríamos que evitar o eliminar. Hubiésemos necesitado una mayor disponibilidad de regular la intensidad del haz, que al ser de baja energía, no nos lo permitía.

Como prueba de concepto, aún con las limitaciones que hemos tenido, hemos demostrado que es posible hacer imagen con nuestro dispositivo. Somos capaces de distinguir diferentes densidades electrónicas y también somos capaces de reproducir con bastante exactitud las siluetas o formas de los patrones que hemos fabricado.

Con esto concluimos que eliminando las restricciones que hemos tenido, podemos ser capaces de desarrollar ampliamente esta técnica e incluso probarla con pacientes reales en un futuro. De hecho el siguiente paso que vamos a dar será un experimento en Cracovia, dónde dispondremos de un haz de al menos 200 MeV, podremos utilizar fantomas en tres dimensiones y más realistas e incorporaremos un nuevo detector al dispositivo, el CEPA4, [17].

---

## Bibliografía

---

- [1] E.Herranz J.L. Herraiz, E. Vicente , S. España, J. Cal-González, J.M. Udías, Hadronterapia. *I Encuentro Complutense para la divulgación en Física Nuclear y de Partículas*, 2008.
- [2] I. Marroquín, E. Nácher, M.A. Respaldiza, Características generales de los detectores, interacción radiación materia. *Apuntes asignatura Física Nuclear Experimental, máster en Física Nuclear*, 2017.
- [3] V. Giacometti, Modelling and improvement of proton computed tomography. *Tesis doctoral*, 2016.
- [4] A. Maldonado2019, Hospital Universitario Quirón Salud *Medicina Nuclear*, quirónsalud.es, 2019.
- [5] J.A. Richter, Clínica Universidad de Navarra *Medicina Nuclear*, cun.es, 2019.
- [6] O.Tengblad, U.C. Bergmann, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo, S. Walsh, Novel thin window design for a large-area silicon strip detector. *Nuclear Instruments and Methods Research*, 2004.
- [7] Micron Semiconductor Ltd *Silicon Detector*,www.micronsemiconductor.co.uk, 2019.
- [8] M. Carmona, Experimental studies of the astrophysical nuclear reaction He() $\alpha$ Be. *Tesis doctoral*, 2014.
- [9] V. García, Simulaciones Montecarlo para el desarrollo de un prototipo de tomógrafo de protones con aplicación en protonterapia. *Trabajo Final de Máster*, 2019.
- [10] SRIM TRIM ,Interaction of ions with matter. *The Stopping and Range of Ions in Matter*, srim.org, 2013.
- [11] Mesytec ,16, 32, 64 fold charge sensitive preamplifier. *Manual*, www.mesytec.com, 2018.
- [12] Mesytec ,16 fold Spectroscopy Amplifier with CFDs and Multiplicity Trigger. *Manual*, www.mesytec.com, 2018.
- [13] 16 Channel Multievent Peak Sensing ADC. *CAEN, Tools for discovery.*, caen.it , 2019.
- [14] Triple 4-Fold Logic Unit/Majority with VETO *CAEN, Tools for discovery.*, caen.it , 2019.
- [15] J. A. Pérez, A. Barbancho , Aplicación de los Sistemas Operativos en Tiempo Real y los Protocolos de Comunicación al Diseño de un Sistema de Adquisición de Datos Modular de Bajo Coste y Bajo Consumo. *Artículo*
- [16] ROOT, A modular scientific software toolkit. *Data analysis Framework.*, root.cern.ch , 2018.
- [17] E. Nácher, M. Mårtensson, O. Tengblad, H. Álvarez-Pol, M. Bendel, D. Cortina-Gil, R. Gernhäuser, T. Le Bleis, A. Maj, T. Nilsson, A. Perea, B. Pietras, G. Ribeiro, J. Sánchez del Río, J. Sánchez Rosado, A. Heinz, B. Szpak, M. Winkel, M. Zieblinski, Proton response of CEPA4: A novel  $LaBr_3(Ce)$ – $LaCl_3(Ce)$  phoswich array for high-energy gamma and proton spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* www.elsevier.com/locate/nima, 2015.
- [18] FLUKA, www.fluka.org, 2019.

## Anexo I: Centroides de los picos de calibración

Detector DSSD 1										
	Banda horizontal					Banda vertical				
Strip	3 MeV	4 MeV	6 MeV	8 MeV	10 MeV	3 MeV	4 MeV	6 MeV	8 MeV	10 MeV
0	1531.85	1129.44	797.90	635.28	542.24	1477.08	1093.98	779.22	620.02	531.33
1	1528.25	1131.50	803.86	643.25	550.78	1564.55	1166.73	839.53	677.72	585.73
2	1572.19	1169.79	836.89	672.66	579.01	1495.15	1111.80	794.83	636.72	547.17
3	1474.55	1093.36	777.95	622.79	534.63	1418.99	1060.50	763.40	612.77	529.27
4	1495.72	1114.95	800.07	644.89	557.51	1548.96	1151.27	819.68	654.45	560.31
5	1478.38	1094.19	776.27	619.75	530.45	1430.66	1060.82	754.37	598.60	512.14
6	1535.71	1143.38	817.74	656.30	564.72	1444.58	1082.85	780.72	627.68	543.04
7	1475.76	1095.75	778.74	620.65	531.98	1502.96	1125.16	808.10	650.39	560.64
8	1481.18	1099.20	779.25	619.69	529.22	1499.08	1134.18	828.71	675.87	589.33
9	1439.31	1072.12	768.83	617.03	532.02	1342.18	1002.38	715.85	576.57	498.23
10	0	0	0	0	0	1494.71	1119.22	805.00	647.15	558.17
11	1455.67	1080.92	767.30	612.82	524.59	1373.44	1022.52	726.20	583.33	501.96
12	1472.93	1095.76	779.79	624.46	536.05	1495.01	1106.81	786.31	626.54	536.15
13	1507.50	1116.89	789.95	629.72	537.94	1478.90	1092.14	775.55	618.11	529.46
14	1471.07	1092.45	775.59	619.26	530.62	1515.72	1118.35	793.13	633.97	543.21
15	1499.89	1114.84	792.75	635.04	545.44	1577.15	1163.81	825.84	662.24	567.03

Tabla 6: Centroides de los picos de deposición de energía, del detector 1, a las 5 energías incidentes utilizadas para la calibración.

Detector DSSD 2										
	Banda horizontal					Banda vertical				
Strip	3 MeV	4 MeV	6 MeV	8 MeV	10 MeV	3 MeV	4 MeV	6 MeV	8 MeV	10 MeV
0	533.51	1003.13	1775.11	2487.57	3174.18	580.78	1063.58	1857.48	2589.01	3293.36
1	569.25	1064.57	1878.51	2629.68	3353.76	578.89	1050.32	1829.40	2548.31	3240.59
2	557.01	1037.17	1826.86	2555.81	3258.38	559.58	1023.68	1792.13	2501.60	3184.95
3	559.39	1028.96	1801.56	2514.61	3202.04	582.31	1066.36	1869.00	2610.70	3324.66
4	553.29	1027.25	1807.74	2528.46	3223.25	602.40	1084.11	1884.48	2624.58	3337.50
5	580.73	1063.23	1858.99	2594.72	3303.74	587.30	1071.61	1877.33	2622.59	3339.82
6	589.81	1059.60	1836.43	2555.37	3248.52	594.75	1063.34	1844.34	2567.15	3263.76
7	569.99	1041.66	1823.20	2547.17	3245.40	578.83	1032.41	1790.12	2491.03	3166.70
8	567.49	1029.90	1798.37	2509.35	3196.11	613.11	1084.95	1873.80	2604.21	3308.37
9	585.45	1063.15	1856.07	2590.30	3298.89	609.30	1089.09	1891.08	2633.06	3348.96
10	585.63	1070.99	1877.56	2624.15	3345.07	597.75	1077.10	1877.88	2619.45	3333.95
11	554.01	1027.61	1813.92	2541.15	3243.10	565.72	1028.97	1799.75	2513.22	3200.03
12	587.83	1073.40	1878.96	2624.25	3343.37	591.52	1060.45	1837.75	2556.17	3247.90
13	587.04	1081.07	1899.37	2656.11	3385.57	556.59	1029.88	1811.39	2533.37	3227.65
14	602.96	1086.27	1886.96	2627.93	3342.49	575.01	1053.40	1841.11	2567.84	3266.85
15	0	0	0	0	0	556.81	1027.11	1800.76	2512.35	3196.73

Tabla 7: Centroides de los picos de deposición de energía, del detector 2, a las 5 energías incidentes utilizadas para la calibración.