



Universidad de Valladolid

FACULTAD DE CIENCIAS

TRABAJO FIN DE GRADO

GRADO EN FÍSICA

Caracterización de las pérdidas del haz para el diseño de los monitores de pérdidas (BLMs) para la primera etapa del acelerador médico de hadronterapia LincDOS6+ (BLMs-LincDOS6+)

Autor:

Alba Rey Cortés

Tutores:

Marçà Boronat Arévalo

Ismael Barba García

15 de julio de 2024

Resumen

Gran parte del trabajo en física de aceleradores consiste en optimizar el funcionamiento de las máquinas, para obtener haces de partículas de alta calidad, especialmente si hablamos de los aceleradores que se usan en tratamiento médicos, como aceleradores de hadronterapia. En este sentido, la monitorización del estado de los componentes del acelerador juega un papel fundamental, por lo que disponer de una instrumentación adecuada al tipo de acelerador que se opere es necesario para asegurar el buen funcionamiento de este.

Los BLMs (Beam Lost Monitors) son una parte básica del sistema de protección de los aceleradores de partículas, ya que están diseñados para medir interacciones indeseadas del haz con los componentes del acelerador. Cuando se trata de partículas cargadas aceleradas, estas interacciones son especialmente peligrosas porque pueden dañar la máquina permanentemente.

Dichas interacciones producen incrementos locales de radiación que los sensores del BLM deben ser capaces de medir, además es crucial que los BLMs respondan rápidamente para poder detener el funcionamiento del acelerador y minimizar los daños a los componentes.

En la actualidad se pueden conseguir BLMs comerciales, para diferentes tipos de aceleradores y rangos de energía, pero, principalmente, están diseñados para haces con una energía media-alta, por lo que en general son menos sensibles en zonas del acelerador donde la energía es más baja, por ejemplo, en la zona de inyección. Por este motivo se propone el desarrollo de BLMs para la zona de baja energía de un inyector de hadrones para estudios de física médica.

En el trabajo se caracterizan las pérdidas del haz en el acelerador lineal para posteriormente diseñar y dimensionar los detectores de radiación para los BLMs, valorando las diferentes tecnologías de detección, como cámaras de ionización o centelladores con fotomultiplicadores de silicio. Se tendrá en consideración los parámetros del inyector de hadrones para estudios de física médica, que se va a construir y operar en el IFIC. Se consideran los diferentes tipos partículas que se usaran en el inyector, concretamente protones e iones de carbono, y los rangos de energía de las diferentes fases de la máquina, aunque principalmente se han simulado haces de 10 MeV por nucleón. Para estudiar los diferentes escenarios, los cálculos se han realizado a través de simulaciones Montecarlo, usando Geant4. Se ha analizado tanto el efecto del grosor del tubo del acelerador como la distribución de la radiación dispersada y la energía de esta.

Abstract

Much of the work in accelerator physics involves optimizing the operation of machines to obtain high-quality particle beams, especially when talking about accelerators used in medical treatment, such as hadrontherapy accelerators. In this sense, the monitoring of the status of the accelerator components plays a fundamental role, so having adequate instrumentation to the type of accelerator that is operated is necessary to ensure the proper functioning of this.

BLMs (Beam Lost Monitors) are a basic part of the particle accelerator protection system, as they are designed to measure unwanted beam interactions with accelerator components. When dealing with accelerated charged particles, these interactions are especially dangerous because they can permanently damage the machine.

Such interactions produce local radiation increases that BLM sensors must be able to measure, and it is crucial that BLMs respond quickly in order to stop accelerator operation and minimize damage to components.

Currently commercial BLMs can be obtained, for different types of accelerators and power ranges, but, mainly, they are designed for beams with a medium-energyhigh, so they are generally less sensitive in areas of the accelerator where energy is lower, for example, in the injection zone. For this reason it has been proposed to develop BLMs for the low energy zone of a hadron injector for medical physics studies.

During the proyect, the beam losses in the linear accelerator are characterized, in order to design and size the radiation detectors for the BLMs, evaluating the different detection technologies, as ionization chambers or scintillators with silicon photomultipliers. Consideration will be given to the parameters of the hadron injector for medical physics studies, which will be built and operated at the IFIC. The different types of particles used in the injector, namely protons and carbon ions, and the energy ranges of the different phases of the machine are considered, although mainly 10 MeV beams per nucleon have been simulated. To study the different scenarios, calculations have been performed through Monte Carlo simulations, using Geant4. Both the effect of the thickness of the accelerator tube and the distribution of dispersed radiation and the energy of the accelerator have been analysed.

Índice general

Resumen	1
1. Introducción	5
1.1. Descripción del acelerador	5
1.2. BLMs- <i>Detectores</i> [4]	7
1.3. Posibles fallos que producen un desvío del haz	12
2. Aspectos técnicos	13
2.1. ¿Qué es Geant4?	13
2.2. Funcionamiento del ejemplo B1	14
3. Experimentos	19
3.1. Flujo de partículas	19
3.2. Espectros de energía	21
3.3. Efecto del grosor	33
3.4. Distribución espacial de las partículas	35
3.5. Distribución energética de las partículas	37
4. Conclusiones	41
4.1. Extracto final y elección de sistema de BLMs	41
4.2. Líneas de investigación futura	43
Bibliografía	45
A. Tablas	49
B. Imágenes	51
B.1. Espectros de energía	51
B.2. Distribución espacial	59
B.3. Distribución energía promedio	68
B.4. Energía total por unidad de área y pulso	77

Capítulo 1

Introducción

1.1. Descripción del acelerador

El uso de aceleradores en el campo médico es una de las aplicaciones más conocidas. La radioterapia, que involucra el uso de haces de partículas ionizantes, es un método muy común para tratar el cáncer y se realiza principalmente utilizando fotones o electrones de baja energía (energías que típicamente varían de 4 a 20 MeV). En estas técnicas, reducir el daño al tejido sano circundante es una prioridad para mejorar la calidad del tratamiento. El uso de haces de partículas cargadas pesadas (hadronterapia) es la forma más efectiva de limitar la deposición de la dosis¹ y minimizar aún más el daño en los alrededores [1]. Esto se debe a la manera en la que las partículas cargadas pesadas depositan energía en el material en el que penetran. Esta energía que pierden las partículas cargadas pesadas por unidad de distancia recorrida aumenta drásticamente en la región cercana al alcance máximo en el absorbedor, es el conocido pico de Bragg [2]. Los tratamientos de hadronterapia requieren grandes máquinas para acelerar los núcleos (protones, He, C, ...) a energías de 300 MeV/nucleón, que son necesarias para alcanzar tumores profundos. Estas máquinas, como ciclotrones y sincrotrones, son complejas y requieren una inversión considerable además de grandes infraestructuras.

En los últimos años ha ido aumentando el interés en estudiar el uso de aceleradores lineales (*linacs*) como una tecnología alternativa para acelerar protones o iones pesados por las claras ventajas que ofrece en comparación con las máquinas circulares. Con *linacs* se hace posible producir haces con pulsos de energía fácilmente modulable, lo que permite variaciones de energía de rango completo, (de 0 a 300 MeV/n, pulso a pulso) en 2-5 ms (tasas de repetición realistas de 200-400 Hz). Esta capacidad permite sesiones de terapia cortas y nuevas técnicas, que no son factibles con la tecnología actual, como el tratamiento múltiple de tumores y la radioterapia 4D para órganos en movimiento. En este contexto, el Instituto de Física Corpuscular (IFIC), particularmente el grupo de aceleradores, está asumiendo un papel cada vez más importante en el desarrollo de la aplicación de esta tecnología para la terapia con hadrones. La reciente ratificación del proyecto del acelerador

¹Dosis: valor esperado de la energía impartida a la materia, por unidad de masa en un punto (Gy)

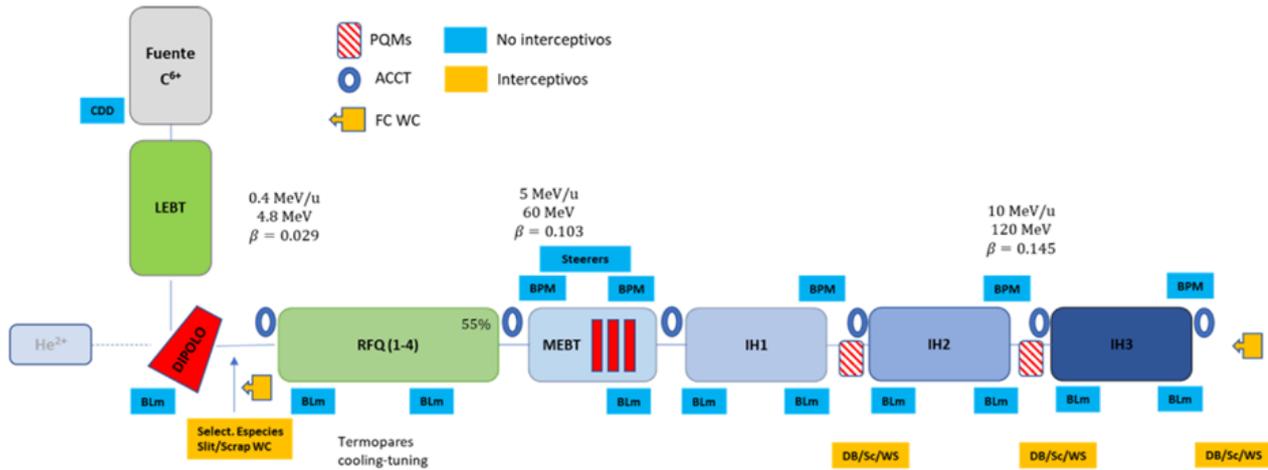


Figura 1.1: Esquema de la estructura de las etapas del acelerador lineal.

de iones C^{6+} es una prueba de ello. Financiado por el “Centro de Desarrollo Tecnológico y la Innovación (CDTI)” con 18 millones de euros.

El objetivo es construir la primera etapa de aceleración (inyección y acumulación) con una energía mínima de arranque de 10 MeV/u. La energía se incrementará en intervenciones posteriores mediante la adición de más estructuras. La máquina resultante se utilizará como una instalación de prueba para estudios de biomedicina preclínica y radiobiología.

La tecnología para producir haces de iones se ha desarrollado durante muchos años, y algunos beneficios son bien conocidos. Por ejemplo, la comunidad médica coincide en que este tipo de terapia es especialmente indicada para casos pediátricos y para tumores radiorresistentes, principalmente porque los iones tienen una mayor eficiencia radiobiológica, protegiendo el tejido sano alrededor del tumor y reduciendo la toxicidad.

Sin embargo, hay muchas preguntas abiertas relacionadas con los tratamientos de iones que necesitan ser estudiadas y requieren máquinas orientadas a la investigación científica. Debido al coste y la complejidad, en todo el mundo solo hay 15 instalaciones capaces de proporcionar haces de iones de alta calidad [3], pero la mayoría de ellos están orientados al tratamiento clínico, quedando la innovación científica relegada a un segundo plano. Para avanzar en la investigación en este campo hace falta aumentar la accesibilidad de dichas tecnologías, difundiendo los beneficios clínicos, pero también proporcionando un mayor número de instalaciones orientadas a la ciencia. La importancia del proyecto IFIC radica en su objetivo de simplificar los equipos, reducir los costes y mejorar la fiabilidad de esta tecnología de aceleración, promoviendo así la adopción de aceleradores lineales para generar haces de iones de alta calidad. La fase inicial del acelerador debe estar operativa en un plazo de 5 años. Durante este período, deben desarrollarse los auxiliares y subsistemas necesarios para su funcionamiento seguro (ver Figura 1.1), siendo los BLM (*Beam-Loss-Monitor*) uno de los componentes clave.

La mayoría de los BLMs comerciales, están orientados principalmente a cumplir los requisitos de aceleradores de alta energía, lo que significa, altos niveles de radiación producidos tras una colisión del haz. Sin embargo, para los aceleradores de baja o media energía el entorno de radiación es completamente diferente, especialmente si se consideran los aceleradores de iones. En el rango de decenas de MeV/n, la energía liberada en un choque del haz se absorbe principalmente en la pared del componente de aceleración (puede dañarlo severamente si el haz no se detiene a tiempo), lo que resulta en aumentos muy localizados de rayos-X y neutrones que podrían ser difíciles de detectar si los BLMs no se colocan cerca de la zona de impacto.

Además, las máquinas lineales tienen la ventaja de producir muy baja radiación ambiental cuando funcionan nominalmente². Este es un punto crucial para entender la importancia de desarrollar esta tecnología para mejorar la adopción de haces de iones para tratamientos de radioterapia. La baja radiación ambiental significa menos blindaje alrededor de la máquina y abre la posibilidad de instalarlos en espacios hospitalarios preexistentes. Sin embargo, para proteger a los usuarios y al personal que trabaja cerca, es obligatorio garantizar el funcionamiento nominal del acelerador, lo que significa detectar cualquier posible pérdida en el haz. Dado que esto podría suceder en cualquier etapa de aceleración, y dado que la radiación producida en una colisión, debido a la baja energía, será muy localizada, se requerirá un gran número de detectores BLM, colocados a lo largo del acelerador. Desarrollar BLMs con menor coste-eficiencia es una parte fundamental para impulsar la adopción de esta tecnología.

1.2. BLMs-*Detectores* [4]

Existen muchos tipos de detectores para garantizar la seguridad de experimentos con aceleradores. Uno de ellos es el BLM, que se basa en sensores de radiación y se encarga de vigilar que el haz no se ha desviado. Se van a presentar algunos modelos de este tipo de sensor con sus principales características para valorar cuál es el montaje experimental más apropiado de BLMs en el acelerador descrito en el apartado anterior.

Las pérdidas del haz pueden ser regulares, que se dan siempre y son inevitables. Aparecen principalmente en el sistema de colimación y tratan de minimizarse tanto como sea posible. El otro tipo de pérdidas son las irregulares, generadas normalmente por una mala alineación del haz o algún fallo del acelerador. Aunque a veces hay que tolerarlas, en general hay que mantener las pérdidas irregulares por debajo de un cierto umbral para garantizar el buen estado de los equipos.

Los valores que han de proporcionar estos monitores son una medida de la energía depositada, en su materia sensible, por las partículas generadas en la interacción del haz con los componentes

²Funcionamiento nominal: funcionamiento suficientemente cercano al esperado, normal dentro de la tolerancia de los equipos.

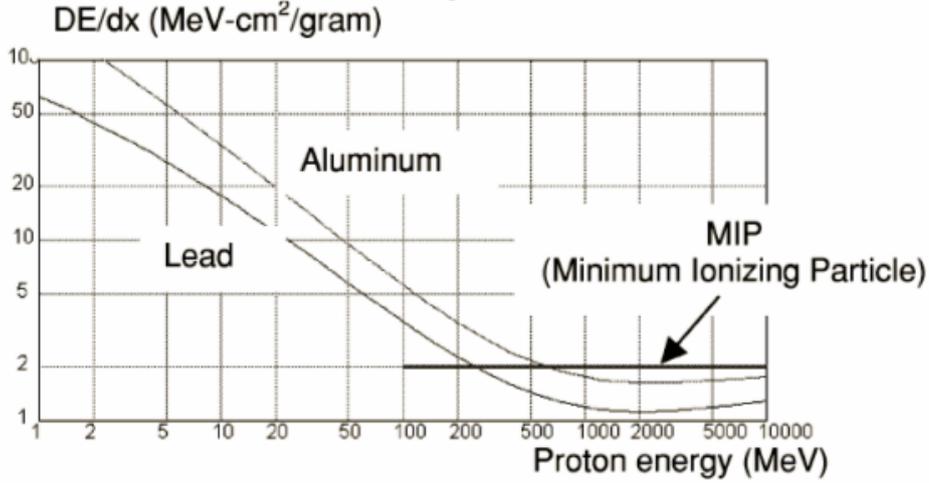


Figura 1.2: El $\frac{dE}{dx}$ [MeV/(g/cm²)] para los protones en plomo vs. energía de protones [MeV/c]. Obtenido en [4].

del acelerador en una posición concreta y un intervalo de tiempo. La relación de proporcionalidad entre la medida y la pérdida real se conoce como eficiencia, ε . Depende de la sensibilidad³ del detector, la posición del BLM con respecto al haz, el tipo de partículas perdidas y el material interviniente. Pero también en el momento de las partículas perdidas, que pueden variar en una gran proporción durante el ciclo de aceleración. Esta eficiencia es complicada de medir, por lo que se calcula mediante programas que usan métodos de Monte Carlo ⁴ para obtener el número de partículas que deberían detectarse, N :

$$N = Signal/\varepsilon \tag{1.1}$$

También es necesario introducir el concepto de partícula mínimamente ionizante, (*MIP*), ya que se estudiará la sensibilidad intrínseca de los diferentes BLMs en unidades de MIP. Tiene que ver con la pérdida de la capacidad de ionización de la cascada de partículas cargadas que cruzan el detector; es decir, la tasa de energía que pierden por unidad de longitud recorrida en el material, $\frac{dE}{dx}$, representada en la Figura 1.2. Se describe por la fórmula de Bethe-Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{N_A Z z^2}{A \beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \tag{1.2}$$

Donde N_A es el número de Avogadro, Z/A la densidad electrónica del medio, z es la carga de la partícula incidente, $\beta = v/c$ y la energía de excitación media es $I \approx 16 \cdot Z^{0.9}$ eV.

Cuando $\beta\gamma \approx 2$ dicha pérdida de ionización alcanza el mínimo. Si la partícula tiene esta energía

³La mínima cantidad de partículas que puede detectar un BLM.

⁴La simulación Monte Carlo es un tipo de algoritmo computacional que utiliza muestreo aleatorio repetido para obtener la probabilidad de que ocurra una variedad de resultados. Es decir, es una técnica matemática que se utiliza para estimar los posibles resultados de un evento incierto, en este caso los eventos inciertos serán las partículas secundarias que salen del acelerador cuando el haz impacta contra este.

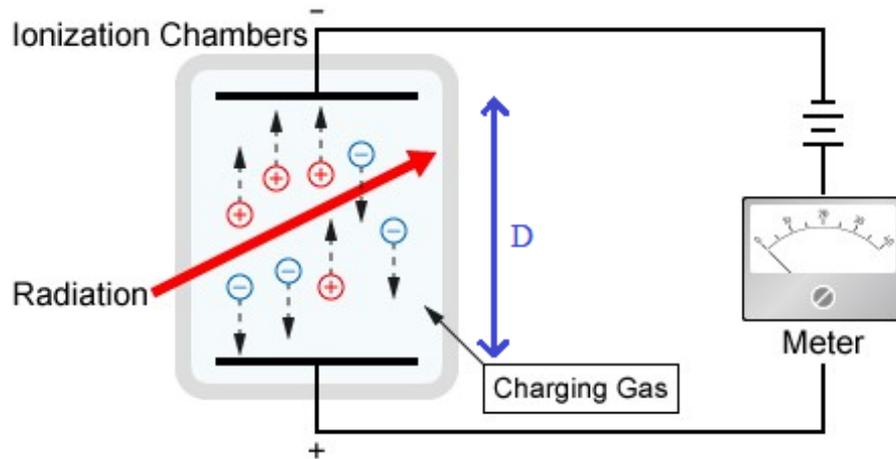


Figura 1.3: Esquema de funcionamiento de una cámara de ionización. Obtenida en [5].

se dice que es una partícula mínimamente ionizante, ver Figura 1.2.

En un detector la energía medida puede darse en unidades de Gy (= 100 rad).

Cada BLM tiene que diseñarse en función de las partículas que va detectar, sus energías y sus fluencias, por lo cual cada uno debe ser estudiado previamente. La eficiencia será máxima cuando se coloque en la zona donde la probabilidad de interceptación de partículas secundarias es máxima. Esta posición ha sido hallada mediante simulaciones de Monte Carlo, en las cuales los mayores desvíos del haz ocurrían cerca de los cuadrupolos de enfoque porque se usan para focalizar el haz y es difícil ajustarlos, siendo este la localización óptima para los BLMs.

Existen las siguientes clases de detectores:

- Cámara de ionización corta.** En estos dispositivos los electrones que arrancan las partículas ionizantes tienen que ser capaces de superar el potencial de Coulomb para no recombinarse y que puedan ser medidos, para ello se ajusta el campo eléctrico que se aplica entre los electrodos de la cámara. A medida que aumenta la intensidad del campo aplicado, mayor es el número de electrones que llegan al detector, hasta llegar a saturación donde se les cuenta a todos. Cuando se supera el voltaje de saturación, se producen cascadas de electrones secundarios y se registran más electrones que los generados por la pérdida del haz, ya que los originales tienen suficiente energía como para ionizar a su paso hacia el electrodo. La mejor manera en la que trabajan estos detectores es a altos voltajes y pequeñas distancias (D) entre electrodos que minimicen la recombinación. Reducir D también ayuda a mejorar el tiempo de respuesta de la cámara (suele ser largo) y a ampliar su rango dinámico, es decir el ratio entre el valor máximo y mínimo que puede detectar ($10^6 - 10^8$).

La sensibilidad de estos instrumentos depende de su tamaño y es relativamente independiente del voltaje aplicado.

Otra ventaja de la cámara de ionización es la resistencia a las radiaciones que presenta por

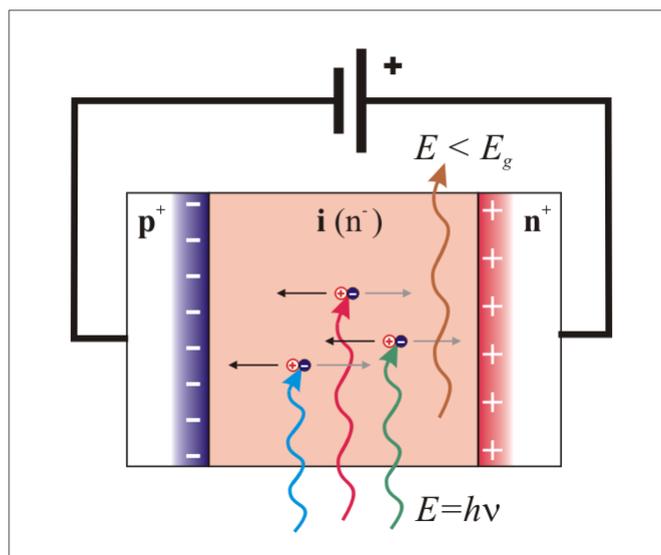


Figura 1.4: Esquema de funcionamiento de un fotodiodo PN. Obtenido en [7].

lo que casi no necesita mantenimiento.

- **Cámara de ionización larga.** Con el fin de minimizar el tiempo de instalación se utilizan cámaras de ionización con forma de cable coaxial. También son muy resistentes a la radiación. En general, para que el lugar del impacto pueda encontrarse, es necesario segmentar el cable y tomar los datos del retardo de la señal directa y la reflejada por la siguiente porción de manera independiente, además de utilizar un amplificador. Su sensibilidad depende de la geometría y tiene un límite inferior dado por la *dark current*⁵ (corriente de fondo).

Estos detectores son simples de usar y tienen una sensibilidad uniforme, aunque tienen cierta susceptibilidad a la radiación parásita⁶.

- **Cámaras de ionización sólidas- fotodiodo PIN.** La energía necesaria para que un electrón de un semiconductor pase a la banda de valencia es 10 veces más pequeña que la necesaria para crear un par ión-electrón en gas. Por ello y porque la densidad de un sólido es mucho más alta que la de un gas, una MIP genera una señal mucho más intensa que en las cámaras de ionización corta y larga. Además son más rápidos, ya que la región de agotamiento (zona en la que se une el semiconductor de tipo p y el de tipo n donde las impurezas se encuentran ionizadas, ver Figura 1.4) es bastante pequeña ($d \approx 200\mu m$) y se aplican campos eléctricos elevados (del orden de $10^5 J$). Cuando se supera el límite de radiación que soportan, el cual viene dado por la resistencia del diodo, hay un aumento de *dark current* pero la mayoría de los otros parámetros permanecen inalterados, para una explicación más profunda de este tipo de sensores consultar el Capítulo 11 de [6].

Este tipo de detectores son capaces de registrar partículas de menor energía que los gaseosos.

⁵Dark current: es la corriente eléctrica relativamente pequeña que se generada en el detector cuando no hay radiación exterior entrando en el detector.

⁶Radiación parásita: radiación que proviene de fuentes distintas a las pérdidas del acelerador.

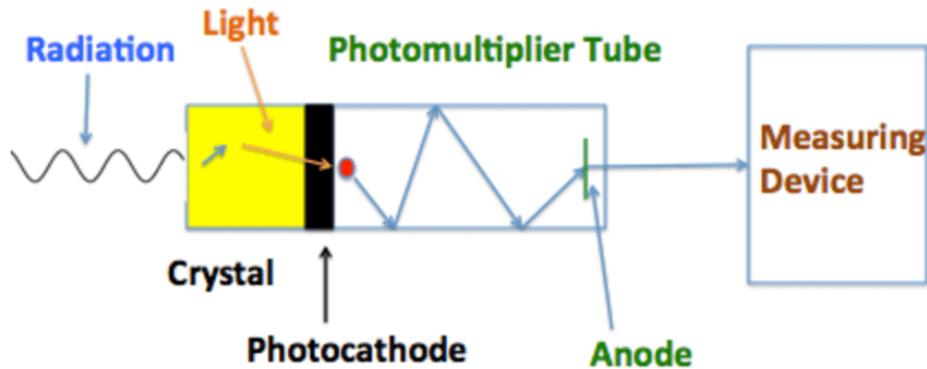


Figura 1.5: Esquema de configuración de un detector de centelleo. Obtenida en [8]

Son difíciles de emplear en aceleradores circulares porque han de diferenciar las pérdidas de la radiación sincrotrón.

- **Monitores de emisión secundaria.** Este tipo de monitores se basan en la emisión de electrones secundarios. Son muy rápidos, pero su sensibilidad es muy baja, por lo que solo puede usarse en campos de alta radiación. Además, a diferencia de la ionización de gases, en campos de altas energías, la emisión secundaria de electrones es un proceso muy lineal en un amplio rango de intensidades. Son baratos y también se emplean como multiplicadores de electrones en bajas intensidades. Se pueden construir de cualquier tamaño y su sensibilidad puede ajustarse con la ganancia, que a su vez se ajusta con el voltaje (ha de ser constante).
- **Detectores de centelleo.** Este modelo de monitores tienen una velocidad alta y también una sensibilidad elevada, pero depende del tamaño y el tipo de centelleador. Está formado por un material centelleador y un tubo fotomultiplicador. Existen dos tipos: orgánicos, que son baratos y modelables; e inorgánicos, que son caros y tienen un tamaño limitado. Son útiles para aumentar el ángulo sólido de la detección de pérdidas del haz cuando la radiación no está distribuida de manera uniforme. Cada material tiene un ratio distinto de emisión de fotones tabulado para energías bajas. La transmisión de la luz disminuye cuando el detector se va deteriorando por la dosis acumulada. La ganancia de los fotomultiplicadores ha de ser correctamente calibrada ajustando el *high voltage* y supervisarse durante el experimento para minimizar los errores de calibración.

Los detectores de centelleo orgánicos resisten mejor a la radiación y tienen una sensibilidad similar. Sin embargo, los centelleadores inorgánicos tienen una sensibilidad mucho mayor porque una alta densidad y por ende un ratio más grande, pero no resisten tan bien la radiación.

- **Luz Cherenkov.** Los detectores de luz Cherenkov se basan en los fotones que emiten las partículas cargadas cuando atraviesan un medio en el que van más rápido que la luz (en dicho medio). Esta luz, cuyo ángulo de emisión depende de la velocidad de la partícula y el índice de refracción del medio, se enfoca a un fotomultiplicador para construir un detector.

Son muy resistentes a la radiación (pueden soportar hasta 1MGy) y tienen una sensibilidad 2 o 3 veces menor que la de una cámara de ionización, también son muy rápidos. La eficiencia está muy vinculada a la dirección de la luz que se genera. En general, son caros. Para reducir estos costes se reduce la cantidad de detectores utilizando luz Cherenkov creada en fibras ópticas que permiten monitorear a tiempo real la posición de las pérdidas y, integrando, la cantidad de éstas. Las fibras de centelleo son mucho más eficientes, pero también mucho menos resistentes a la radiación.

1.3. Posibles fallos que producen un desvío del haz

Existen muchas situaciones capaces de producir pérdidas del haz en los aceleradores lineales [9]. Algunas de ellas se tratan a continuación, pero las fuentes de error más habituales tienen que ver con el montaje experimental, tales como desalineaciones de elementos y errores en el campo de radiofrecuencia.

Las pérdidas regulares pueden dar lugar a la activación de los componentes del acelerador. Esta concentración de radionúclidos debe mantenerse lo suficientemente baja para el mantenimiento del equipo, la seguridad de los trabajadores, y la protección del medio ambiente. Para evitar la activación la tasa de pérdidas debe mantenerse lo más baja posible, lo que implica optimizar la focalización y el transporte de las partículas dentro del acelerador.

Un problema serio para los aceleradores de alta corriente es la alta densidad de potencia del haz. Un haz desalineado es capaz de destruir el tubo de haz o colimadores y puede romper el vacío si la operación no se detiene de forma rápida. Este hecho convierte al sistema BLM en una de las principales herramientas de diagnóstico para la protección de equipos en estas máquinas.

Las pequeñas fugas de vacío son potenciales generadoras de pérdidas por dispersión de partículas de haz en el gas residual. Un cambio en la presión se traduce en una tasa de pérdida más alta en ese área, que ha de ser detectada por el sistema de BLMs.

El efecto *space-force* es aquel generado directamente por la distribución de la carga, incluyendo las cargas y corrientes debidas a la interacción electromagnética del haz con el tubo liso perfectamente conductor. Estas fuerzas son responsables de varios fenómenos no deseados relacionados con la dinámica del haz, como la pérdida de energía e inestabilidades [10]. En haces muy intensos, es decir con una densidad muy grande de partículas, los efectos de repulsión entre ellas dan lugar a otro efecto denominado *Halo*. Estos protones o iones se pueden perder en las paredes de las estructuras del acelerador, donde inducirán radioactividad no deseada [11].

Capítulo 2

Aspectos técnicos

2.1. ¿Qué es Geant4?

Como se ha mencionado en el Capítulo 1 es necesario llevar a cabo simulaciones previas a la construcción de un acelerador para predecir las características de las pérdidas del haz, tanto regulares como irregulares. Se busca obtener el tipo de partícula que se produce tras la colisión del haz con los componentes del acelerador y el espectro energético de estas. El entorno de trabajo que ha facilitado la obtención de los datos que se presentan a lo largo del documento ha sido Geant4[12].

Geant4 es un conjunto de herramientas que sirven para simular el paso de partículas o radiación a través de la materia. Se puede simular cualquier configuración de detector y fuente de radiación, y registrar las cantidades físicas de salida de las partículas, tanto primarias como secundarias, que interactúan con el prototipo diseñado.

El código fuente de Geant4 está disponible bajo una licencia de código abierto. También incluye ejemplos de varias configuraciones simples[14]. En esta serie de simulaciones se ha modificado el ejemplo B1 disponible en [15] para construir la aplicación personalizada que represente las características de nuestro acelerador.

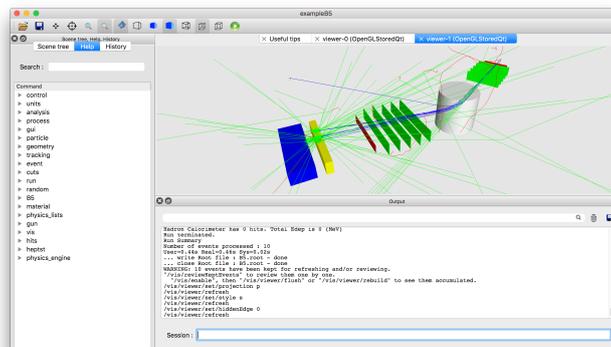


Figura 2.1: Ejemplo de visualización gráfica. Obtenido en [13].

Esta herramienta también incluye un conjunto completo de procesos físicos para interacciones electromagnéticas, fuertes y débiles de partículas con la materia, en un rango de energía que comienza en mili-eV (para neutrones térmicos), eV (electrones) o típicamente keV (hadrones), hasta cientos de GeV.

En cualquier aplicación de Geant4 se deben preconfigurar los parámetros de haz / fuente o los detalles de su simulación. También si se debe registrar la información utilizando recuentos estándar o crear formas personalizadas. Se suelen utilizar configuraciones físicas predefinidas existentes (*physics lists*¹), aunque también pueden ser personalizadas o creadas desde cero.

Geant4 no solo se utiliza en física médica, sino también en varias áreas de la ciencia, como la Alta Energía, Física Nuclear y de aceleradores o la ciencia espacial. Existen herramientas que facilitan la creación de una configuración y el mecanismo para registrar cantidades relevantes, por lo que no es necesario programarlas desde el principio. Se pueden modificar, para obtener otros parámetros del experimento, o crear desde cero para tener un conocimiento más preciso de los resultados.

Es muy interesante realizar este tipo de pruebas desde el punto de vista de la evaluación de los efectos de los materiales en el diseño de la línea de haz del acelerador.

Algunos de los experimentos de HEP (*High-Energy-Physics*) y Física Nuclear que están a la vanguardia han utilizado Geant4 para diseñar u optimizar futuros detectores, preparar el software para procesar sus datos y generar eventos simulados. Por ejemplo, en el área de HEP, los experimentos del LHC.

2.2. Funcionamiento del ejemplo B1

Geant4 ofrece una serie de ejemplos básicos para familiarizarse con la estructura del programa.

También ofrece múltiples listas de procesos físicos para ajustarlas a las necesidades de la simulación. En el caso de las simulaciones descritas en este trabajo, se usa la lista QBBC, que se recomienda para simulaciones médicas, ya que incluye procesos electromagnéticos y hadrónicos y está optimizada para la simulación de transporte de protones y neutrones de baja energía [16]. De los ejemplos disponibles, como punto de partida se ha seleccionado ejemplo B1, a partir del cual se ha diseñado la geometría y las condiciones de experimento que se va a simular.

¹Especifica todas las partículas que se utilizarán en la aplicación de la simulación junto con la lista de procesos físicos asignados a cada partícula individual. El usuario puede dar la lista de partículas, pero la omisión de partículas relevantes y/o interacciones físicas podría conducir a resultados deficientes en el modelo

2.2.1. Etapas del programa

Dentro del programa principal (*exampleB1.cc*) se definen los parámetros con los que se lleva a cabo la simulación. Entre ellas la *physic list* (clase de inicialización obligatoria) donde se selecciona QBBC y se establece *G4RunManager*, que se encarga de guardar los parámetros de la simulación (definición de la geometría, definición de la fuente de partículas. . .) y controlar la ejecución de los eventos. Además se ha activado también *G4RadioactiveDecayPhysics* que habilita la física nuclear necesaria para la desintegración radiactiva. La radioactividad es un proceso espontáneo por el cual un núcleo padre inestable emite una partícula o radiación electromagnética y se transforma en un núcleo hijo más estable, que puede o no ser completamente estable.

Existen dos tipos de clases ²: las clases de inicialización y las clases de acción. La clase *DetectorConstruction* pertenece al primer grupo, es una clase obligatoria. Las clases de acción se estructuran en subrutinas que sirven para configurar la simulación o extraer información. Al menos tiene que establecerse *PrimaryGeneratorAction*. En el ejemplo que se trata, además se encuentran *RunAction*, *EventAction* y *SteppingAction*, [18][19].

Construcción del detector

La geometría se construye en la clase *DetectorConstruction*. El montaje consta de un volumen (llamado *world*) de aire, que define los límites geométricos de la simulación. Dentro se encuentra el llamado *envelope*, un volumen cúbico que contiene el tubo del haz y los detectores. Para construirlos se ha hecho uso de geometrías primitivas ya definidas en Geant4: *G4Tubes* y *G4Box*, [20]. La primera de ellas ha servido tanto para el diseño de la *beam pipe* como para el detector cilíndrico [Figura 2.2], mientras que con *G4Box* se ha construido el detector vertical para obtener la distribución transversal de las partículas [Figura 2.3]

Aunque se ha simulado con un solo detector para extraer los principales datos, el programa se ha preparado para poder añadir un número mayor de ellos, si fuera necesario. Con este fin se ha creado una clase nueva: *DetCsBr3*, la cual define la geometría del mismo. En este caso se trata de un cilindro de un radio interior 5 mm más grande que el radio exterior del tubo del haz, concretamente de 45 mm. La posición es un parámetro. En esta etapa de la simulación, el material del detector no va a ser un parámetro determinante, ya que se busca obtener el perfil de energías a la llegada de el mismo y no la energía depositada, que se dejará para futuros trabajos. Los materiales que forman los detectores se deciden al final [Capítulo 4], tras analizar el comportamiento de las partículas que se generarían en una pérdida del haz.

Por otra parte, se estudiarán diferentes materiales para el tubo del haz, simulando una pérdida del haz en distintos componentes del acelerador, estos se definen a partir de los datos del NIST [21] a través del gestor de materiales de Geant 4 llamado *G4NistManager*. Todos los materiales disponibles se pueden encontrar en la Guía del usuario de Geant4. Se han utilizado tanto acero inoxidable como cobre (éste último de un espesor mayor), en cada caso se especificará de cuál se

²Una clase define la estructura de los datos. [17]

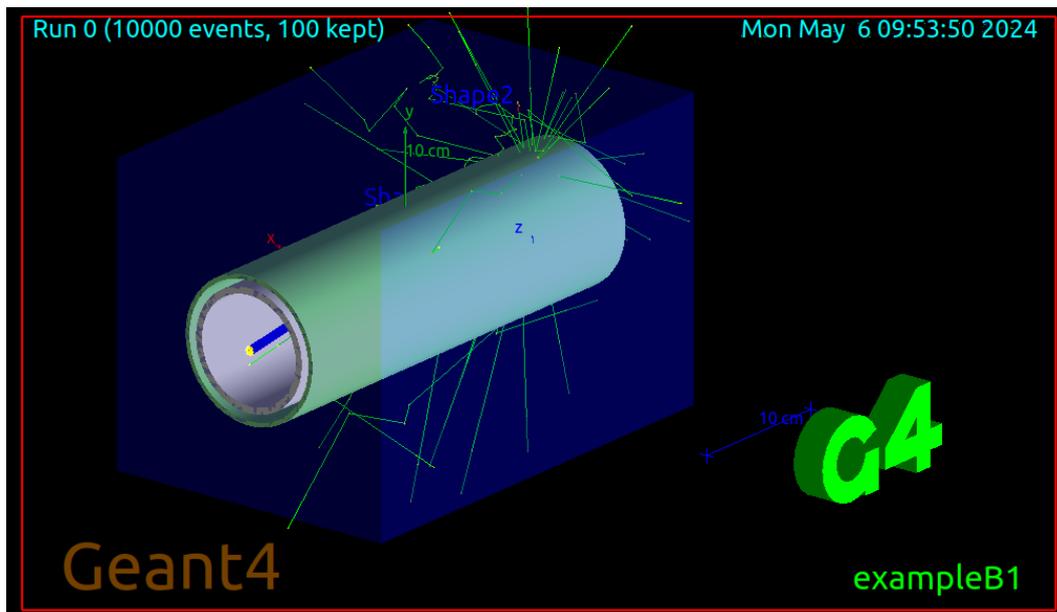


Figura 2.2: Visualización del detector cilíndrico y la interacción de un haz de 10000 protones con el medio.

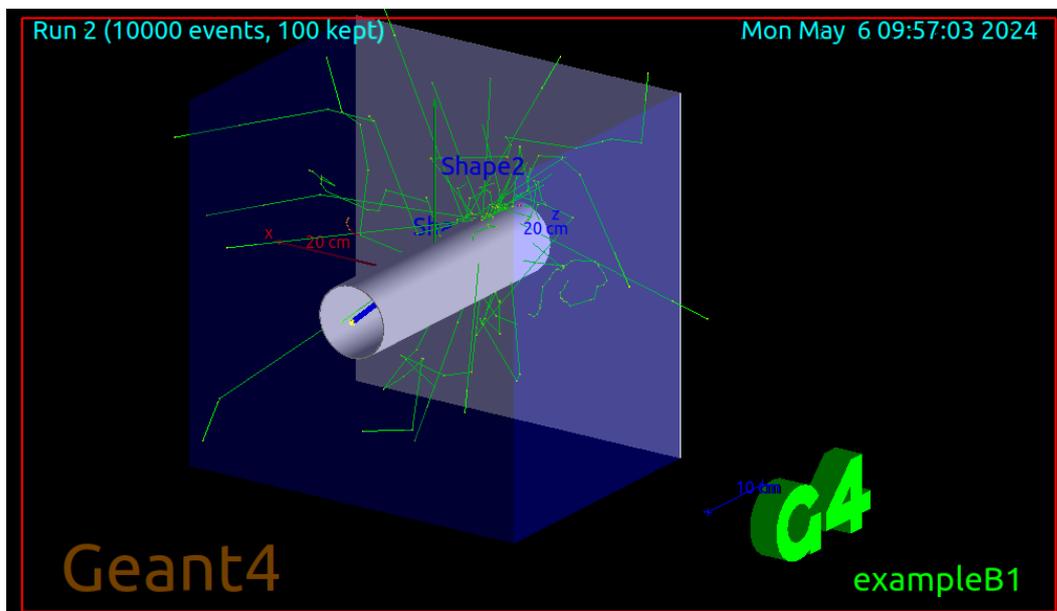


Figura 2.3: Visualización del detector vertical y la interacción de un haz de 10000 protones con el medio.

trata.

Generador primario de acción

Las características del emisor de partículas, en nuestro caso ha de simular un haz de partículas que colisiona con las paredes del acelerador, se definen en la clase *PrimaryGeneratorAction*. Se ha configurado un haz de protones o iones de carbono (según se especifique) de sección circular. También se define de dónde parte el haz y los cosenos directores del momento. El momento da la dirección en la que se desvía el haz, por lo que el lugar de impacto en el tubo está definido y trata de simularse lo más realista posible, haciendo que el ángulo de colisión sea lo más pequeño posible. La energía por nucleón también se modifica en esta sección.

Respuesta de los detectores

A la hora de ejecutar el programa se han de introducir el número de *runs* (número de veces que se ejecuta el programa) y el número de eventos (partículas que se quieren simular para que *EventAction* las construya). Cada ejecución es un bucle sobre eventos con la misma configuración del detector. La clase *EventAction* tiene como entrada las partículas y como salida sus impactos y trayectorias.

Es en *SteppingAction* donde se recoge la información. Los *steps* están formados por dos puntos de la trayectoria y la diferencia de las características de la partícula entre esos puntos (energía del paso, tiempo empleado, etc.). Cada punto tiene la información del material en el que se halla, por lo que se puede seleccionar un volumen lógico (el detector) en el que se registren las propiedades de las partículas para el análisis.

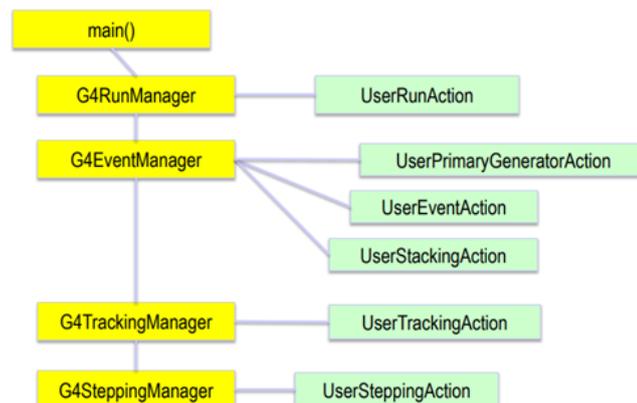


Figura 2.4: Esquema del modo secuencial de Geant4. Obtenido en [22]

Adquisición de datos

Los programas, una vez compilados, se pueden ejecutar en modo visualización a través de la clase *G4VisExecutive* en el *exampleB1.cc*, esto permitirá ver gráficamente la ejecución del programa (detector y trayectorias de las partículas), lo que ayuda a encontrar errores en la configuración.

Los comandos de visualización `/vis/` se añaden al archivo de ejecución `vis.mac`. Esta macro se lee automáticamente desde la función principal. No se profundiza en sus opciones ya que solo se ha utilizado para corroborar que el detector tenía la forma y posición correcta. La forma del haz, el lugar de impacto y su penetración también se han comprobado de manera gráfica (Figura 2.2). Una vez en la visualización, existe una línea de comandos en la que se puede introducir el número de eventos que ha de generar.

Visualizar gráficamente todos los eventos y partículas secundarias aumenta enormemente el tiempo de ejecución. Para simulaciones con un gran número de eventos la opción de visualización se deshabilita y así se minimiza el tiempo del proceso de extracción de datos. La simulación se ha ejecutado con un mínimo de 50 millones de eventos (50 millones de partículas emitidas desde la fuente) para cada configuración con el fin de tener una muestra representativa. La simulación, con una configuración de parámetros determinada, se separa en runs de 5 millones de partículas, en cada uno de los cuales se define una *seed* o semilla distinta para el generador de números aleatorios, asegurándonos de que cada evento sea independiente. Si se ejecutaran 5 millones de eventos e inmediatamente después otros 5 sin haber cambiado la *seed*, la simulación generaría una distribución exactamente igual y habría simplemente un fichero duplicado.

Tratamiento de datos

El entorno de programación utilizado ha sido Python incluyendo las librerías de `numpy` y `scipy` se ha utilizado como entorno integrado de desarrollo (IDE) Visual Studio Code.

Capítulo 3

Experimentos

Los valores recogidos en Tablas y Figuras a lo largo de este Capítulo provienen de los datos generados en la simulación con Geant4 de las configuraciones que se especifican en cada Sección.

3.1. Flujo de partículas

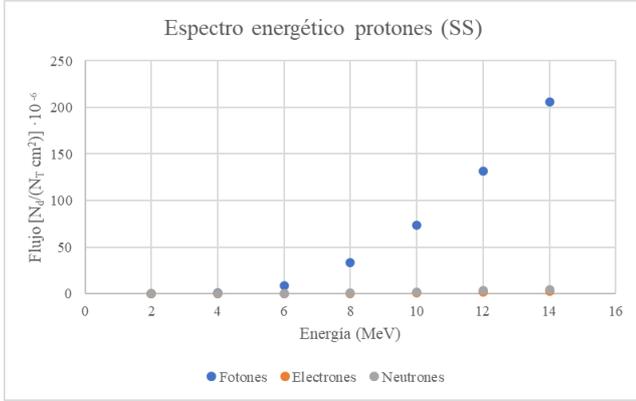
El objetivo de este estudio es mostrar el número de partículas secundarias que saldrían del acelerador en función de la energía del haz incidente. El grosor de las paredes se deja fijo para cada material. Se han seleccionado los espesores típicos del tubo de un acelerador lineal, 1.5 mm para el acero inoxidable y 4.5 mm para el cobre. También, más adelante, se ha hecho un análisis del espectro energético en función de dicho parámetro para modelar, de la manera más general, los posibles detectores.

Las partículas que se quieren detectar vienen de la colisión del haz con las paredes internas del acelerador, para tener una muestra razonable se han simulado 50 millones de eventos (protones o iones de carbono) a un ángulo de desviación de 14.40° en el acero inoxidable y de 12.95° en el cobre. Se ha elegido el lugar de impacto lo suficientemente alejado de la fuente con el fin de que estos ángulos sean pequeños y reproduzcan de modo realista una desviación de la radiación primaria, aunque se podría haber simulado un número diferente de eventos y unos ángulos también distintos, con la consideración que sean valores realistas. No obstante, cuando en un acelerador se produce un fallo que da lugar a una pérdida de focalización del haz, su trayectoria se vuelve impredecible.

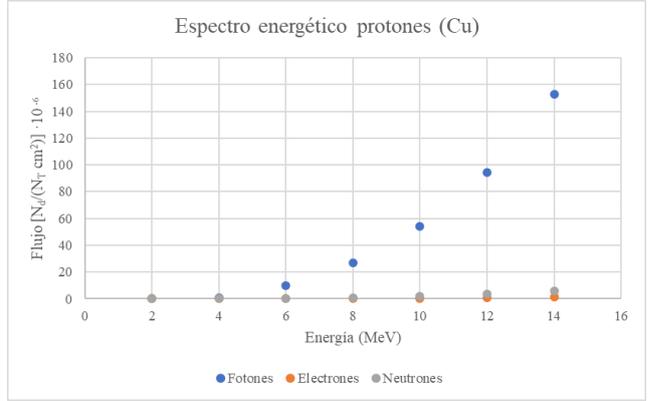
Cuando las partículas cargadas pesadas impactan en un material, interaccionan principalmente de manera coulombiana con los electrones y núcleos que se encuentran a medida que avanzan, pero también se pueden dar una serie de reacciones nucleares. Se señalarán las más relevantes en el análisis de los espectros energéticos [Sección 3.2].

En este proceso de interacción de radiación con la materia se generan principalmente fotones, pero también electrones y neutrones cuya proporción en función de la energía se representa en la Figura 3.1. Definimos el flujo por unidad de superficie, F como :

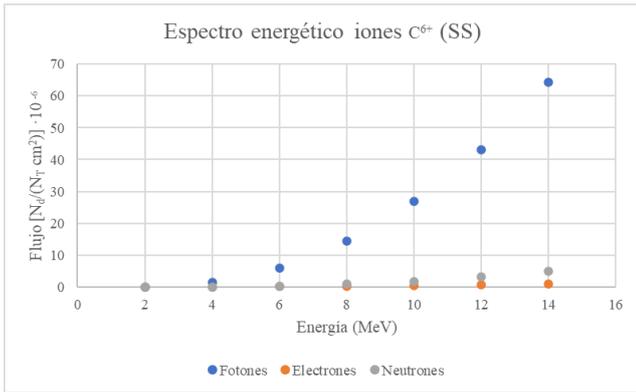
$$F = \frac{n^\circ \text{ partículas secundarias}}{n^\circ \text{ total de eventos} \cdot \text{Superficie}} = \frac{N_d}{N_T \text{ cm}^2} \quad (3.1)$$



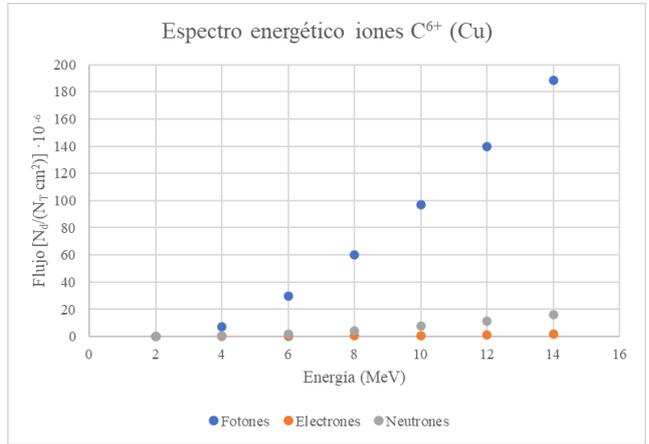
(a) Haz de protones contra un tubo de acero inoxidable de 1.5mm de espesor.



(b) Haz de protones contra un tubo de cobre de 4.5mm de espesor.



(c) Haz de iones de Carbono contra un tubo de acero inoxidable de 1.5mm de espesor.



(d) Haz de iones de Carbono contra un tubo de cobre de 4.5mm de espesor.

Figura 3.1: Número de fotones (azul), electrones (naranja) y neutrones (gris) por evento y centímetro cuadrado según la energía del haz incidente. Se ha tomado el flujo en la región donde la densidad de partículas secundarias es máxima.

Para bajas energías las pocas partículas secundarias que se pueden generar no llegan a atravesar el tubo, pero a partir de los 6 MeV se aprecia una tendencia exponencial, sobre todo para partículas gamma. La radiación saliente escala muy rápido con la energía, por lo que hay que prestar suma atención a las pequeñas pérdidas a partir de cierta energía para que no se dañe ningún componente ni suponga un peligro para el personal.

Las partículas mayoritarias que alcanzan el BLM son fotones, porque la mayor parte de las partículas del haz participan en la ionización de los átomos de las paredes metálicas. Se trata de una radiación directamente ionizante¹ que genera una gran cantidad de fotones secundarios

¹Radiación directamente ionizante: partículas cargadas que depositan energía en el blanco a través de un proceso

conforme el haz penetra en el material.

El flujo de electrones es menor que el de neutrones en todos los casos. Se debe al proceso de recombinación de los electrones, que se ve favorecido por la pérdida de energía en forma de radiación (importante en partículas ligeras). Cuanto menos energía tienen éstos más fácil es para los iones cercanos capturarlos y neutralizarse.

No obstante, aún hay que extrapolar los datos a un número de eventos más realista para saber exactamente cuántas partículas van a llegar a los detectores y compararlo con la sensibilidad de los distintos tipos de sensores para los BLMs. De manera que se pueda elegir una tecnología de detección sensible en los rangos de radiación que se encontrarán en cada sección del acelerador. Hay que tener en cuenta que las partículas reales que registrará el monitor y las que se cuentan en la simulación no son las mismas, depende de la eficiencia del BLM (Ecuación 1.1).

Normalmente los pulsos tienen una longitud de $5\mu s$ con una corriente pico de $1.5\mu A$. En protones equivale a lanzar en torno a 100 millones de partículas (Ecuación 3.2), así que, a partir de las simulaciones anteriores, podemos extraer que para el impacto de protones de 10 MeV contra acero inoxidable llegarán 73638 fotones por centímetro cuadrado. Las cuentas para el resto de configuraciones se pueden obtener multiplicando 100 millones por los datos para protones de cada caso recogidos en la Tabla A.1 y Tabla A.2 del Apéndice A. Cada ión de carbono tiene 6 unidades de carga, luego, redondeando, se lanzan unos 10 millones de eventos por pulso para conseguir la misma corriente de pico.

$$\begin{aligned} \frac{N_Q}{tiempo} &= \frac{1.5 \cdot 10^{-6} C/s}{1.6 \cdot 10^{-19} C} = 9.38 \cdot 10^{12} \frac{N_Q}{s} \\ Q_p = Q_e &\longrightarrow N_Q = \text{protones} \\ 9.38 \cdot 10^{12} \frac{\text{protones}}{s} \cdot 5 \cdot 10^{-6} \frac{s}{\text{pulso}} &\approx 10^8 \frac{\text{protones}}{\text{pulso}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Donde N_Q es el número de cargas, Q_p es la carga del protón y se ha tomado $1.6 \cdot 10^{-19} C$ como la carga del electrón.

3.2. Espectros de energía

La distribución energética de las partículas que llegan a los monitores es un factor muy importante a la hora de diseñar un detector. Por ello, a partir de los datos generados en la simulación se pueden obtener los espectros de energía de rayos gamma, electrones y neutrones para diferentes proyectiles y blancos.

Todos los plots de este apartado en adelante se han obtenido con la librería `numpy` y `matplotlib` de Python.

Para poder hacer una comparación, se ha fijado la energía por nucleón del haz a 10 MeV y que implica una única interacción de Coulomb entre el haz y los electrones orbitales de los átomos en el blanco.

se ha mantenido el espesor fijo de la sección anterior para cada blanco (1.5 mm en acero inoxidable y 4.5 mm en cobre). Esta sección exige el lanzamiento de un número mayor de eventos, se han simulado exactamente 5000 millones con el fin de no sesgar las representaciones espectrales.

No se detectan partículas de radiación primaria porque tienen un alcance mucho menor que el grosor de las paredes donde interaccionan. Se calcula a continuación el rango² CSDA, en el que se asume que las partículas ceden energía gradualmente de forma continua. Considerar que las partículas del haz tienen un alcance igual al rango CSDA es una buena aproximación para partículas cargadas pesadas. Aunque los iones de carbono comienzan a neutralizarse cuando tienen una velocidad próxima a la que poseen los electrones libres del sistema, recorren algunas micras hasta frenarse por completo, por eso tomar esta definición de rango es adecuado. Los datos del rango se encuentran extraídos de [23].

$${}^{26}\text{Fe} \longrightarrow R_{Fe}^p = \frac{2.034 \cdot 10^{-1} \text{g/cm}^2}{7.874 \text{g/cm}^3} = 0.262 \text{mm}$$

$${}^{29}\text{Cu} \longrightarrow R_{Cu}^p = \frac{2.199 \cdot 10^{-1} \text{g/cm}^2}{8.960 \text{g/cm}^3} = 0.245 \text{mm}$$

$$\frac{R_{CSDA}^{C6+}(10 \text{MeV/nucleón})}{R_{CSDA}^p(10 \text{MeV/nucleón})} = \frac{M_1 z_2^2}{M_2 z_1^2} = \frac{12}{1} \frac{1}{36} = \frac{1}{3}$$

$${}^{26}\text{Fe} \longrightarrow R_{Fe}^{C6+} = \frac{R_{Fe}^p}{3} = 0.087 \text{mm}$$

$${}^{29}\text{Cu} \longrightarrow R_{Cu}^{C6+} = \frac{R_{Cu}^p}{3} = 0.082 \text{mm}$$

Para los análisis de las colisiones con acero inoxidable se considerarán solo las reacciones del hierro el cromo y el níquel, ya que la composición de *G4-STAINLESS-STEEL* es: 74 % Fe (el isótopo ⁵⁶Fe representa el 91.75 %); 18 % Cr; 8 % Ni. La composición isotópica predeterminada del cobre en Geant4 (*G4-Cu*) es la siguiente:

- ⁶³Cu (Z = 29, N = 34, A = 62.93 g/mol), abundancia = 69.17 %
- ⁶⁵Cu (Z = 29, N = 36, A = 64.93 g/mol), abundancia = 30.83 %

Aunque interpretar minuciosamente los espectros de las partículas secundarias es muy complicado, a continuación se hará un breve análisis de éstos.

3.2.1. Haz de protones

■ Espectro de partículas gamma

Todas las partículas que se generan en la primera interacción del haz con la superficie sufren una cantidad considerable de interacciones a su paso por el material. Hay un buen número

²Rango(*R*): distancia que puede penetrar en un material.

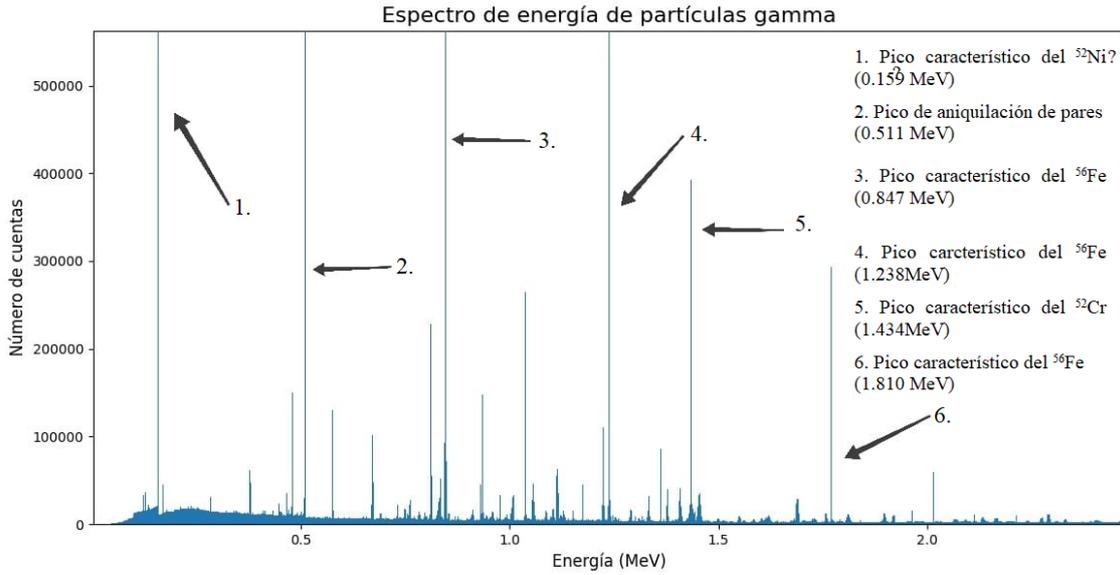


Figura 3.2: Espectro aumentado de las partículas gamma que llegan al BLM tras la colisión de un haz de protones de 5000 millones de eventos y 10 MeV con una tubería de 1.5 mm de acero inoxidable [24]. Los picos característicos del espectro completo son muy acusados y no permiten ver el resto de efectos, está representado en la Figura B.1 del Apéndice B. Aún se está estudiando la procedencia del pico 1, ya que el radioisótopo propuesto tiene una vida media grande, de unos 6 minutos [25].

de ellas en las que se generan fotones, por lo que el espectro de partículas gamma final es difícil de interpretar. Según su procedencia, Geant4 los agrupa de la siguiente manera: interacciones inelásticas, radioactivación, aniquilación de pares y radiación de *Bremsstrahlung*, principalmente (Tabla 3.1). Hay otros procesos que aportan algo de señal, como la captura de neutrones, pero es mínima.

Por un lado, el acero inoxidable está formado principalmente por ^{56}Fe , por lo que las transiciones y productos generados por este elemento serán los que tengan un mayor peso en el espectro de la Figura 3.2, aunque también se adivinan las líneas características del ^{52}Cr y del ^{56}Ni . Por otro lado, en el cobre ambos isótopos tienen una concentración similar. Así, se tienen en cuenta las transiciones de ambos a la hora de analizar el espectro [Figura 3.3].

	Fotones				
	<i>proton-Inelastic</i>	<i>Radioactivation</i>	<i>annihilation</i>	<i>eBrems</i>	<i>neutron-Inelastic</i>
SS %	54.93	33.09	8.17	0.75	3.02
Cu %	73.44	4.48	14.93	1.59	5.33

Tabla 3.1: Origen de los fotones que llegan al detector tras una colisión de 5000 millones de protones contra acero inoxidable (SS) y cobre (Cu). Han podido sufrir otras interacciones desde su formación hasta ser registrados.

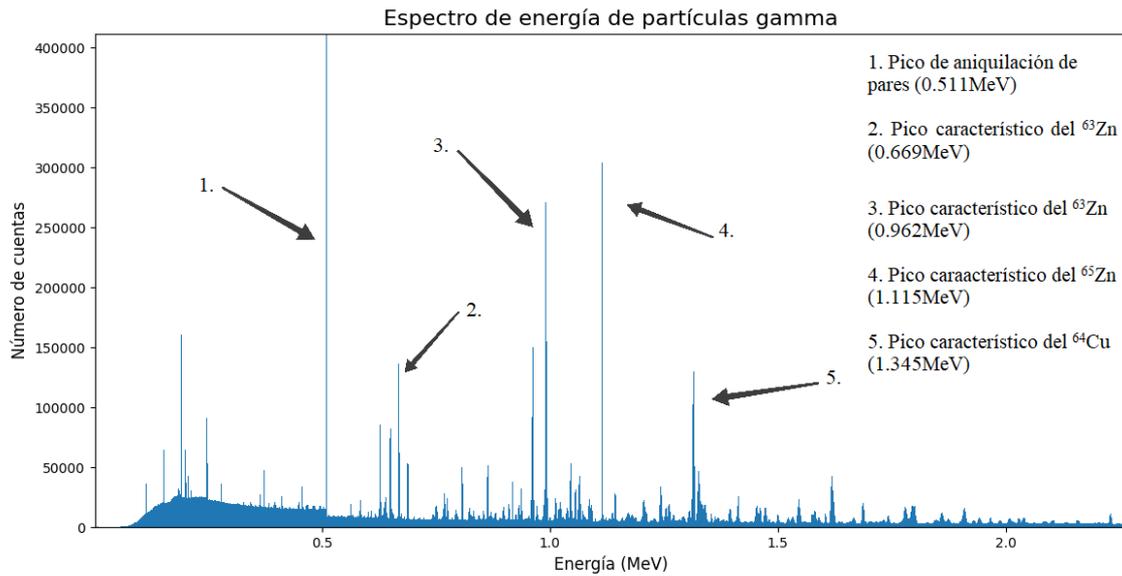


Figura 3.3: Espectro aumentado de las partículas gamma que llegan al BLM tras la colisión de un haz de protones de 5000 millones de eventos y 10 MeV con una tubería de 4.5 mm de cobre [26][27][28]. Al igual que en el espectro del acero inoxidable, el pico de aniquilación de pares del espectro completo es muy acusado por lo que está representado en la Figura B.5 del Apéndice B.

En ambas figuras se observa el resultado de la superposición de dos espectros, uno continuo y otro discreto. El primero de estos representa el efecto de *Bremsstrahlung*, que proviene de la desaceleración de partículas cargadas. Aunque no hay un número muy elevado de electrones secundarios, como se ha mostrado en la medida del flujo electrónico (Figura 3.1), el aporte de las partículas cargadas ligeras al espectro continuo de *Bremsstrahlung* es el relevante porque la intensidad de este efecto es proporcional a $\left(\frac{zZ}{m}\right)^2$, donde z es la carga del proyectil, Z el número atómico del material y m la masa de la partícula cargada. El segundo es el espectro característico del material. Las líneas de este son producidas por las transiciones electrónicas al estado fundamental. Los átomos de las paredes del acelerador son excitados por las interacciones inelásticas y la radioactivación (Tabla 3.1). Se llaman interacciones inelásticas aquellas que dejan al átomo en un estado excitado, en la literatura este concepto se utiliza para distinguir los fotones resultantes de estos procesos de aquellos que provienen de una fisión nuclear. También se espera que haya un pico en 0.511 MeV, de la aniquilación de pares[29].

La captura de neutrones no genera un número significativo de partículas gamma, ya que la sección eficaz a energías tan bajas es muy pequeña. Las colisiones inelásticas de neutrones con el núcleo son capaces de activarlo y producir rayos gamma, pero también son muy improbables y aportan poco al espectro total.

Además, en energías inferiores a las de los picos más pronunciados, principalmente en el cobre, antes del pico de aniquilación de pares y en el acero, antes de 0.159 MeV, se observa el *Compton Shoulder*[30]. Aunque este efecto solo es visible cuando hay un número elevado de cuentas y tiene su origen en la dependencia de la energía del fotón dispersado ($h\nu'$) con el ángulo. [29]

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + h\nu/(m_e c^2)(1 - \cos \theta)}$$

Donde θ es el ángulo de dispersión y $h\nu$ la energía del pico característico correspondiente.

■ Espectro de electrones

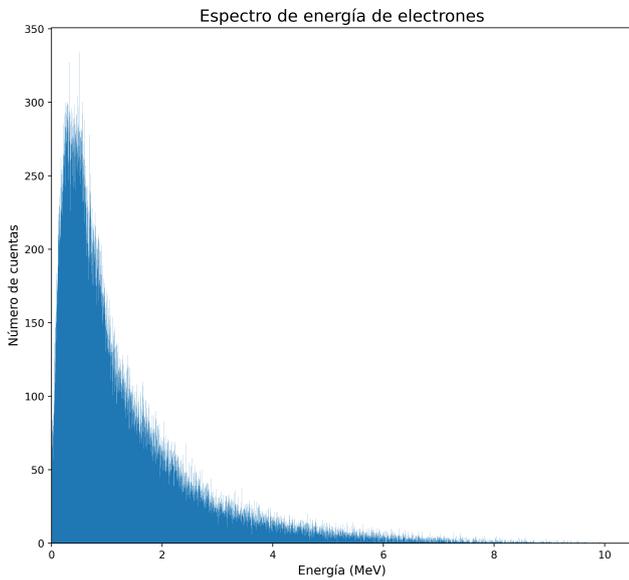
En la interacción de un haz de protones con un material pueden producirse electrones o bien por la ionización de los átomos de la superficie o bien por interacciones del resto de partículas secundarias que se generan en la colisión (fotones y neutrones). El espectro resultante se encuentra en la Figura 3.4.

Los propios electrones arrancados por la radiación primaria, si adquieren una energía significativa, pueden ionizar a su paso más átomos, generando así a su vez más electrones. Es lo que se conoce como rayos delta. Las cuentas que se registran pertenecerían a los electrones de ionizaciones secundarias y por ende poco energéticos. No obstante, este proceso no aporta demasiadas cuentas en la Figura 3.4, en torno al 2% de los electrones proceden de rayos delta (*eIoni* en la Tabla 3.2). Para que fuera representativo en el espectro, el haz debería ser o bien más energético o bien estar formado por partículas más pesadas en lugar de protones [31].

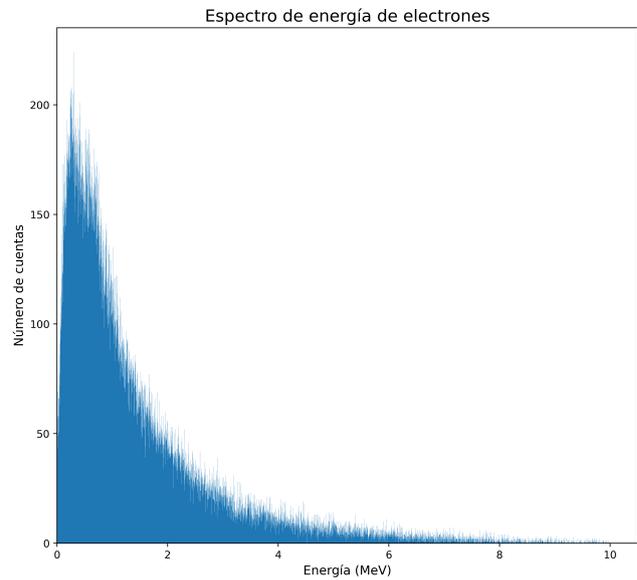
Cuando los fotones de radiación dispersada, descritos en el apartado anterior, interactúan por efecto Compton, fotoeléctrico o producción de pares en el interior de las paredes del acelerador, pueden liberar un electrón. Además, el estado excitado en el que dejan al átomo puede producir los rayos característicos mencionados en el análisis del espectro de partículas gamma o electrones Auger. Este tipo de electrones escapan del átomo ionizado absorbiendo parte de la energía para contribuir a la relajación de este. Sin embargo, estos electrones no se registran porque depositan toda su energía muy cerca del núcleo emisor.

Por otro lado, los neutrones secundarios no generan cuentas por interacciones inelásticas en el espectro de electrones. Las interacciones entre estos dos tipos de partículas son electromagnéticas y los neutrones son partículas neutras con un momento dipolar muy débil, lo que hace que este mecanismo de generación de electrones sea despreciable. Sin embargo, los neutrones no ligados son inestables y decaen a protones a través de un decaimiento³

³También hay señal de antineutrinos electrónicos en el detector, pero no son abundantes y difíciles de detectar



(a) Material metálico: acero inoxidable (1.5mm).



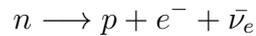
(b) Material metálico: cobre (4.5mm).

Figura 3.4: Espectro de electrones secundarios tras bombardear el metal con un haz de 5000 millones de protones de 10 MeV.

	Electrones			
	<i>Compton</i>	<i>Phot</i>	<i>eIoni</i>	<i>conv</i>
SS %	88.34	1.96	2.28	7.42
Cu %	85.96	3.11	2.28	8.56

Tabla 3.2: Origen de los electrones que llegan al detector tras una colisión de 5000 millones de protones contra acero inoxidable (SS) y cobre (Cu). Han sufrido otras interacciones desde su formación hasta ser registrados.

β^- con una vida media de $\tau = 11.24 \text{ min}$. Esta contribución al espectro de electrones no es significativa porque se mide instantáneamente, pero aumenta su importancia cuando se trata de pérdidas continuas. Las conversiones internas, que son desexcitaciones del núcleo en las que se transfiere prácticamente toda la energía a un electrón orbital, dan cierta señal en los monitores, concretamente la que se muestra en la Tabla 3.2.



El tipo de electrón más abundante es el generado por efecto Compton (Tabla 3.2). En el rango de energías de los fotones secundarios las interacción más importantes son la producción de pares y el efecto Compton. Los electrones de la producción de pares se aniquilan con los positrones antes de alcanzar el monitor, por lo que los electrones Compton son prevalentes sobre el resto. El pico de energía en torno a 0.3MeV que se observa en la Figura 3.4 es indicativo de numerosos electrones secundarios de baja energía resultantes de ionizaciones secundarias y múltiples eventos de dispersión. Estos electrones han perdido energía en forma de radiación y a través de las interacciones con el material y representan la mayor parte de la población de electrones secundarios.

Los espectros que se muestran en la Figura 3.4 tienen como límite inferior de energía 1keV porque el número de electrones secundarios con energías por debajo de esta son muy abundantes. Las trayectorias erráticas de estas partículas cuando atraviesan un material incrementan el número de colisiones en las que pueden ceder energía, por eso hay un número de cuentas tan elevado. No obstante, estos electrones se absorberían rápidamente en cualquier material sin dar apenas señal, por eso se pueden omitir.

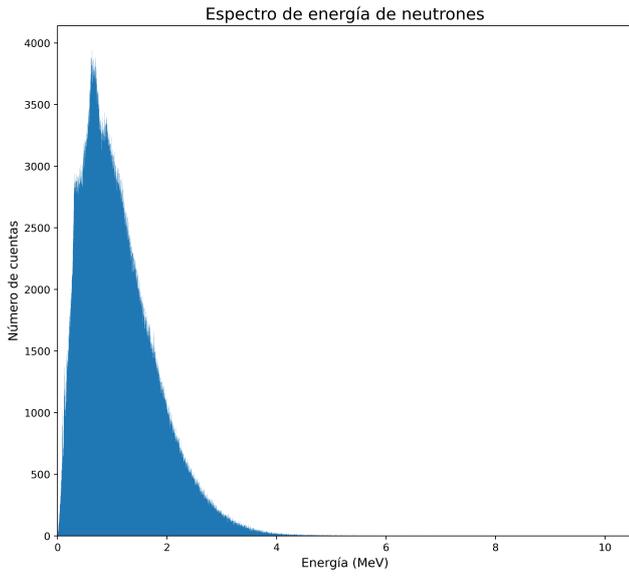
■ Espectro de neutrones

Los neutrones que se registran se han generado a partir de reacciones nucleares. En el acero inoxidable el proceso que más contribuye a la generación de estas partículas es el de colisiones contra hierro. Existe una reacción, concretamente $^{56}\text{Fe}(p, n)^{56}\text{Co}$, cuya sección eficaz tiene un máximo en torno a 11-12 MeV, ver en la Figura 3.6, y es la principal fuente de neutrones. En el cobre, la reacción más probable que genera neutrones, es $^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$ [Figura 3.7] o $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ según el isótopo con el que interactuare el haz[32].

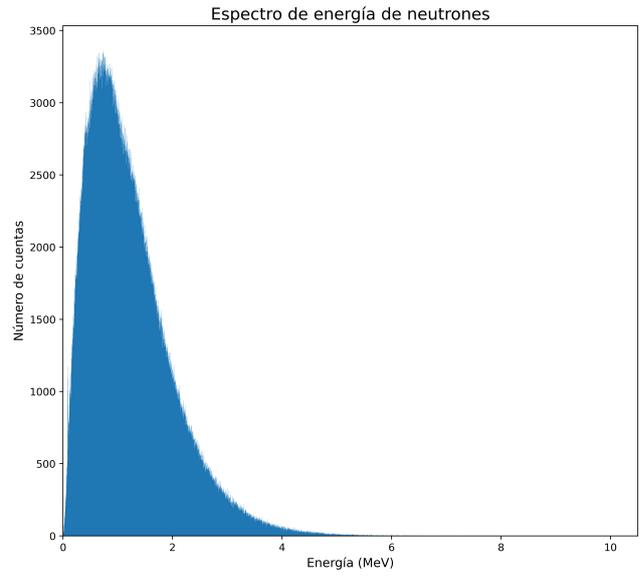
No se ha adjuntado una tabla con el origen de los neutrones secundarios porque para las dos configuraciones provienen en un 96 % de las ocasiones de interacciones *Proton-Inelastic*; es decir, de las reacciones que se acaban de mencionar.

La clasificación que se ha tomado de los neutrones según su energía es la que se utiliza en

porque interactúan muy poco, por lo que no se ha representado su espectro.



(a) Material metálico: acero inoxidable (1.5mm)



(b) Material metálico: cobre (4.5mm)

Figura 3.5: Espectro de neutrones secundarios tras bombardear el metal con un haz de 5000 millones de protones de 10 MeV.

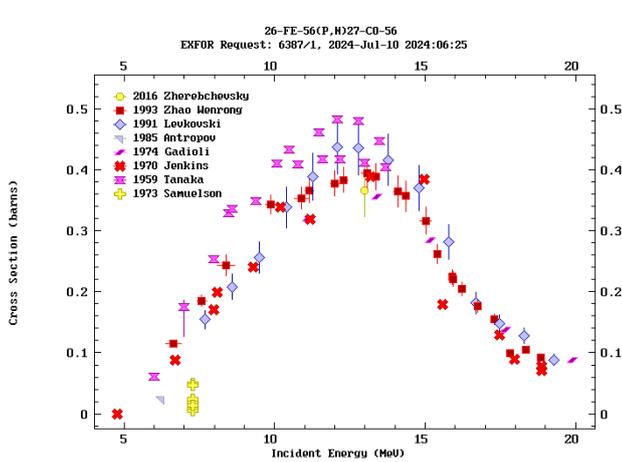


Figura 3.6: Datos experimentales de la sección eficaz de la reacción $^{56}\text{Fe}(p, n)^{56}\text{Co}$ obtenidos en [33]. Son datos históricos como puede apreciarse en la leyenda y dan una idea de la magnitud de la sección eficaz de la reacción.

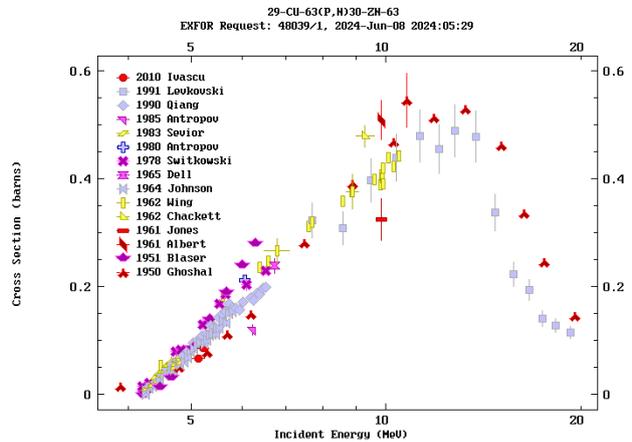


Figura 3.7: Datos experimentales de la sección eficaz de la reacción $^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$ obtenidos en [33]. Son datos históricos como puede apreciarse en la leyenda y dan una idea de la magnitud de la sección eficaz de la reacción.

[29]. La mayor parte de los neutrones medidos tienen energías en torno a 1 MeV (Figura 3.5), por lo que son neutrones rápidos ($E_k > 0.1 \text{ MeV}$) que han ido perdiendo su energía principalmente por colisiones elásticas, que son más eficientes cuanto menor es la masa atómica del blanco.

Es importante señalar que los neutrones térmicos de $E_k < 0.025 \text{ eV}$ son los más abundantes. En las gráficas se observa una acumulación de neutrones a energías muy próximas a 0, por lo que para facilitar la representación se ha añadido un corte de energía a 1 keV en la Figura 3.5, al igual que sucede en los espectros de los electrones secundarios. En estudios posteriores se concluirá si la existencia de estos neutrones tan poco energéticos producirán o no señal en el detector.

3.2.2. Haz de iones de carbono

■ Espectro de partículas gamma

En el caso de tener un haz de iones de carbono las interacciones a tener en cuenta son esencialmente las mismas que las abordadas en la colisión de protones. La diferencia más notoria que se aprecia en la Tabla 3.3 respecto a la Tabla 3.1, será que habrá fotones procedentes de colisiones inelásticas también de los propios iones y demás partículas que se formen en las reacciones nucleares, como deuterio ionizado, tritio o partículas alfa.

Así se espera de nuevo un espectro continuo generado por el efecto de *Bremsstrahlung* y picos característicos de los materiales y de los decaimientos de las radioactivaciones. También se registran picos de aniquilación de pares.

	Fotones				
	<i>ion-Inelastic</i>	<i>Radioactivation</i>	<i>annihilation</i>	<i>eBrems</i>	<i>neutron-Inelastic</i>
SS %	62.65	9.20	11.77	1.11	15.05
Cu %	57.82	14.67	14.03	1.34	11.90

Tabla 3.3: Origen de los fotones que llegan al detector tras una colisión de 5000 millones de iones de carbono a 10MeV contra acero inoxidable (SS) y cobre (Cu). Han podido sufrir otras interacciones desde su formación hasta ser registrados.

El número de cuentas elevado en las energías características se debe a que los procesos inelásticos son los dominantes, pero también es importante la radioactivación (ver Tabla 3.3) y ambos mecanismos son los responsables de los picos del espectro discreto. Los procesos inelásticos, como en el caso de los protones, son colisiones principalmente de radiación primaria, pero en este caso las colisiones inelásticas de neutrones también aportan un número significativo. Es así porque hay más neutrones y más energéticos, pues pueden provenir de la fragmentación de los iones. No obstante, si se compara con los espectros generados por

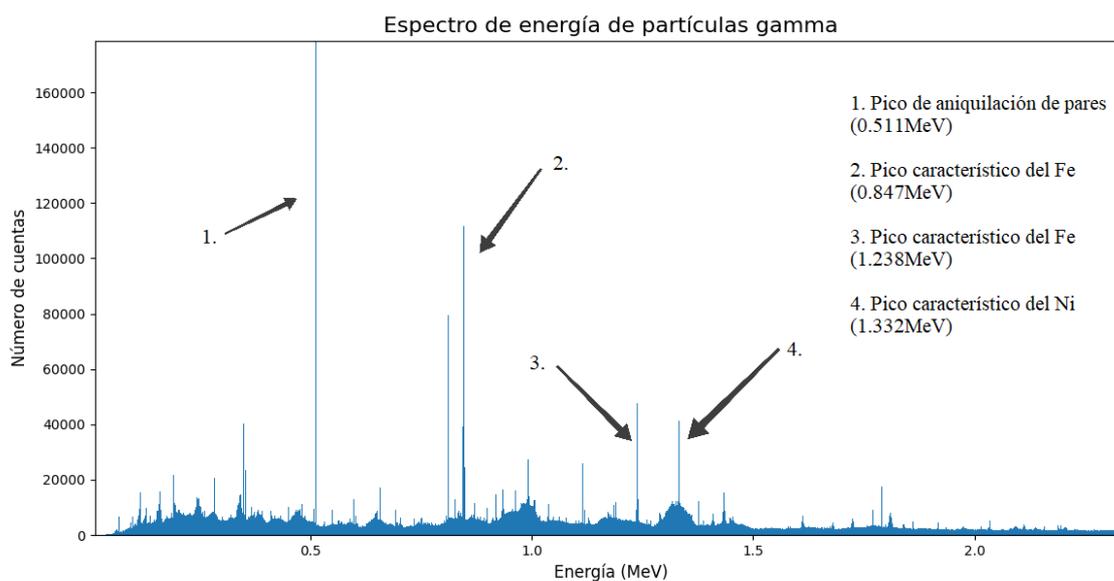


Figura 3.8: Espectro aumentado de las partículas gamma que llegan al BLM tras la colisión de un haz de iones de carbono de 5000 millones de eventos y 10 MeV con una tubería de 1.5 mm de acero inoxidable. Los picos característicos del espectro completo son muy acusados y no permiten ver el resto de efectos, está representado en la Figura B.9 del Apéndice B.

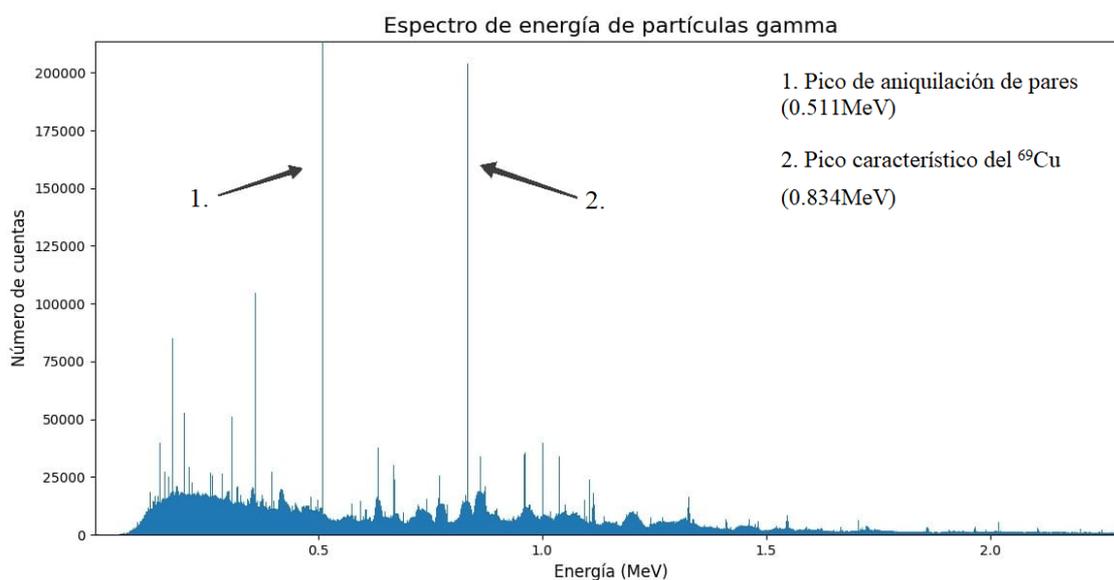


Figura 3.9: Espectro aumentado de las partículas gamma que llegan al BLM tras la colisión de un haz de iones de carbono de 5000 millones de eventos y 10 MeV con una tubería de 4.5 mm de cobre. El espectro completo está representado en la Figura B.13 del Apéndice B. El isótopo que da lugar al pico 2 se ha escogido por tener mayor fracción de desintegraciones nucleares, aunque habría que seguir buscando otras opciones porque este tiene tiempos de vida media de meses [34].

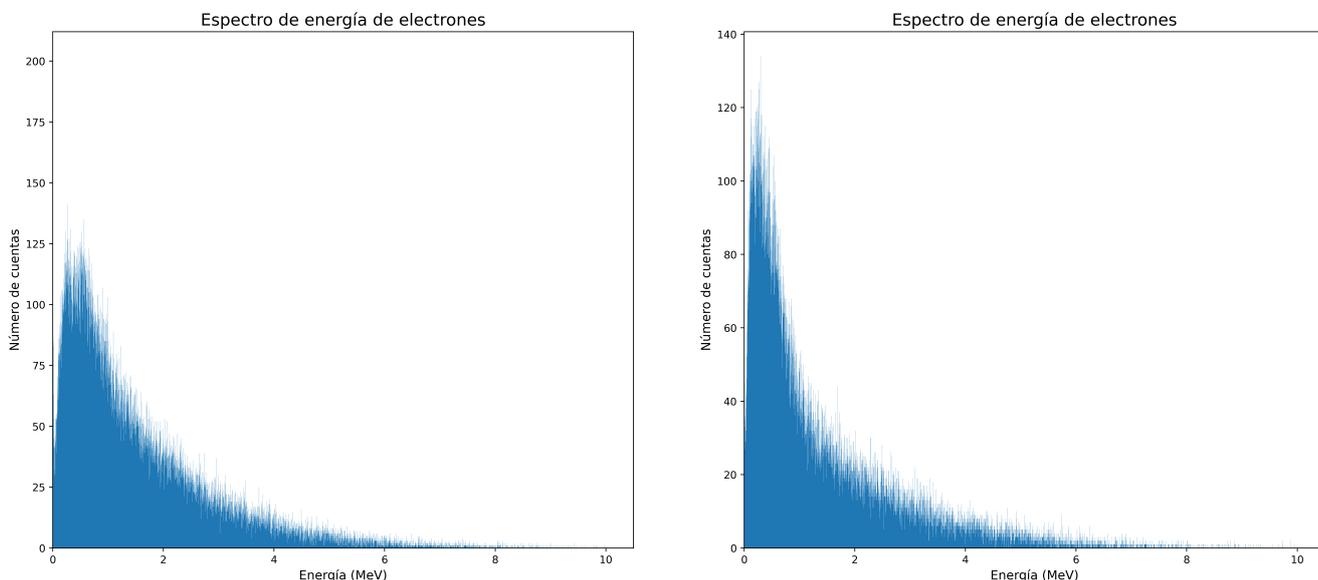
el haz de protones, los picos son mucho menos pronunciados y aparecen con cierta anchura. En el caso de reacciones con iones de carbono hay pocos datos y se hace muy complejo el rastreo de las interacciones que pueden dar lugar a la Figura 3.8 y la Figura 3.9, por lo que solo se indican los picos característicos del blanco.

■ Espectro de electrones

El número de cuentas de electrones secundarios en este caso es menor porque los iones y partículas procedentes de su ruptura (partículas alfa, tritio...) se comienzan a neutralizar cuando alcanzan velocidades comparables a las de los electrones liberados. Esto sucede cuando los iones de carbono tienen aproximadamente 1.2 MeV/nucleón.

Electrones				
	<i>Compton</i>	<i>Phot</i>	<i>eIoni</i>	<i>conv</i>
SS %	86.22	1.52	2.59	9.06
Cu %	84.80	2.07	1.09	4.22

Tabla 3.4: Origen de los electrones que llegan al detector tras una colisión de 5000 millones de iones de carbono a 10MeV contra acero inoxidable (SS) y cobre (Cu). Han podido sufrir otras interacciones desde su formación hasta ser registrados.



(a) Material metálico: acero inoxidable (1.5mm)

(b) Material metálico: cobre (4.5mm)

Figura 3.10: Espectro de electrones secundarios tras bombardear el metal con un haz de 5000 millones de iones de carbono de 10 MeV.

En cuanto a la forma del espectro, es muy similar a la generada por los protones y no es de extrañar, porque la mayor parte de los electrones secundarios tienen el mismo origen:

el efecto Compton, como se recoge en la Tabla 3.4 y en la Tabla 3.2, respectivamente. Se puede emplear el mismo razonamiento para justificar el pico de bajas energías: las partículas cargadas ligeras a su paso por un material sufren un gran número de interacciones en las que pueden transferir casi toda su energía, entonces los electrones que llegan al monitor son poco energéticos. También ocurre exactamente lo mismo a energías inferiores a 1 keV el número de electrones, que no van a afectar a la medida pues se van a absorber rápidamente en el material, es tan elevado que no se aprecia el resto del espectro, por eso se representa a partir de dicha energía.

La conversión interna también parece que cobra algo de importancia en la interacción de iones con materiales metálicos. Este proceso compite con la producción de rayos gamma y consiste en la desexcitación de un núcleo en la que la energía es transferida del núcleo padre casi por completo a un electrón orbital del mismo átomo[35].

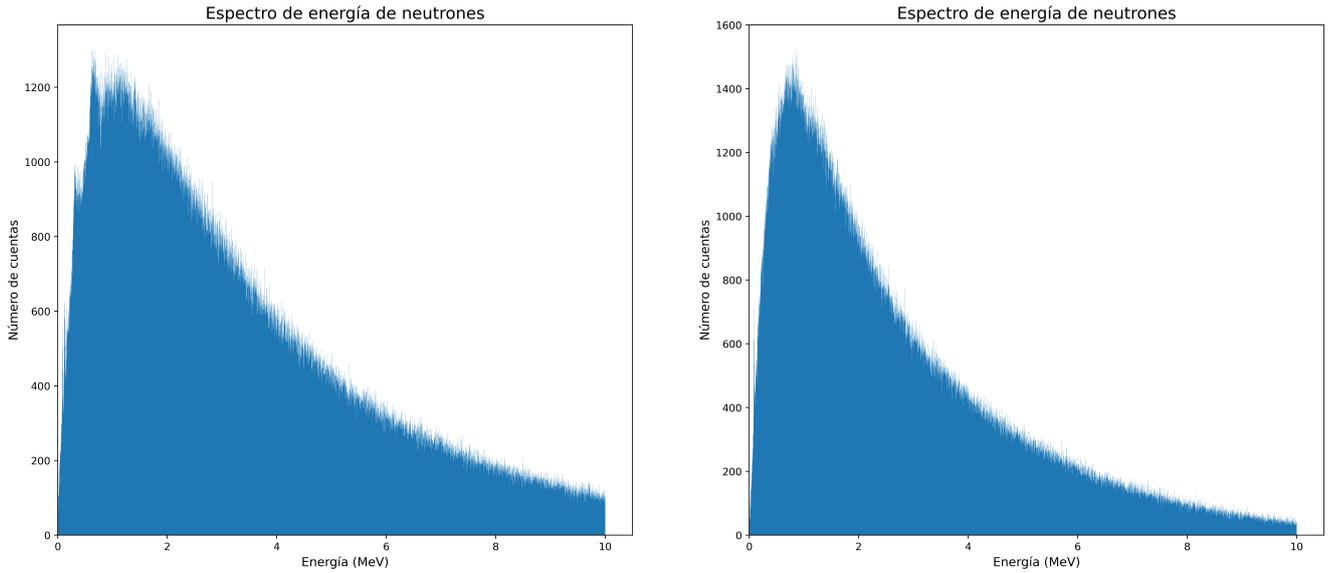
■ Espectro de neutrones

Los neutrones en este caso son más numerosos y energéticos. Pueden provenir o del blanco o del proyectil. La cola de altas energías es más larga, hay neutrones que llegan a tener incluso 25MeV en el acero inoxidable. En la Figura 3.11 el rango de la representación para ambos materiales es de [0-10 MeV], por lo que el espectro no tiene tal salto abrupto a los 10MeV, si no que continúa decreciendo según lo esperado, de manera exponencial. Existen más reacciones nucleares que dan lugar a neutrones libres, como las generadas por protones secundarios (las mismas que en el análisis anterior del espectro de neutrones secundarios generados por un haz de protones), además de la fragmentación de la radiación primaria.

En este caso además, como en el espectro de fotones, al haber más cantidad de neutrones las colisiones inelásticas de los mismos cobran importancia a la hora de generar más neutrones. Y al igual que en las demás representaciones, la energía mínima de estas es de 1keV para salvar el pico de neutrones térmicos que hace el resto del espectro inapreciable.

Neutrones		
	<i>ion-Inelastic</i>	<i>neutron-Inelastic</i>
SS %	91.58	8.31
Cu %	85.89	14.08

Tabla 3.5: Origen de los neutrones que llegan al detector tras una colisión de 5000 millones de iones de carbono a 10MeV contra acero inoxidable (SS) y cobre (Cu). Han podido sufrir otras interacciones desde su formación hasta ser registrados.



(a) Material metálico: acero inoxidable (1.5mm)

(b) Material metálico: cobre (4.5mm)

Figura 3.11: Espectro de neutrones secundarios tras bombardear el metal con un haz de 5000 millones de iones de carbono de 10 MeV.

Otra fuente típica de señal en un detector son las partículas generadas por la interacción de los rayos gamma, electrones y neutrones analizados en este apartado con la propia superficie del BLM. Estas interacciones modifican los espectros y han de tenerse en cuenta una vez esté establecido el tipo de detector que se va a emplear y su disposición espacial, se estudiará en futuros trabajos.

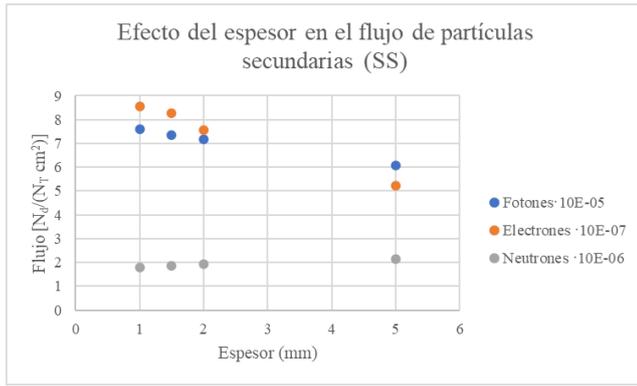
3.3. Efecto del grosor

En esta sección se analiza la variación del número de cuentas que llegan a los detectores según la anchura de las paredes del acelerador. El resto de parámetros se han mantenido fijos: 10 MeV por nucleón y 50 millones de eventos. Los resultados se recogen en la Tabla A.3 y están representados en la Figura 3.12. [6]

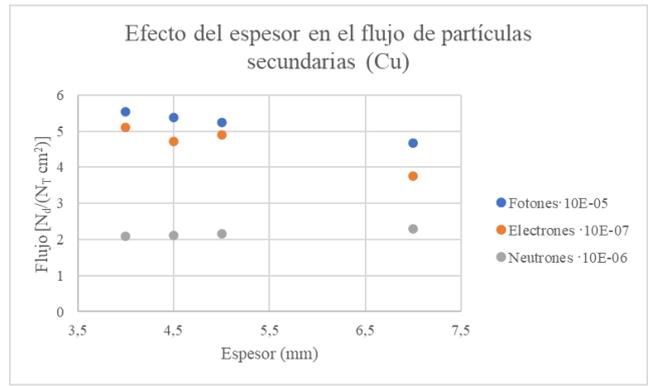
El número de fotones en función del grosor disminuye para los dos materiales, acero inoxidable y cobre (Figura 3.12). Aunque los puntos se ajustan de forma muy razonable a una recta de pendiente negativa, la ley que los gobierna es la ley de atenuación exponencial (Ecuación 3.3, con $\mu x \ll 1$). Esta relación está definida para haces de fotones estrechos y monoenergéticos. En este caso se podría considerar un haz estrecho, pero se acaban de analizar los espectros de energía de partículas gamma y no son monoenergéticos, por lo que no se va a buscar el coeficiente de atenuación lineal, μ , que indica la probabilidad por unidad de longitud de que los fotones interaccionen con el material.

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.3)$$

Donde I_0 e I son las tasas de cuentas sin y con absorbente, respectivamente, y x el grosor del



(a) Material metálico: acero inoxidable.



(b) Material metálico: cobre.

Figura 3.12: Flujo de las partículas dispersadas en la interacción de 50 millones de protones de 10MeV en función del grosor del material.

material.

Los electrones poco energéticos siguen una ley de atenuación también exponencial (Ecuación 3.4), con un parámetro de absorción n que da cuenta de la tasa transmitida al otro lado del absorbente. Los partículas beta de baja energía se absorben rápido incluso en espesores pequeños, por eso los puntos del flujo de electrones en la Figura 3.12 tienen una pendiente bastante pronunciada, sobre todo en el acero inoxidable. Las energías originales de los electrones no son conocidas, pero la mayoría provienen de interacciones por efecto Compton. En este tipo de interacciones los fotones no les pueden transferir toda su energía a los electrones por conservación de la energía, y la mayoría de los fotones tienen energías por debajo de 1.5MeV, por lo que la ley exponencial define bien el comportamiento del flujo de las partículas beta que se tratan.

$$I = I_0 e^{-nx} \quad (3.4)$$

En neutrones el número de cuentas no cambia demasiado con el grosor de la tubería, pero se aprecia que el flujo aumenta con la anchura. Estas partículas neutras pueden interactuar tanto con los electrones como con los núcleos, pero con una probabilidad muy baja (interacciones dipolares y colisiones respectivamente). Esto significa que prácticamente todos los neutrones que se generan llegan al volumen sensitivo. Las interacciones de partículas secundarias son, entonces, responsables de parte de los neutrones registrados; no todos provienen de interacciones del material con la radiación primaria. Por eso, conforme se aumenta el grosor y con él las probabilidades de que se den interacciones que generen neutrones por partículas secundarias, aumenta el número de cuentas de estos. Llegará un punto en el que este flujo se estabilice porque las partículas secundarias dejen de tener energía suficiente para generar neutrones nuevos y más tarde, con grosores muy altos, se apreciará un descenso en el número de cuentas.

El flujo de todas las partículas secundarias en los espesores evaluados no cambia de orden de

magnitud, por lo que la variación de unos milímetros en la anchura de las tuberías, en principio, no debería afectar a la decisión del tipo de detector ni su posición.

Se han evaluado las cuentas de espesores cercanos al seleccionado para asegurar el correcto funcionamiento de los monitores incluso si el tubo tiene algún defecto de fabricación en el grosor. También se ha tomado un espesor algo mayor para corroborar que incluso con un cambio así de acusado las señales que se registran podrían ser tomadas por el mismo sistema de BLMs.

3.4. Distribución espacial de las partículas

Con el fin de optimizar la distribución y el número de detectores necesarios para identificar las pérdidas de haz anómalas, se va a analizar la distribución de las partículas generadas alrededor de la zona de impacto para fotones, electrones y neutrones secundarios.

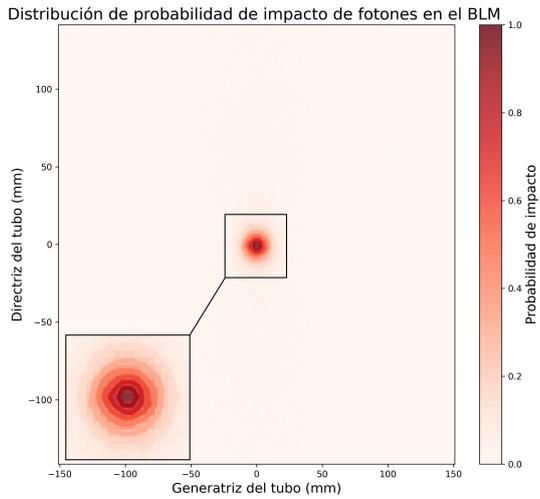
Para poder evaluar la distribución espacial de las partículas producidas de manera completa se han realizado dos tipos de medidas: distribución angular y distribución radial, Figura B.17.

Los datos empleados en esta sección son los generados en simulaciones de 50 millones de eventos de 10 MeV/nucleón para las configuraciones que se especifican en cada caso.

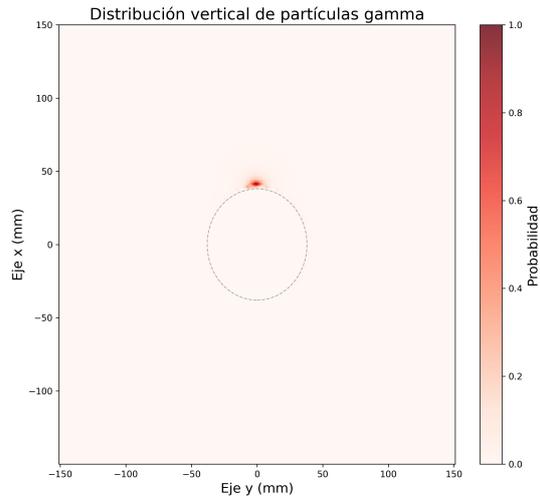
Se ha modificado el programa de manera que el volumen sensitivo que registra la posición, energía, el tipo de partícula y origen, cubre todo el conducto para la distribución angular [Figura 2.2]. Para la distribución radial, se ha diseñado una lámina que corta el tubo transversalmente [Figura 2.3].

Los *pcolormesh*[36] son las gráficas de colores. Se han representado con un suavizado gaussiano para que pueda apreciarse la distribución de la densidad de probabilidad, como en la Figura 3.13. El objetivo de esta sección es visualizar el alcance real de las partículas generadas. Hay ocasiones en las que estos tipos de mapas se representan en escala logarítmica para enfatizar las zonas en las que ha habido impactos, pero al tratar los datos de esta forma se enmascara la realidad y no queda claro el lugar que alcanzan dichas partículas secundarias. Daría una impresión incorrecta de la posición en la que los detectores serían capaces de interpretar que se ha producido una pérdida del haz por un fallo en la operación o el funcionamiento de la máquina y se ha decidido representar el número de impactos únicamente con el suavizado gaussiano.

La probabilidad de impacto de todos los tipos de partícula secundaria se distribuye de forma muy similar. En el caso de los fotones, que son los más abundantes, se reparten de manera más simétrica que los electrones, (ver Figura 3.13 y Figura 3.14). Los contornos, que son líneas que conectan puntos con la misma probabilidad de impacto en la superficie y se dibujan a intervalos constantes o “niveles”, son prácticamente círculos concéntricos en el caso de partículas gamma. La muestra de neutrones es mayor que la de los electrones y menor que la de los fotones, por tanto es de esperar que estas partículas tengan una distribución en términos de simetría intermedia entre los fotones y los electrones, como se aprecia en la Figura 3.15.

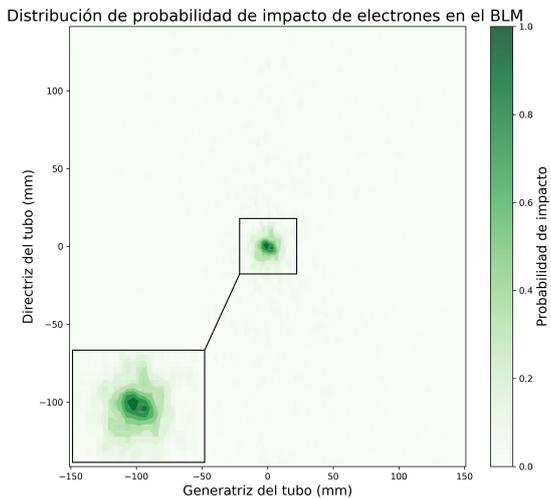


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos.

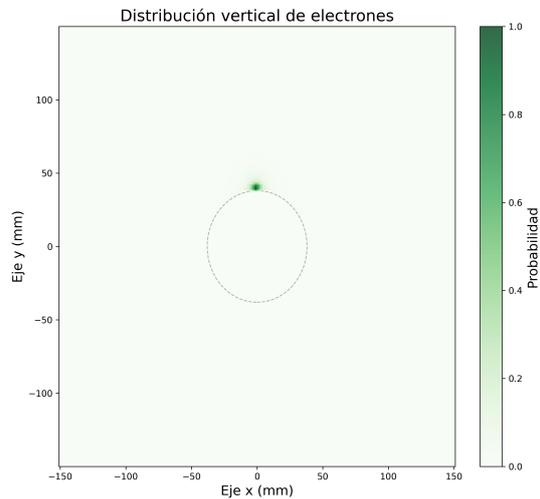


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura 3.13: Localización de las partículas gamma secundarias resultantes del impacto de protones de 10 MeV con 1.5mm de acero inoxidable.

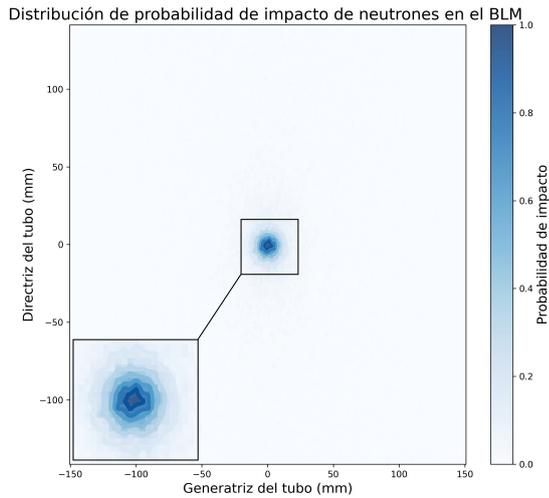


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos.

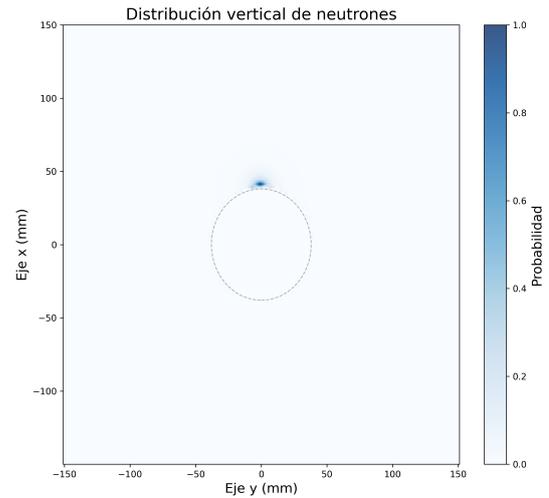


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura 3.14: Localización de los electrones secundarios resultantes del impacto de protones de 10 MeV con 1.5mm de acero inoxidable.



(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos.



(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura 3.15: Localización de los neutrones secundarios resultantes del impacto de protones de 10 MeV con 1.5mm de acero inoxidable.

Originalmente se iban a representar las cuentas transversales a varias distancias del punto de impacto. Sin embargo, la distribución que se obtiene en el punto de flujo máximo de fotones está muy localizada (Figura 3.13a), y con la información de la distribución angular se puede concluir que, para el sistema de BLMs de un acelerador de bajas energías, se requiere un gran número de detectores muy juntos para que cubran el tubo por completo y se pueda encontrar el lugar de la pérdida. Dicha inferencia es adecuada para cualquiera de los tres tipos de partícula secundaria registrada.

A diferencia de los sistemas de monitorización de pérdidas en aceleradores de altas energías, en aceleradores de bajas energías es muy importante la posición del BLM. Las desviaciones del haz en altas energías dan lugar a un flujo mucho más elevado y más energético de partículas secundarias que recorren largas distancias. Con lo cual, aunque los detectores se encuentren algo lejos del lugar en el que el haz impacta con las paredes, registrarán una señal significativa.

Esta misma evaluación es válida para todas las configuraciones que se han ido tratando hasta el momento. Las representaciones de las distribuciones de todas ellas se pueden consultar en el Apéndice B.

3.5. Distribución energética de las partículas

Por último, se va a analizar la energía de las partículas que llegan al BLM. Será útil para descartar aquellos detectores cuya resistencia a las radiaciones no esté comprendida en el rango de los resultados obtenidos.

La representación de las distintas combinaciones de partícula de haz y material del acelerador que se han ido tratando se adjuntan en el Apéndice B. En el análisis que se hará a continuación se han escogido la energía promedio y la energía por unidad de superficie y celda del *grid*⁴ para un haz de protones de 50 millones de eventos que colisiona contra acero inoxidable.

La energía promedio de las partículas gamma registradas se puede visualizar en la Figura 3.16. En el lugar de impacto del haz el valor de la energía promedio está entorno a 1.4 MeV. Esta cifra se ha obtenido de los datos de algunos de los puntos centrales. Como en esta región el número de cuentas es elevado, la distribución es bastante homogénea. En cuanto a las zonas con menos impactos, aparecen puntos más dispersos y más energéticos. Lo que sucede es que se han simulado bastantes eventos y con tan solo una cuenta, el cuadrante del *grid* en el que impacta la partícula adquiere el valor de esa energía, es una cuestión estadística. Ocurre algo similar en la representación de energía promedio de neutrones y electrones, pero la región de distribución homogénea se va reduciendo conforme disminuye el flujo de estas partículas. Así, en la representación de los electrones, cuyo flujo es dos órdenes de magnitud menor al de los fotones, dicha región aparece más concentrada alrededor de la zona de colisión (ver en el Apéndice B la Figura B.30b y la Figura B.30c).

Es importante tener presente que se trata de un promedio; es decir, va a depositarse una cantidad mucho mayor de energía en la región de flujo máximo aunque tenga un color más claro (menor energía promedio) que en los puntos más alejados y oscuros pero con menos densidad de probabilidad de impacto. Para poder trabajar mejor con los datos extraídos de las simulaciones se ha representado la energía total por pulso y celda del impacto de 100 millones de protones por pulso contra acero inoxidable en la Figura 3.17, la Figura 3.18 y la Figura 3.19.

La distribución de energía total por pulso que alcanza el volumen sensitivo representada en la Figura 3.17 se asemeja más a la distribución de impactos que la energía promedio, como era de esperar. Las unidades de energía en las que se ha decidido representar el *pcolormesh* son julios en lugar de megaelectronvoltios para facilitar el paso a grays ($1Gy = 1J/Kg = 100rad$), ya que la deposición de energía se suele dar en estas unidades.

La Figura 3.19 y la Figura 3.18 muestran que la energía total de neutrones y electrones por unidad de superficie y pulso en cada celda es de uno y dos órdenes de magnitud menor que la de los fotones, respectivamente, y la misma proporción que se da en el flujo de estas partículas secundarias. Su fluencia energética más elevada es también en la región de impacto del haz con el tubo del acelerador.

Con estos datos puede conocerse la tasa de energía depositada en el monitor y con ella decidir

⁴Para representar tres magnitudes que están relacionadas, en este caso la energía y su posición en un plano, se divide el espacio en un *grid* o red de la resolución que se estime para representar los *pcolormesh*. En todas las representaciones que se encuentran en este documento tanto el eje horizontal como el vertical están divididos en 150 tramos, por lo que hay 22500 divisiones.

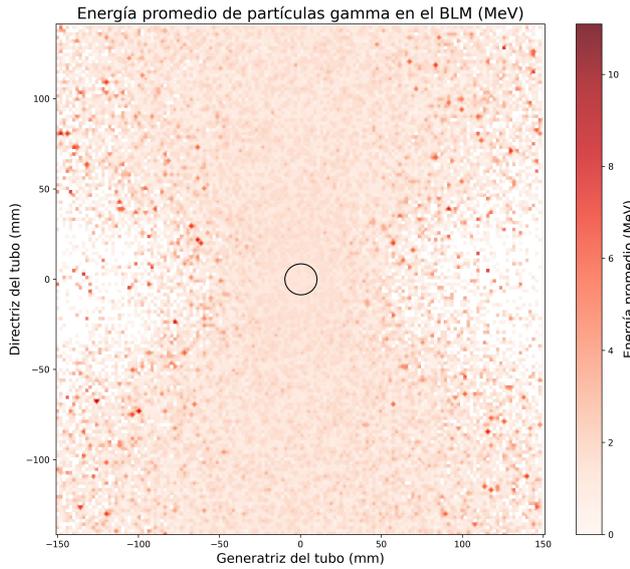


Figura 3.16: Resultante de la colisión entre un haz de 50 millones de protones de 10 MeV en acero inoxidable. El círculo representa el lugar de impacto.

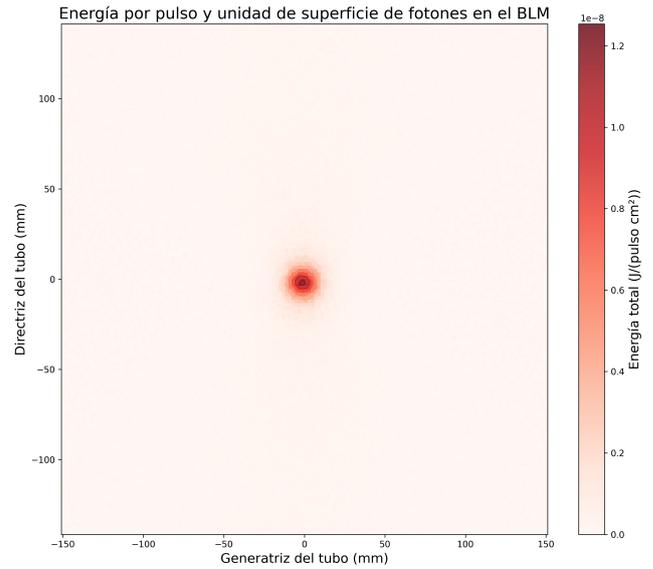


Figura 3.17: Resultantes de la colisión entre un haz de 100 millones de protones por pulso de 10 MeV en acero inoxidable.

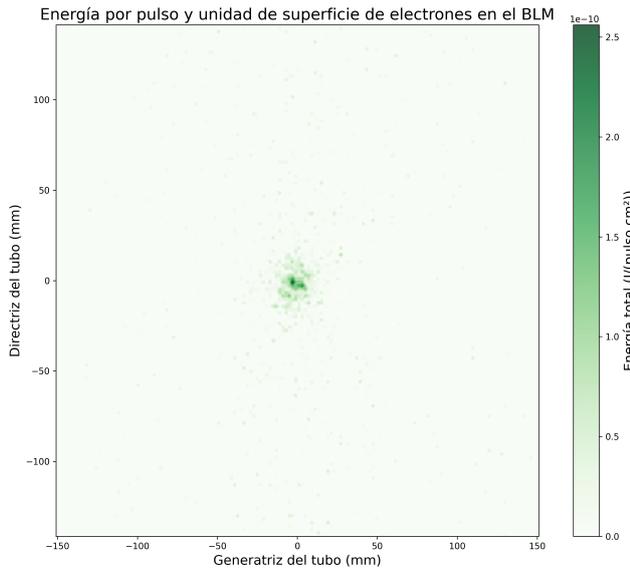


Figura 3.18: Resultan de la colisión entre un haz de 100 millones de protones por pulso de 10 MeV en acero inoxidable.

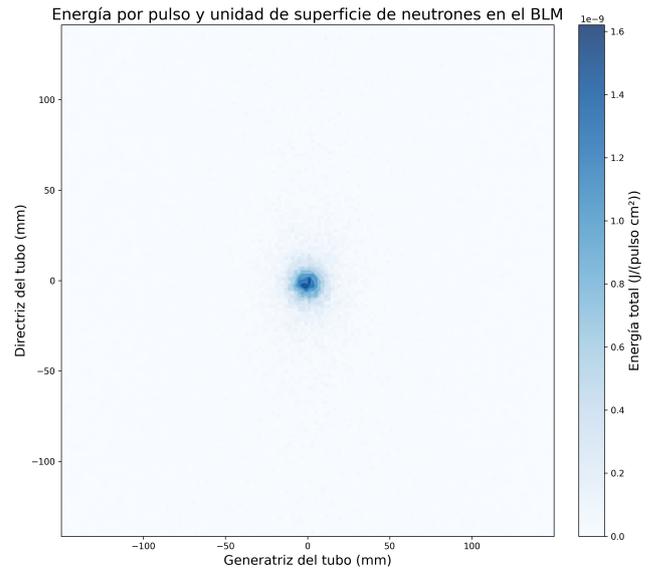


Figura 3.19: Resulta de la colisión entre un haz de 100 millones de protones por pulso de 10 MeV en acero inoxidable.

la resistencia a las radiaciones que ha de tener el sistema de BLMs para garantizar la correcta actuación de estos durante el funcionamiento del acelerador.

De manera general se va a calcular la tasa de fluencia de energía ($\dot{\psi}_0 \left(\frac{MeV}{scm^2} \right)$) que llega al área de flujo máximo. La tasa de repetición, es decir, el número de pulsos por segundo, se asume que es de 400 Hz (o 400 pulsos/segundo). El número de eventos por pulso que se va a tomar

es de 100 millones y en la simulación se lanzan 50 millones de protones, por lo que la energía total se multiplica por dos. Se trabaja con la carga del electrón para pasar a julios, siendo esta $1.60217733 \cdot 10^{-19}$ y con el área de cada celda: 0.038197cm^2 .

$$\dot{\psi}_0 = \frac{1}{0.038197\text{cm}^2} \cdot 1237.31\text{MeV} \cdot 1.60217733 \cdot 10^{-13} \frac{\text{J}}{\text{MeV}} \cdot \frac{1}{50 \cdot 10^6 N_{sev}} \cdot 100 \cdot 10^6 \frac{N_{rev}}{\text{pulso}} \cdot 400 \frac{\text{pulsos}}{\text{s}} = 4.152 \cdot 10^{-6} \frac{\text{J}}{\text{s cm}^3}$$

Donde N_{sev} es el número de eventos simulados y N_{rev} es el número de partículas de radiación primaria que se lanzan en un pulso real.

Con esta tasa de fluencia de energía ahora se puede saber la energía que se deposita en los sensores, pero esta depende de la densidad del material de los BLMs y su coeficiente lineal de absorción. A modo de ejemplo, y para ver la magnitud de la tasa de dosis absorbida, se va a particularizar este cálculo para un detector de centelleo inorgánico de NaI(Tl) [37]. La densidad del detector es de $\rho = 3.67 \cdot 10^{-3} \text{Kg/cm}^3$ [38]. Se supone $\mu_{en}^5 = 1\text{cm}^{-1}$.

$$\dot{D} = \dot{\psi}_0 \frac{\mu_{en}}{\rho} = 4.152 \cdot 10^{-6} \frac{\text{J}}{\text{s cm}^3} \cdot \frac{1}{3.67 \cdot 10^{-3} \text{Kg}} \frac{\text{cm}^3}{\text{Kg}} = 1.13 \cdot 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{s Kg}}$$

Donde \dot{D} es la tasa de dosis absorbida.

La energía depositada en el centelleador de $1.13 \frac{\text{mGy}}{\text{s}}$ se ha sobrestimado por tres motivos:

1. La primera causa y más evidente es que se ha asumido que el flujo de partículas es el mismo (el máximo) en toda la superficie del detector, a diferencia de lo que está representado en la Figura 3.17.
2. La segunda razón tiene que ver con la cantidad de energía que realmente absorbe el detector. Se ha asumido que TODA la energía depositada se transfiere al BLM ($\mu_{en} = 1\text{cm}^{-1}$), sin tener en cuenta la eficiencia de las distintas partes del sistema de sensado.
3. Introducir la tasa de repetición de 400 Hz (pulsos/segundo) provoca una sobrestimación de la energía puesto que la respuesta del sistema de seguridad es más rápida. Es decir, no llega a haber tanta cantidad de energía depositada porque, con una señal de pérdida irregular de pocos pulsos, el acelerador se detiene.

⁵ μ_{en} : coeficiente lineal de absorción, da cuenta de la probabilidad, por unidad de longitud de recorrido, de que las partículas neutras incidentes transfieran su energía al material que atraviesan. [29]

Capítulo 4

Conclusiones

4.1. Extracto final y elección de sistema de BLMs

Se va a hacer una recapitulación de estas con el propósito de poder elegir con criterio el sistema óptimo de BLMs. Para ello, se busca la resolución energética, resistencia a la radiación y la eficiencia. La resolución temporal, que depende del tiempo muerto¹ y de ocupación² del detector, se tratará de maximizar para actuar lo más rápido posible ante un fallo en la focalización del haz. Es preciso establecer un umbral de pérdidas a partir del cual se detenga el experimento por motivos de seguridad, este requerimiento define la resolución energética.

El flujo por unidad de superficie en función de la energía cambia de manera muy drástica, por lo que el sistema que pongamos habrá que ajustarlo para cada una de las fases del acelerador (la energía va aumentando progresivamente en cada etapa y las pérdidas pueden darse en cualquier punto). La partícula que produce mayor señal en todas las combinaciones de tipo de partícula del haz y material de las paredes del acelerador es el fotón. Lo más acertado sería escoger un detector sensible a este tipo de partículas. Comparando esta magnitud con las medidas reales se obtiene la eficiencia del detector, ε , que hace referencia a la probabilidad de registrar una señal cuando incide una partícula en el sensor.

Los espectros de energía se han analizado por completitud, ya que la revisión de las interacciones de radiación con la materia sirve para entender mejor la energía de las partículas que llegan al detector. Con todo, resulta más consistente estimar la resistencia a la radiación que necesita el BLM con la distribución espacial de la tasa de fluencia de energía.

El efecto del grosor en el flujo, como se adelantaba en el propio apartado, no es significativo. Era importante corroborarlo, ya que es posible que existan irregularidades de fabricación en la superficie de la tubería. No han de tenerse en cuenta a la hora de definir el límite de pérdidas permitido.

¹Tiempo muerto: tiempo en que el detector queda inactivo (no procesa señales) cuando registra una señal.

²Tiempo de ocupación: tiempo en que la señal permanece en el detector.

Para determinar la geometría y disposición de los monitores, la distribución espacial de la radiación dispersada es esencial. El rango dinámico de la sensibilidad del BLM tiene que adecuarse a los valores de intensidad que se registran, por lo que la elección del monitor dependerá del número de interacciones que se esperen. En todas las representaciones de la densidad de probabilidad que se han obtenido, las partículas secundarias aparecen muy localizadas en el lugar del impacto. Lo que se sigue inmediatamente es que son necesarios un número muy elevado de detectores que cubran la mayor superficie posible del tubo, un sistema de BLMs de alta granularidad, o, en su defecto, detectores muy grandes. Depende de la sensibilidad de éstos, pero deben situarse cerca porque la energía de las partículas es baja.

Por último, la distribución de la energía sirve para decidir la resistencia a las radiaciones del detector. Este tiene que poder soportar las radiaciones a la energía máxima que recibe sin perder la linealidad ni saturarse, en este caso serán unos $4.152 \frac{\mu J}{scm^2}$. Es el valor que se ha obtenido para la fluencia de energía en la Sección 3.5. Aunque conviene dejar un margen amplio, este dato condiciona en cierto modo la elección del tipo de monitor.

De los tipos de detectores que se han mencionado en la introducción se pueden desechar, por ejemplo, los monitores de emisión secundaria, ya que necesitan campos de alta radiación para generar electrones secundarios y las pérdidas en la etapa que se trata del acelerador lineal para hadronterapia no son tan energéticas. En etapas posteriores pueden ser considerados. También pueden descartarse los detectores de luz Cherenkov, porque aparecen muy pocas partículas cargadas tras la colisión de la radiación primaria con el tubo del haz. Tampoco van a considerarse las cámaras de ionización sólida (diodos PIN) ya que son muy sensibles a bajas energías y cuando son algo más elevadas se deterioran con facilidad. Por tanto, los tipos de detector que cumplen con los requisitos en mayor o menor medida son la cámara de ionización (gaseosa) y los detectores de centelleo.

Como se necesita un número muy grande de detectores, han de ser baratos para desarrollar un sistema de seguridad que se pueda llevar a término. Las cámaras de ionización, además de tener muy baja sensibilidad a bajas energías, son bastante más caras que los detectores de centelleo. Dentro de los detectores de centelleo los más indicados para el registro de las partículas gamma son los inorgánicos, ya que son más densos que los orgánicos e interactúan más con este tipo de partícula [39], aunque tienen tiempos de respuesta más largos. La eficiencia de los centelleadores es excelente, pero se ve mermada por el transporte de la señal hacia el fotomultiplicador, ver Figura 4.1. Además, pueden fabricarse del tamaño y forma que más convenga para la aplicación pertinente. Los más empleados son los detectores de $NaI(Tl)$, aunque son de los más lentos, con una resolución temporal de $1 - 2ns$. Para la aplicación que se busca (registrar las pérdidas irregulares de un acelerador lineal) son suficientemente rápidos, ya que el tiempo de respuesta puede ser del orden de los microsegundos (decenas incluso). Puede encontrarse las bases físicas de

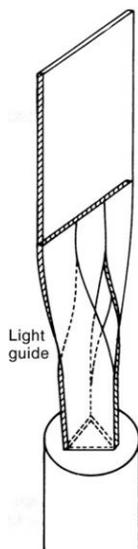


Figura 4.1: Una guía de luz se puede utilizar para unir el borde de un centelleador plano a un tubo fotomultiplicador. Obtenido en [6]

su funcionamiento y demás características en [6].

Teniendo en cuenta los resultados obtenidos, la opción más razonable sería intentar desarrollar un sistema de BLMs con centelleadores inorgánicos. Aunque el diseño de la geometría se dejará para futuros trabajos, una opción sería cubrir todos los posibles ángulos con cristales centelleadores pequeños.

4.2. Líneas de investigación futura

A lo largo del proyecto se han hecho numerosas simulaciones empleando Geant4. Hay que tener presente que Geant 4 es un conjunto de herramientas de código abierto que permite simular el paso de partículas a través de la materia. Está escrito en C++ y ofrece una amplia gama de recursos para que los usuarios empleen en sus aplicaciones. La información que se ha extraído de las diferentes simulaciones es suficiente para el objetivo del estudio, pero se puede extraer mucha más aún. Por ello a continuación se va a exponer lo que se considera que deberían ser los siguientes pasos en el desarrollo del sistema de BLMs.

1. Una magnitud importante que puede obtenerse con esta misma configuración de *exampleB1* es la dosis. Hace referencia a la energía absorbida por unidad de masa y sirve para afinar el valor de la energía que se deposita en el monitor y ver si su resistencia a la radiación es suficiente para que no se dañe con el nivel de las posibles pérdidas. Para ello habría que definir el material del detector de centelleo. Además el programa también evalúa el error cuadrático medio de la dosis.
2. Una vez definido el material, se pasaría al estudio de la geometría. Es un punto muy complicado y crucial para evaluar los rangos de efectividad del detector, la distancia a la que

es capaz de registrar las pérdidas así como para estimar cuántos BLMs son necesarios para asegurar el buen funcionamiento del sistema de seguridad.

3. Tras escoger el material, la geometría y la disposición de los BLMs, también es interesante simular el desvío del haz y registrar los mismos datos que se han tratado a lo largo del estudio para ver el efecto del detector en la medida. También sería necesario cambiar el fichero de *PrimaryGeneratorAction* para que los eventos no fueran lanzados uno a uno si no en pulsos de la intensidad que se va a emplear ($1.5\mu A$ en este caso). De esta manera los picos característicos tendrían cierta anchura causada por la resolución energética y un menor número de cuentas por la resolución temporal. El número de fotones que no se registran por el tiempo muerto del detector incrementa conforme aumenta la intensidad de estos, por lo que conviene calibrarlos antes de su empleo.
4. También se pueden evaluar las pérdidas regulares simulando los efectos que las originan. Es interesante para fijar el umbral de radiación saliente admisible durante el experimento y discernir entre un fallo en el dispositivo experimental e interacciones inevitables.

Así mismo, hay muchas otras actividades necesarias para el desarrollo del BLM final, como por ejemplo la parte electrónica de adquisición de datos o el procesado de estos.

Bibliografía

- [1] K. J. Kirkby et al. «Heavy charged particle beam therapy and related new radiotherapy technologies: The clinical potential, physics and technical developments required to deliver benefit for patients with cancer,» *The British Journal of Radiology*, vol. 93, n.º 1116, dic. de 2020. DOI: 10.1259/BJR.20200247.
- [2] B. N. Laboratory, *NSRL User Guide*. dirección: <https://www.bnl.gov/nsrl/userguide/bragg-curves-and-peaks.php> (visitado 01-07-2024).
- [3] Particle Therapy Co-Operative Group, *Facilities in Operation*. dirección: <https://www.ptcog.site/index.php/facilities-in-operation-public> (visitado 01-07-2024).
- [4] K. Wittenburg, «Beam loss monitors,» mayo de 2008.
- [5] MATSUSADA PRECISION Inc., *Ionization Chamber — Application*. dirección: https://www.matsusada.com/application/ps/ionization_chambers/ (visitado 10-06-2024).
- [6] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 4th ed. Hoboken New Jersey : John Wiley, 2010, ISBN: 9780470131480.
- [7] PhysicsOpenLab, *Si-PIN Photodiode β Detector — PhysicsOpenLab*. dirección: <https://physicsopenlab.org/2017/04/28/si-pin-photodiode-%CE%B2-detector/> (visitado 10-06-2024).
- [8] M. Nikl et al. «The role of cerium variable charge state in the luminescence and scintillation mechanism in complex oxide scintillators: The effect of air annealing,» *Journal of Luminescence*, vol. 169, págs. 539-543, ene. de 2016. DOI: 10.1016/J.JLUMIN.2015.01.008.
- [9] A. Miura, H. Sako y G. Wei, «RESIDUAL GAS PRESSURE DEPENDENCE OF BEAM LOSS,» *Linear Accelerator Conference*, págs. 587-589, 2010.
- [10] M. Ferrario, M. Migliorati y L. Palumbo, «Space Charge Effects,» *CAS - CERN Accelerator School: Advanced Accelerator Physics Course*, págs. 331-356, DOI: 10.5170/CERN-2014-009.331.
- [11] T. P. Wangler y K. R. Crandall, «Beam halo in proton linac beams,» *eConf*, vol. C000821, A. W. Chao, ed., TU202, 2000.
- [12] Geant4 Collaboration, *Overview - Geant4*. dirección: <https://geant4.web.cern.ch/about/> (visitado 01-05-2024).

- [13] Royal Holloway, University of London, *geant4_application.png (2778×1672)*. dirección: https://www.pp.rhul.ac.uk/bdsim/manual/_images/geant4_application.png (visitado 01-07-2024).
- [14] Geant4 Collaboration, *examples/basic/geant4 · GitLab*. dirección: <https://gitlab.cern.ch/geant4/geant4/-/tree/master/examples/basic> (visitado 08-05-2024).
- [15] Geant4 Collaboration, *examples/basic/B1/geant4 · GitLab*. dirección: <https://gitlab.cern.ch/geant4/geant4/tree/edb408b5618b3b1cd3f40c5759aa5da4aa56bb7b/examples/basic/B1> (visitado 08-05-2024).
- [16] Geant4 Collaboration, *QBBC — PhysicsListGuide 11.2 documentation*. dirección: https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsListGuide/html/reference_PL/QBBC.html#qbbc (visitado 12-07-2024).
- [17] *Tutorials: C++ Language: Classes*. dirección: <https://cplusplus.com/doc/tutorial/classes/> (visitado 01-07-2024).
- [18] M. Novak, «User Actions aka “Extracting Useful Information”,» *Geant4 Beginners Course — CERN*, mayo de 2021.
- [19] S. Banerjee, «Simulation-Geant4 HSF India HEP Software Workshop,» 2023.
- [20] Geant4 Collaboration, *Solids — Book For Application Developers 11.2 documentation*. dirección: <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/Detector/Geometry/geomSolids.html#solids> (visitado 14-06-2024).
- [21] Geant4 Collaboration, *Geant4 Material Database — Book For Application Developers 11.2 documentation*. dirección: <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/Appendix/materialNames.html> (visitado 08-05-2024).
- [22] J. Apostolakis, *Introduction - Geant4 Begginers Course*, ene. de 2019. dirección: <https://indico.cern.ch/event/781244/contributions/3251881/attachments/1782480/2900505/Introduction-and-Kernel-Course-Jan2019.pdf> (visitado 01-07-2024).
- [23] M. Z. M.J. Berger J.S. Coursey2 y J. Chang, *Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions — NIST*. DOI: 10.18434/T4NC7P. (visitado 23-06-2024).
- [24] B. Kozlovsky, R. J. Murphy y R. Ramaty, «Nuclear Deexcitation Gamma-Ray Lines from Accelerated Particle Interactions,» *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 141, n.º 2, págs. 523-540, ago. de 2002. DOI: 10.1086/340545.
- [25] L. E. S.Y.F. Chu y R. Firestone, *Table of Isotopes decay data*. dirección: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=280056> (visitado 12-07-2024).
- [26] E. Oliveira et al. «Standardization of ⁶⁵Zn by sum-peak method,» *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 70, n.º 9, págs. 2087-2090, 2012, Proceedings of the 18th International Conference on Radionuclide Metrology and its Applications, ISSN: 09698043. DOI: 10.1016/j.apradiso.2012.02.065.

- [27] T. A. Hain et al. «High-precision measurements of half-lives for ^{69}Ge , ^{73}Se , ^{83}Sr , $^{85\text{m}}\text{Sr}$, and ^{63}Zn radionuclides relevant to the astrophysical p-process via photoactivation at the Madison Accelerator Laboratory,» vol. 327, págs. 1113-1120, 2021. DOI: 10.1007/s10967-020-07589-5.
- [28] *Copper-64 Radiopharmaceuticals: Production, Quality Control and Clinical Applications* (Radioisotopes and Radiopharmaceuticals Series 7). INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 2022, ISBN: 978-92-0-129621-4.
- [29] E. B. Podgoršak, *Radiation Physics for Medical Physicists* (Graduate Texts in Physics), eng, 3rd ed. Cham: Springer International Publishing, 2016, ISBN: 3319253824.
- [30] T. Yaqoob y K. D. Murphy, «The Compton shoulder of the Fe $K\alpha$ fluorescent emission line in active galactic nuclei,» *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 412, n.º 1, págs. 277-286, mar. de 2011. DOI: 10.1111/J.1365-2966.2010.17902.X/2/MNRAS0412-0277-F6. JPEG.
- [31] E. B. Podgorsak, «Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students,» jul. de 2005.
- [32] J. M. Yang et al. «Nuclear reactions in copper induced by protons from a petawatt laser-foil interaction,» 2004. DOI: 10.1063/1.1645314.
- [33] N. Otuka et al. «Towards a More complete and accurate experimental nuclear reaction data library (EXFOR): International collaboration between nuclear reaction data centres (NRDC),» *Nuclear Data Sheets*, vol. 120, págs. 272-276, 2014. DOI: 10.1016/J.NDS.2014.07.065. arXiv: 2002.07114.
- [34] L. E. S.Y.F. Chu y R. Firestone, *Table of Isotopes decay data*. dirección: <http://nucldata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=290069> (visitado 12-07-2024).
- [35] French national institut of nuclear physics an particle physics IN2P3, *Internal Conversion - radioactivity.eu.com*. dirección: https://radioactivity.eu.com/articles/phenomenon/internal_conversion (visitado 01-07-2024).
- [36] The Matplotlib development team, *matplotlib.pyplot.pcolormesh — Matplotlib 3.9.0 documentation*. dirección: https://matplotlib.org/stable/api/_as_gen/matplotlib.pyplot.pcolormesh.html (visitado 26-06-2024).
- [37] Amcrys, *NaI(Tl)*. dirección: http://www.amcrys.com/details.html?cat_id=146&id=4278 (visitado 09-07-2024).
- [38] Epic Crystal Co., *NaI(Tl) Crystal, Scintillators of NaI - Epic Crystal*. dirección: <https://www.epic-crystal.com/scintillation-crystals/nai-tl-crystal.html> (visitado 09-07-2024).
- [39] F. Roncarolo et al. «Overview of the CERN Linac4 beam instrumentation,» ene. de 2010.

Apéndice A

Tablas

ACERO INOXIDABLE (Espesor = 1.5 mm)						
Energía (MeV)/10 ⁻⁶	Protones			Iones de C		
	Flujo fotones	Flujo electrones	Flujo neutrones	Flujo fotones	Flujo electrones	Flujo neutrones
2	0	0	0	0	0	0
4	0.5136	0.012	0.0024	1.3832	0.0136	0.0504
6	8.9248	0.184	0.032	5.9072	0.076	0.2888
8	33.2784	0.4384	0.7136	14.3864	0.1788	0.9024
10	73.6384	0.8264	1.8656	26.9056	0.3792	1.8004
12	131.2920	1.432	3.192	43.1696	0.632	3.1296
14	206.2728	2.3672	4.7424	64.3152	0.9744	4.8136

Tabla A.1: Flujo de partículas secundarias para diferentes energías del haz en una tubería de acero inoxidable. Las cifras tabuladas han de ser multiplicadas por un factor 10^{-6} para obtener el flujo en unidades de $\frac{n^\circ \text{ partículas secundarias}}{n^\circ \text{ total de eventos} \cdot \text{cm}^2}$.

COBRE (Espesor = 4.5 mm)						
Energía (MeV)/ 10^{-6}	Protones			Iones de C		
	Flujo fotones	Flujo electrones	Flujo neutrones	Flujo fotones	Flujo electrones	Flujo neutrones
2	0.0064	0	0	0	0	0
4	0.8096	0.0112	0.0008	7.4296	0.0544	0.3744
6	9.9216	0.1200	0.1336	29.8400	0.2152	1.8152
8	26.8680	0.2880	0.8736	60.0080	0.4608	4.3280
10	53.8648	0.4712	2.1184	97.1632	0.8000	7.5624
12	94.5664	0.8448	3.8888	139.8184	1.1320	11.6304
14	152.8032	1.4328	5.6816	188.1848	1.5680	16.3776

Tabla A.2: Flujo de partículas secundarias para diferentes energías del haz en una tubería de cobre. Las cifras tabuladas han de ser multiplicadas por un factor 10^{-6} para obtener el flujo en unidades de $\frac{n^\circ \text{ partículas secundarias}}{n^\circ \text{ total de eventos} \cdot \text{cm}^2}$.

Espesor (mm)	ACERO INOXIDABLE			Espesor (mm)	COBRE		
	Flujo fotones $10^{-5} (cm^{-2})$	Flujo electrones $10^{-7} (cm^{-2})$	Flujo neutrones $10^{-6} (cm^{-2})$		Flujo fotones $10^{-5} (cm^{-2})$	Flujo electrones $10^{-7} (cm^{-2})$	Flujo neutrones $10^{-6} (cm^{-2})$
1	7.586	8.568	1.796	4	5.53544	5.112	2.0784
1.5	7.36384	8.264	1.8656	4.5	5.38648	4.712	2.1184
2	7.17424	7.576	1.9424	5	5.23088	4.888	2.1608
5	6.07288	5.224	2.1416	7	4.66728	3.744	2.3032

Tabla A.3: Flujo de partículas secundarias para diferentes grosores del conducto.

Apéndice B

Imágenes

B.1. Espectros de energía

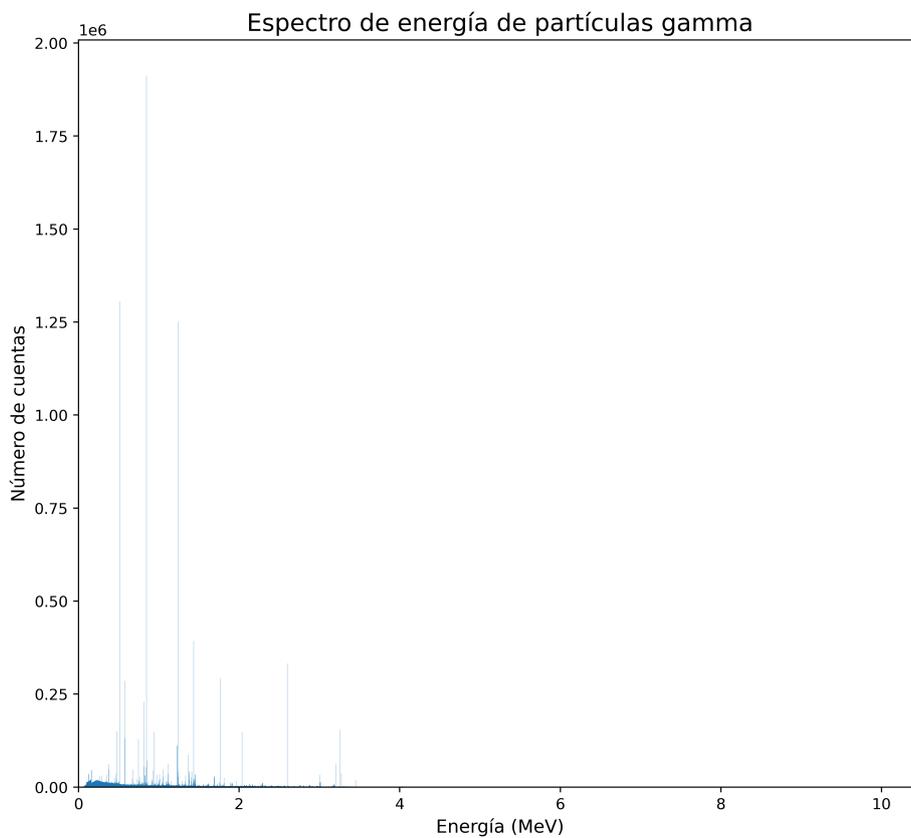


Figura B.1: Espectro completo de partículas gamma. Resulta de la colisión de un haz de protones de 10 MeV contra 1.5mm de acero inoxidable. Destaca el gran número de cuentas de los picos característicos.

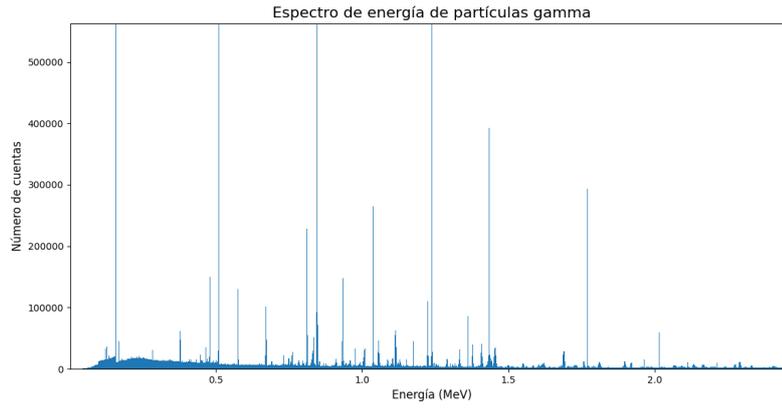


Figura B.2: Espectro de partículas gamma aumentado. Resulta de la colisión de un haz de 10MeV de protones contra 1.5mm de acero inoxidable. Se aprecia el efecto de *Bremsstrahlung* y los bordes Compton.

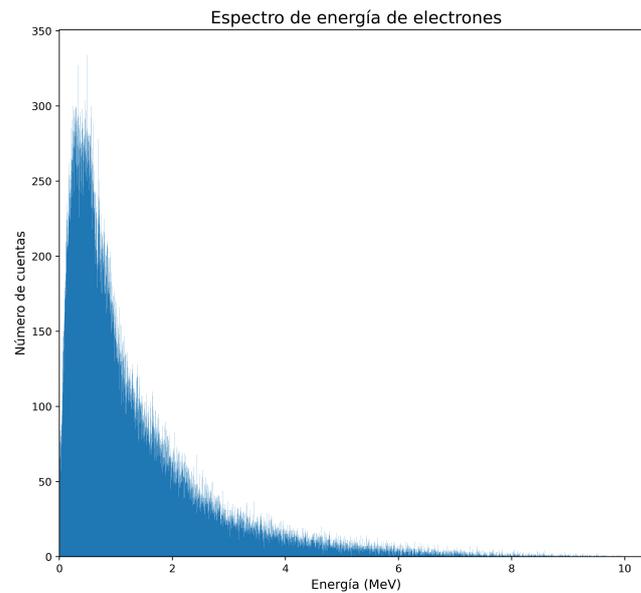


Figura B.3: Espectro de electrones secundarios. Resulta de la colisión de un haz de protones de 10MeV contra 1.5mm de acero inoxidable.

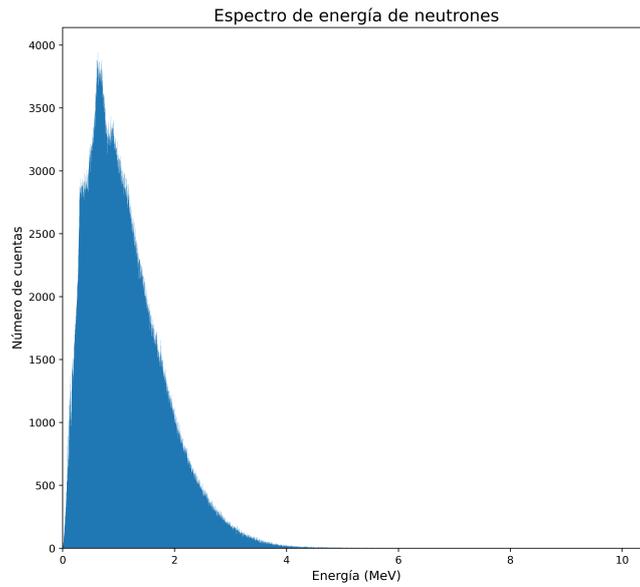


Figura B.4: Espectro de neutrones secundarios. Resulta de la colisión de un haz de protones de 10 MeV contra 1.5mm de acero inoxidable.

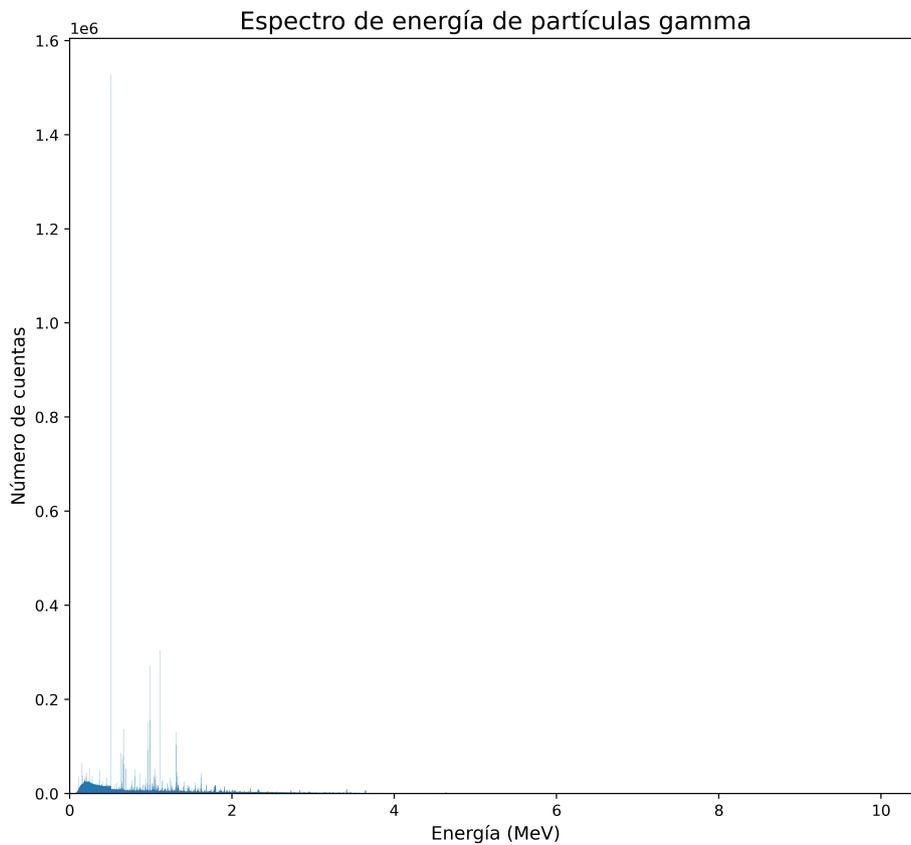


Figura B.5: Espectro completo de partículas gamma. Resulta de la colisión de un haz de 10MeV protones contra 4.5mm de cobre. Destaca el gran número de cuentas de los picos característicos.

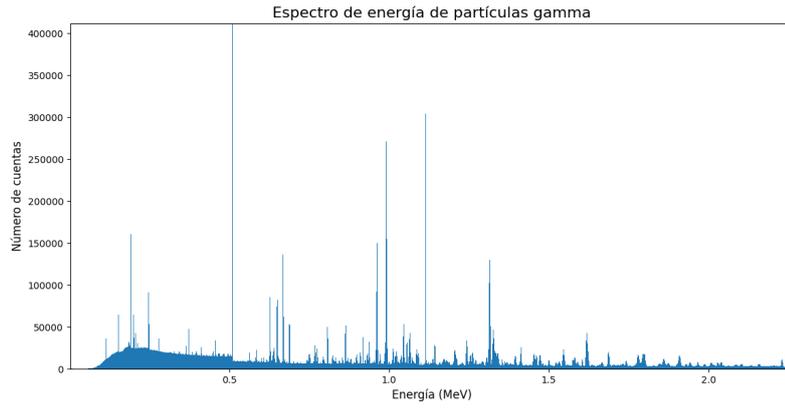


Figura B.6: Espectro de partículas gamma aumentado. Resulta de la colisión de un haz de 10MeV protones contra 4.5mm de cobre. Se aprecia el efecto de *Bremsstrahlung* y los bordes Compton.

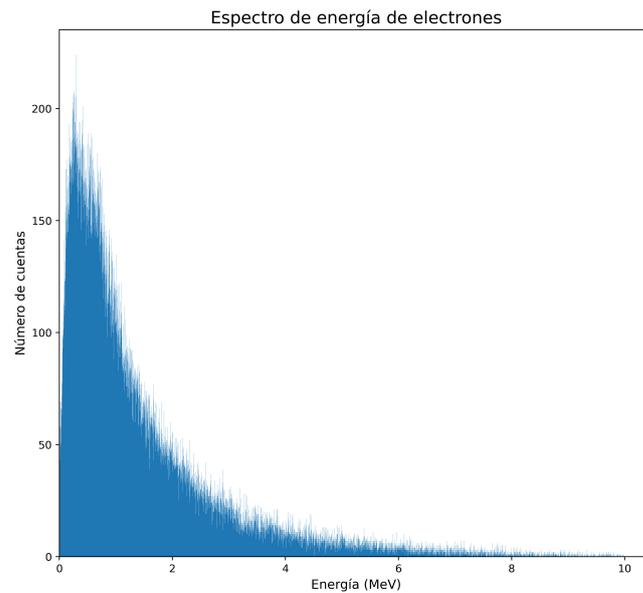


Figura B.7: Espectro de electrones secundarios. Resulta de la colisión de un haz de 10MeV protones contra 4.5mm de cobre.

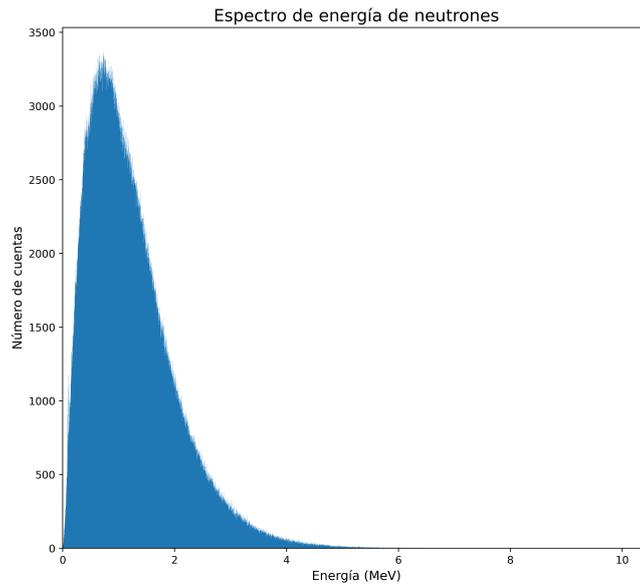


Figura B.8: Espectro de neutrones secundarios. Resulta de la colisión de un haz de 10MeV protones contra 4.5mm de cobre.

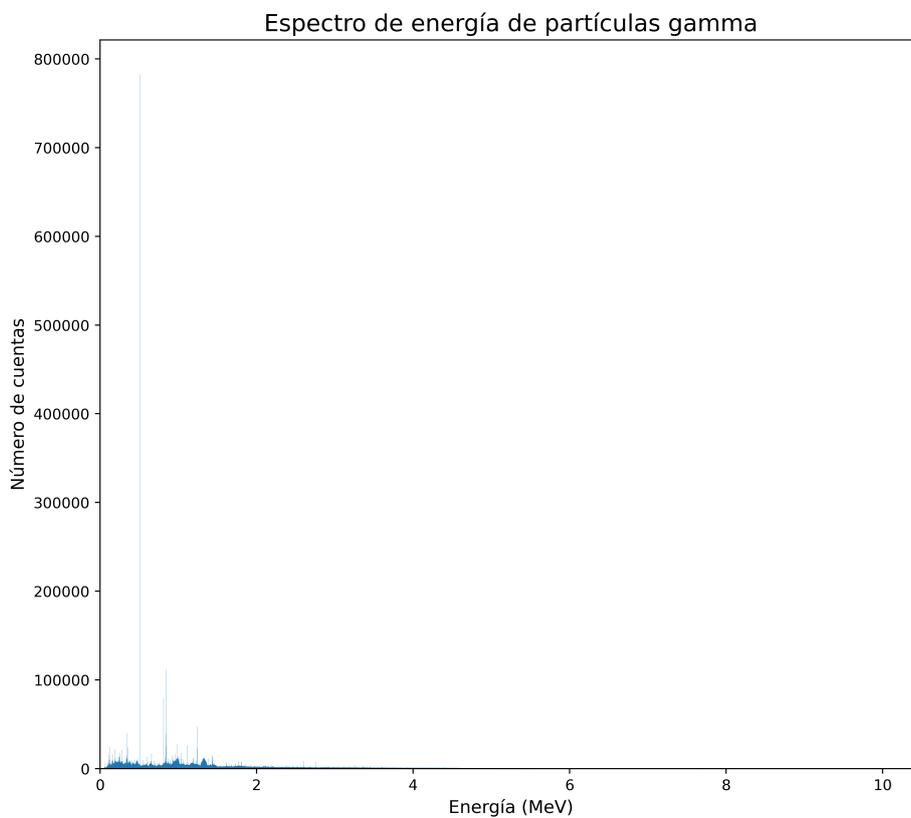


Figura B.9: Espectro completo de partículas gamma. Resulta de la colisión de un haz de iones de carbono contra 1.5mm de acero inoxidable. Destaca el gran número de cuentas de los picos característicos.

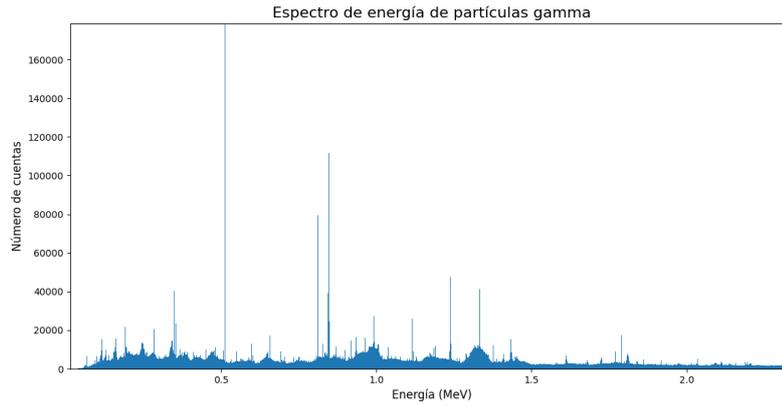


Figura B.10: Espectro de partículas gamma aumentado. Resulta de la colisión de un haz de iones de carbono contra 1.5mm de acero inoxidable. Se aprecia el efecto de *Bremsstrahlung* y los bordes Compton.

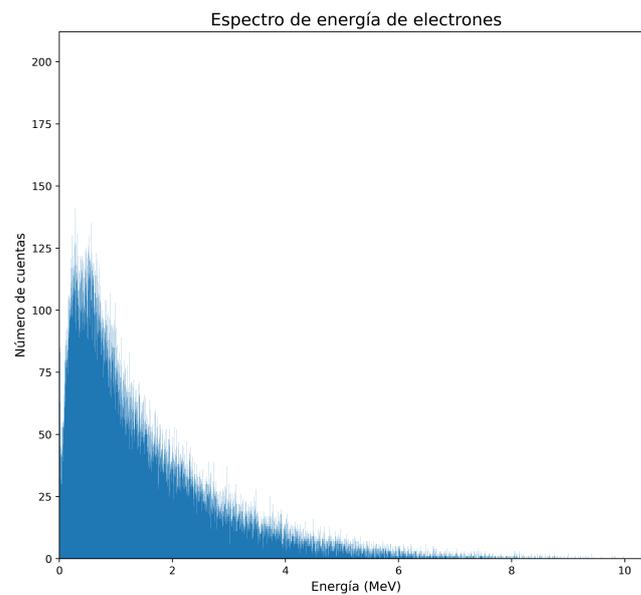


Figura B.11: Espectro de electrones secundarios. Resulta de la colisión de un haz de iones de carbono contra 1.5mm de acero inoxidable.

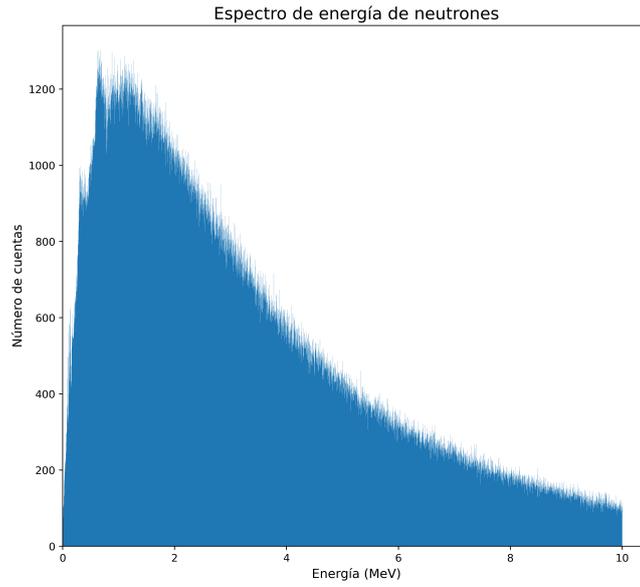


Figura B.12: Espectro de neutrones secundarios. Resulta de la colisión de un haz de iones de carbono contra 1.5mm de acero inoxidable.

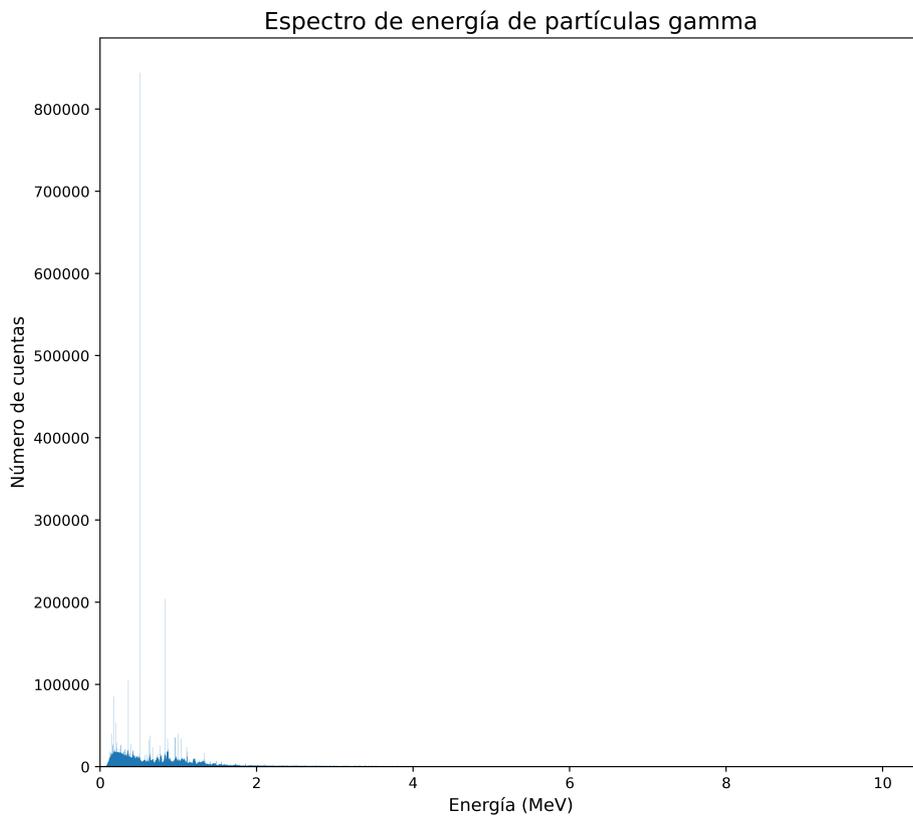


Figura B.13: Espectro completo de partículas gamma. Resulta de la colisión de un haz de 10 MeV de iones de carbono contra 4.5mm de cobre. Destaca el gran número de cuentas de los picos característicos.

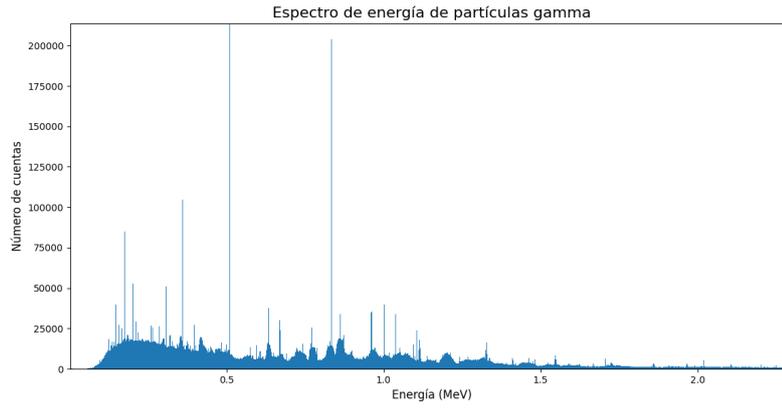


Figura B.14: Espectro de partículas gamma aumentado. Resulta de la colisión de un haz de 10 MeV de iones de carbono contra 4.5mm de cobre. Se aprecia el efecto de *Bremsstrahlung* y los bordes Compton.

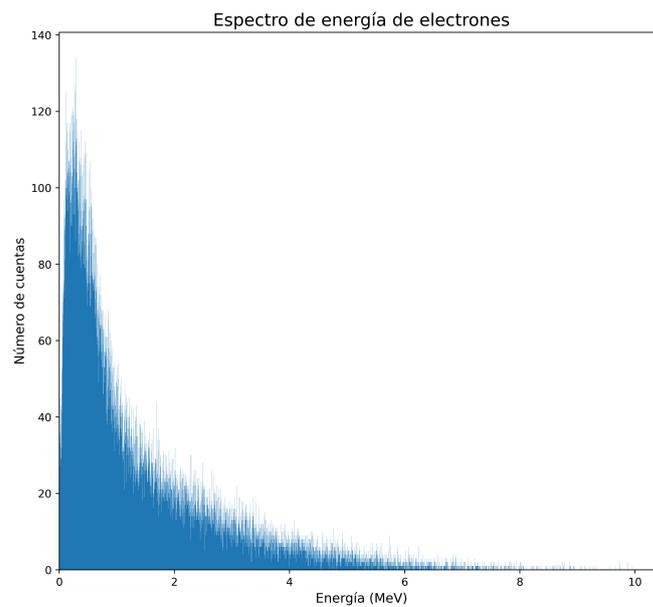


Figura B.15: Espectro de electrones secundarios. Resulta de la colisión de un haz de 10 MeV de iones de carbono contra 4.5mm de cobre.

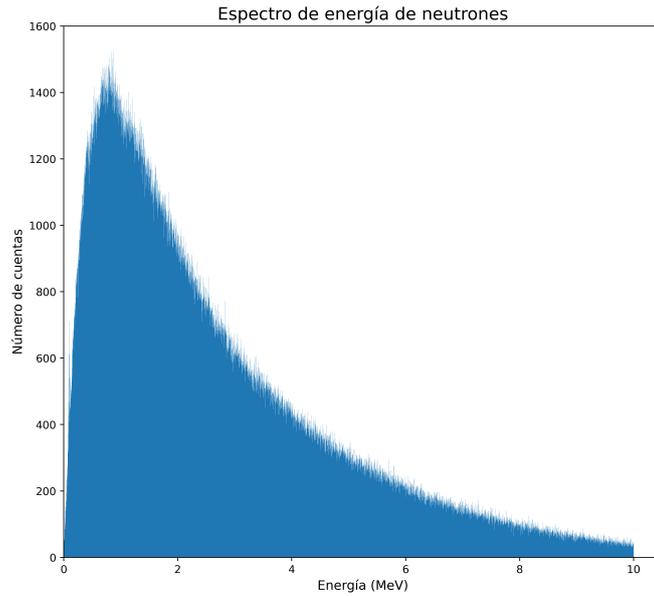
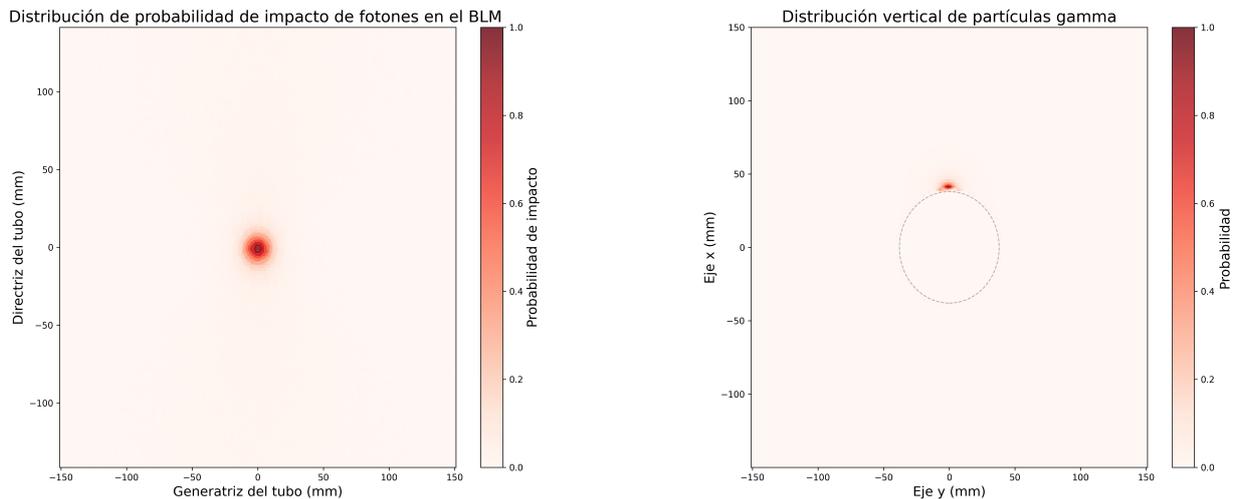


Figura B.16: Espectro de neutrones secundarios. Resulta de la colisión de un haz de 10 MeV de iones de carbono contra 4.5mm de cobre.

B.2. Distribución espacial



(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos.

(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.18: Localización de las partículas gamma secundarias resultantes del impacto de protones de 10 MeV con 1.5mm de acero inoxidable.

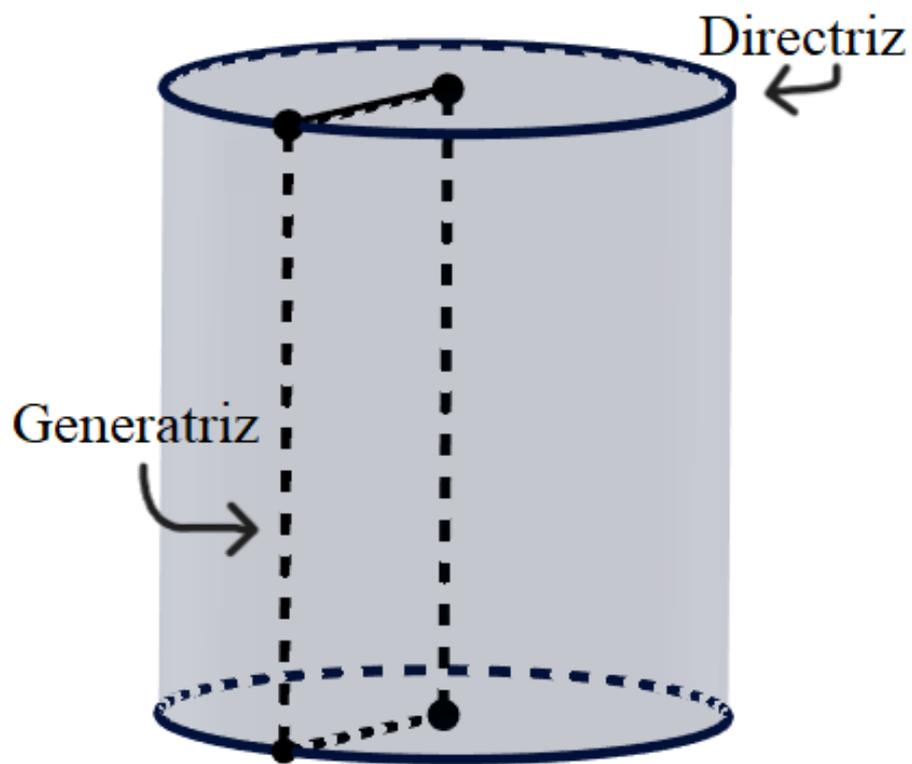
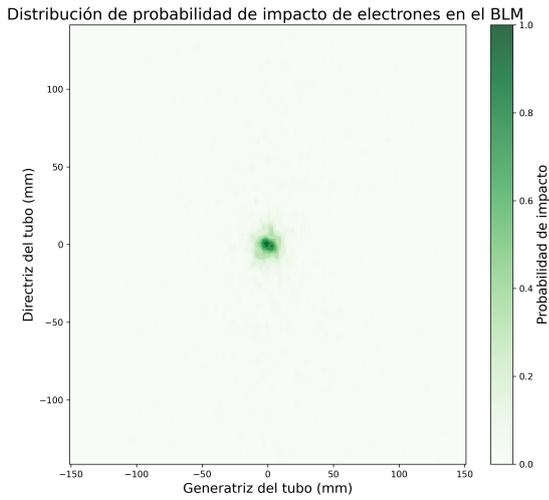
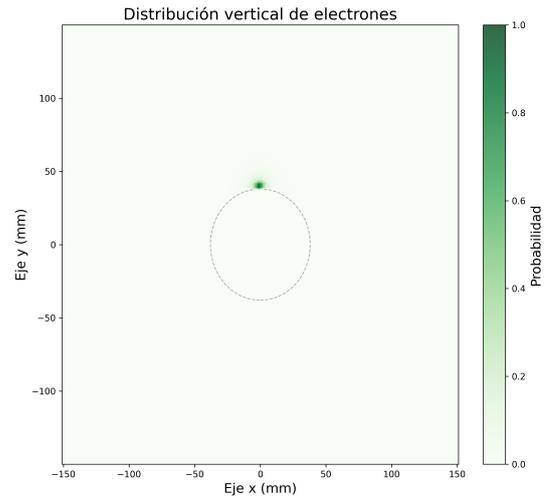


Figura B.17: El corte longitudinal para la distribución angular hace referencia a un corte siguiendo la generatriz del cilindro y el transversal para la distribución radial, siguiendo la directriz.

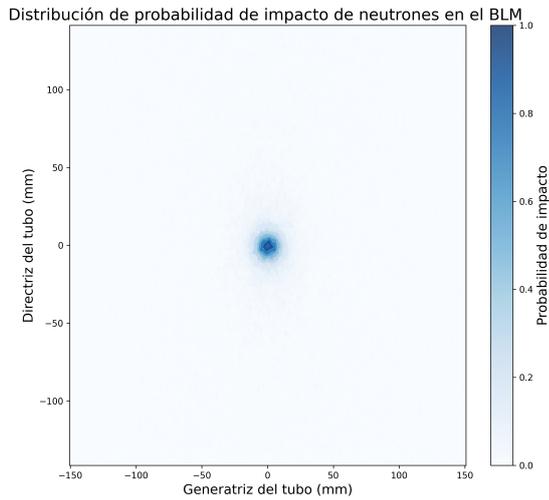


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos.

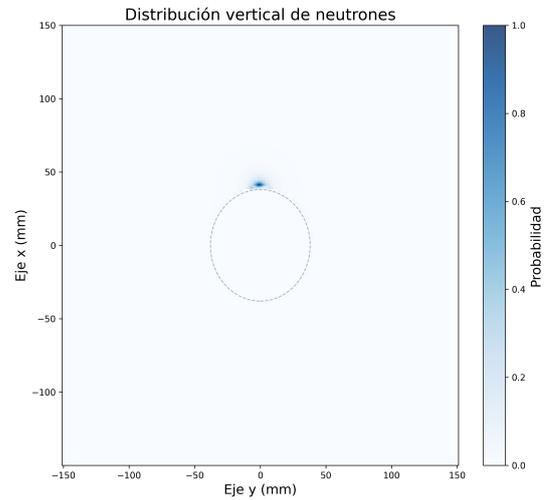


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.19: Localización de los electrones secundarios resultantes del impacto de protones de 10 MeV con 1.5mm de acero inoxidable.

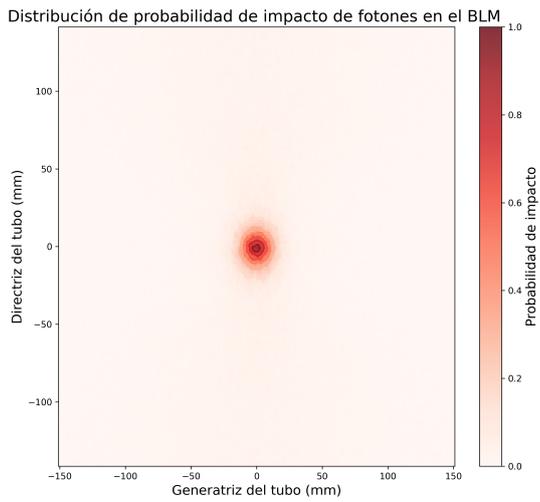


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos.

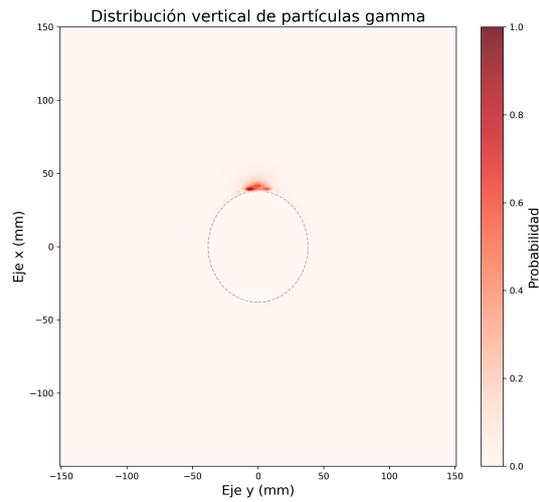


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.20: Localización de los neutrones secundarios resultantes del impacto de protones de 10 MeV con 1.5mm de acero inoxidable.

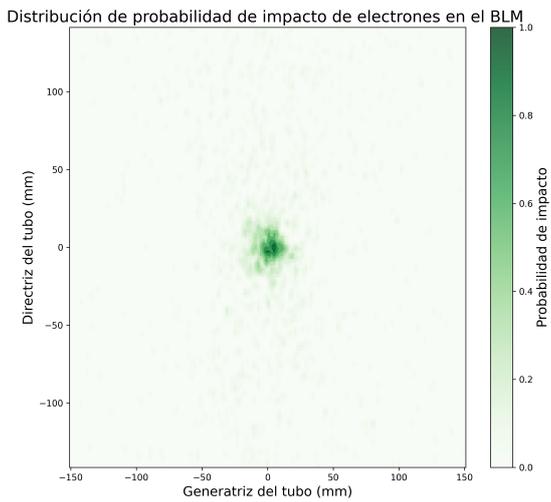


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos.

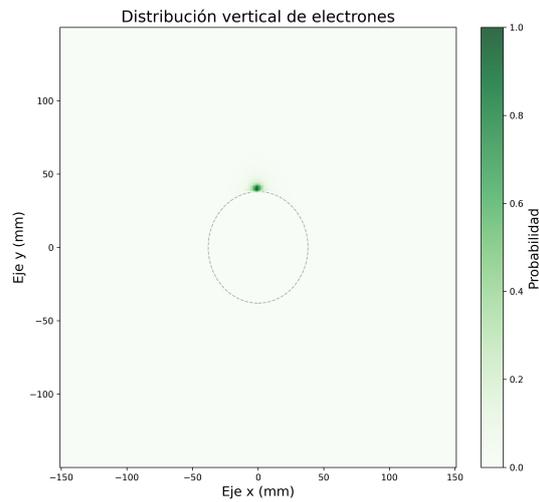


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.21: Localización de las partículas gamma secundarias resultantes del impacto de protones de 10 MeV con 4.5mm de cobre.

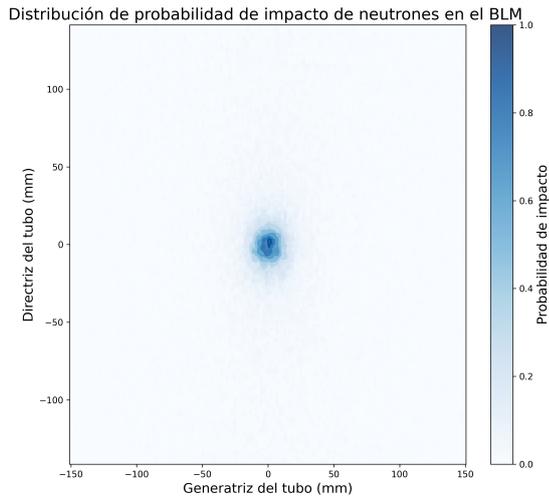


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos.

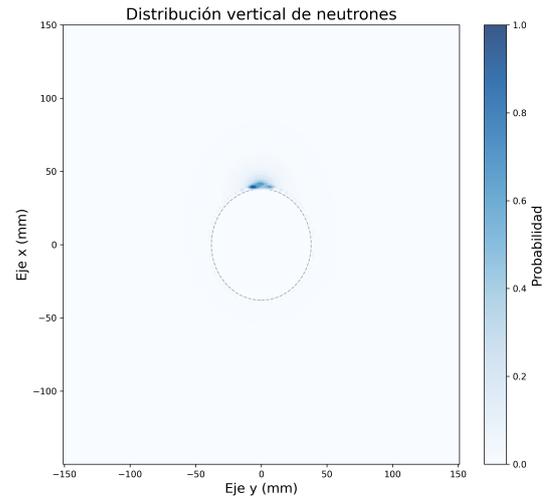


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.22: Localización de los electrones secundarios resultantes del impacto de protones de 10 MeV con 4.5mm de cobre.

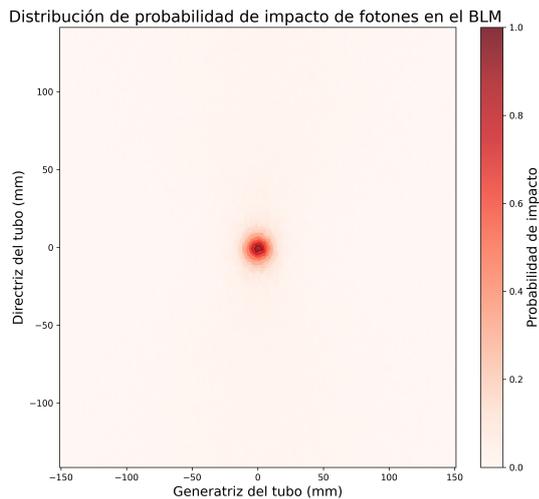


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos.

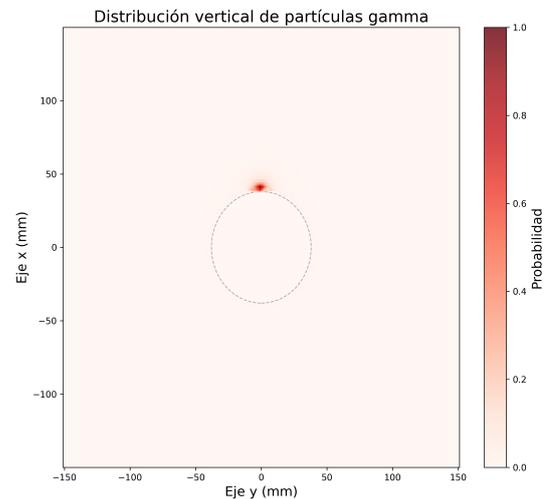


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.23: Localización de los neutrones secundarios resultantes del impacto de protones de 10 MeV con 4.5mm de cobre.

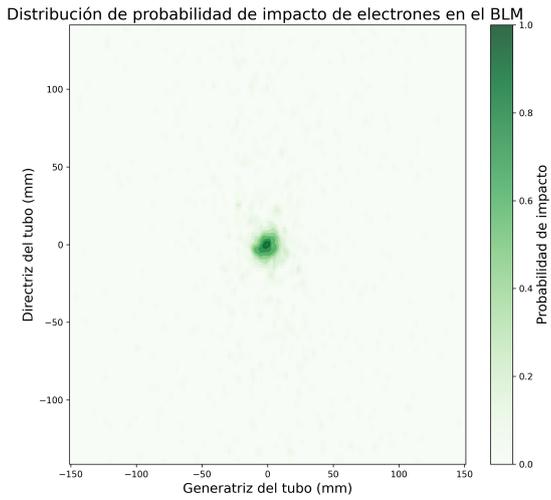


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos. Proyectoil y blanco

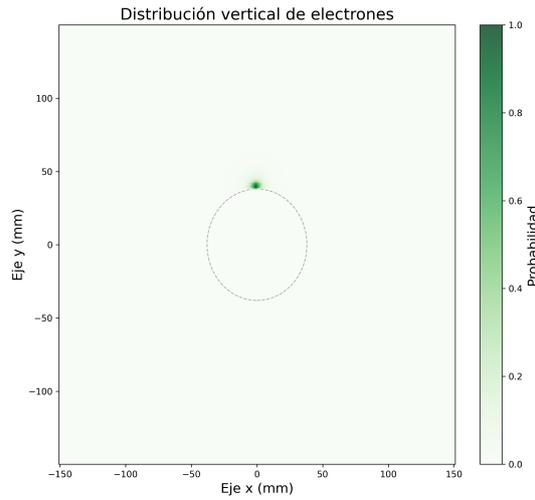


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.24: Localización de las partículas gamma secundarias resultantes del impacto de iones de carbono de 10 MeV/nucleón con 1.5mm de acero inoxidable.

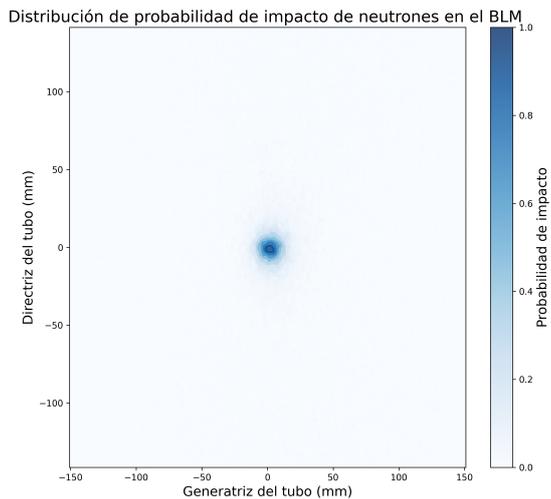


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos. Proyectoil y blanco

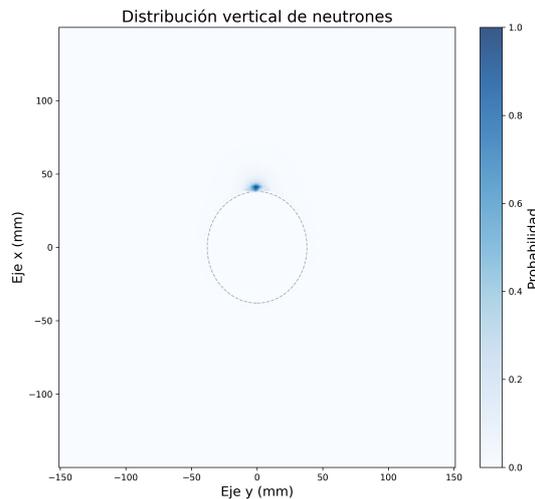


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.25: Localización de los electrones secundarios resultantes del impacto de iones de carbono de 10 MeV/nucleón con 1.5mm de acero inoxidable.

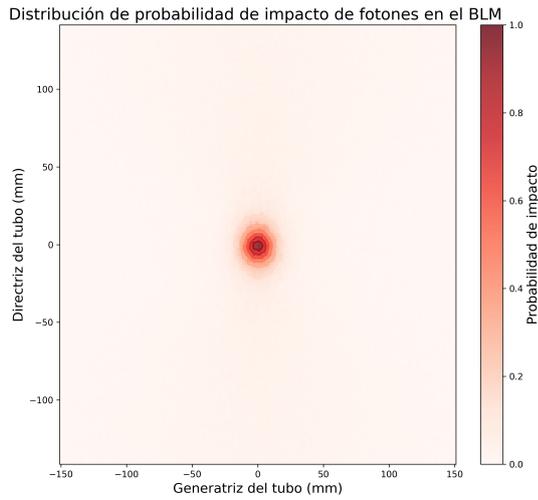


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos. Proyectoil y blanco

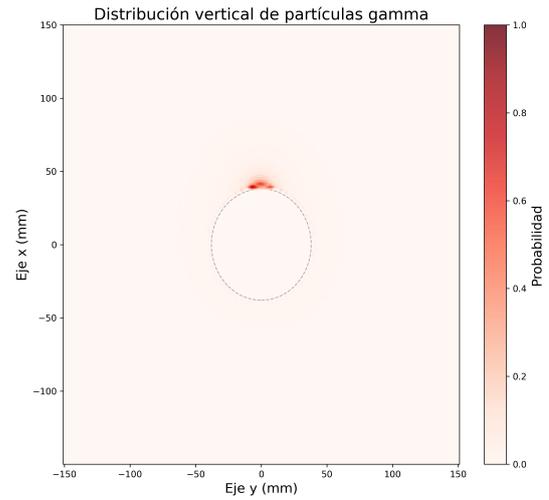


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.26: Localización de los neutrones secundarios resultantes del impacto de iones de carbono de 10 MeV/nucleón con 1.5mm de acero inoxidable.

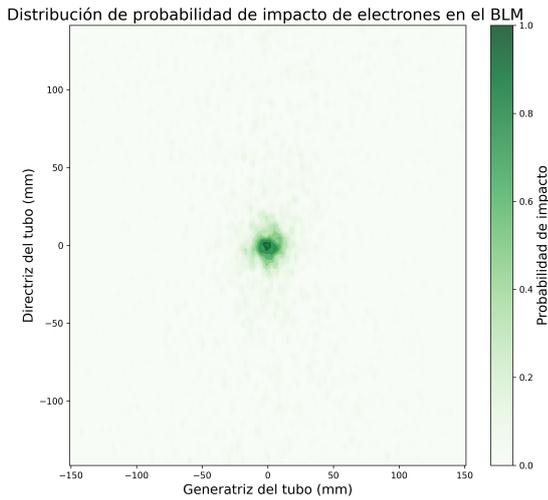


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos. Proyectoil y blanco

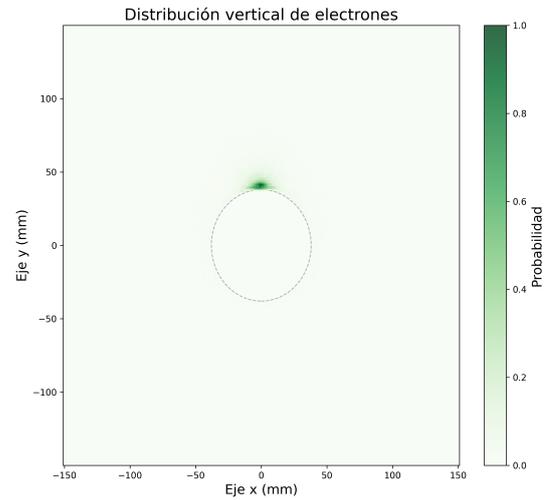


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.27: Localización de las partículas gamma secundarias resultantes del impacto de iones de carbono de 10 MeV/nucleón con 4.5mm de cobre.

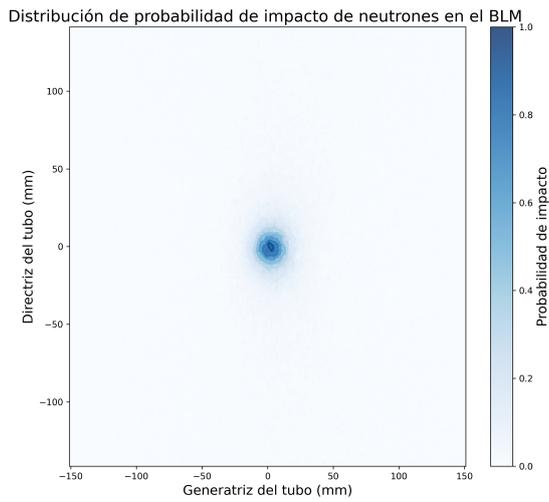


(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos. Proyectoil y blanco

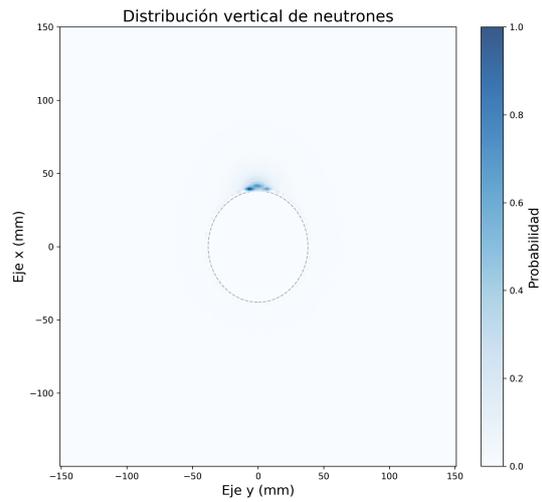


(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.28: Localización de los electrones secundarios resultantes del impacto de iones de carbono de 10 MeV/nucleón con 4.5mm de cobre.



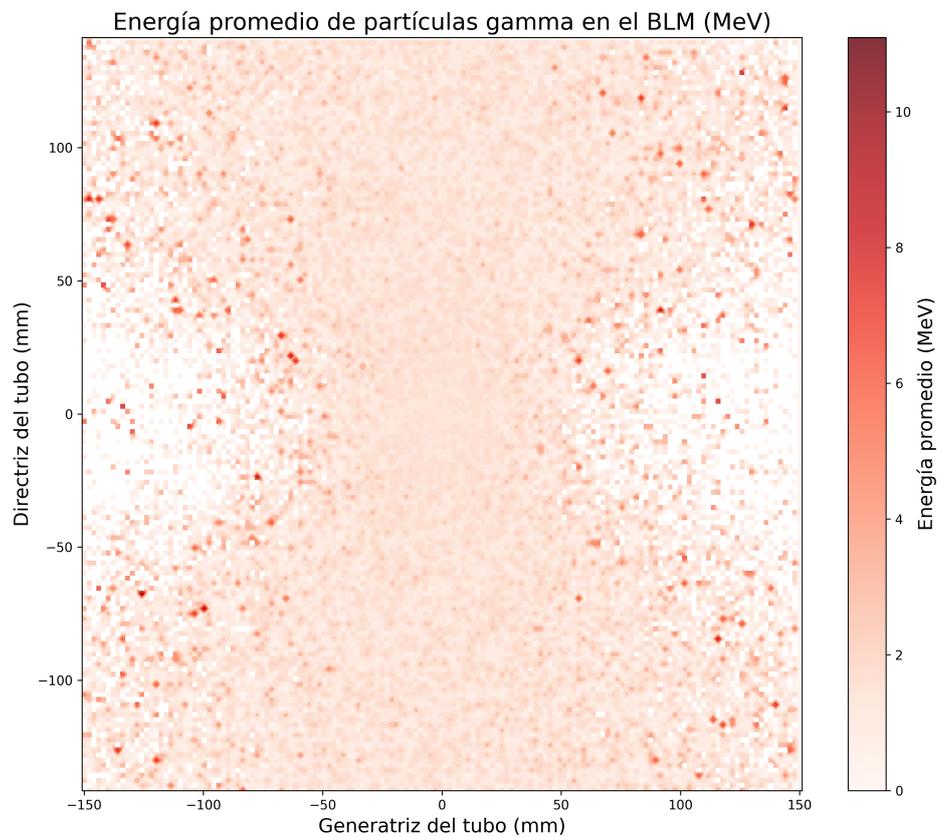
(a) Corte longitudinal del detector cilíndrico. Distribución angular de impactos. Proyectoil y blanco



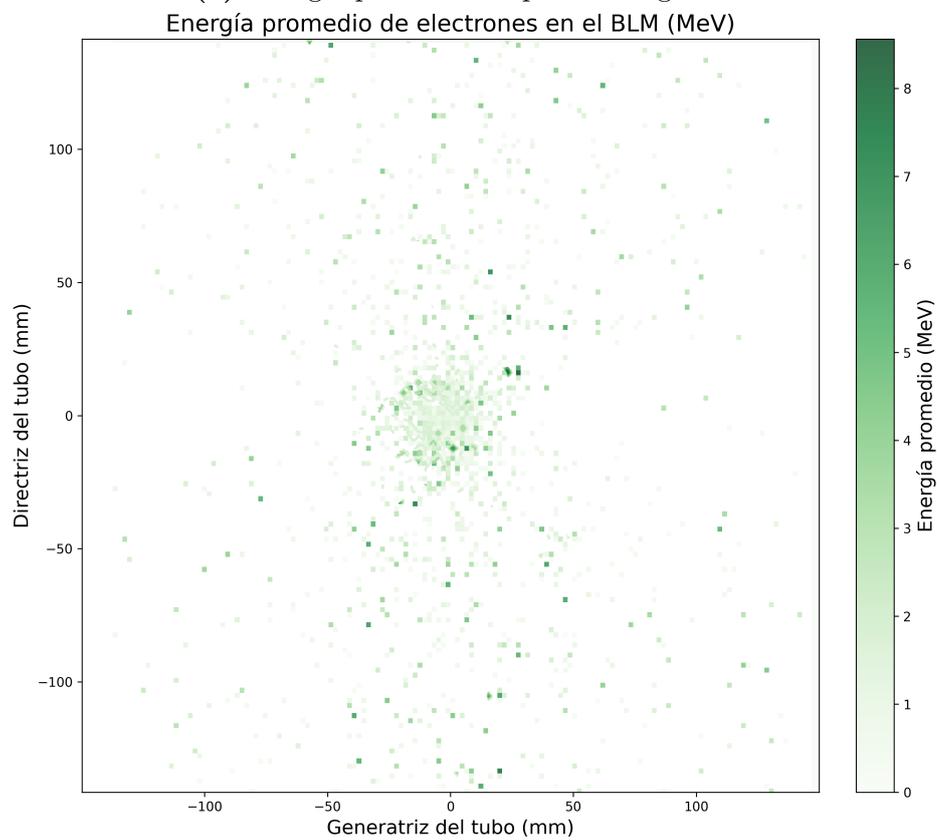
(b) Detector de distribución radial que corta el tubo de manera transversal. La circunferencia discontinua tiene 38 mm de radio y sirve de guía para ver mejor dónde se registran las partículas.

Figura B.29: Localización de los neutrones secundarios resultantes del impacto de iones de carbono de 10 MeV/nucleón con 4.5mm de cobre.

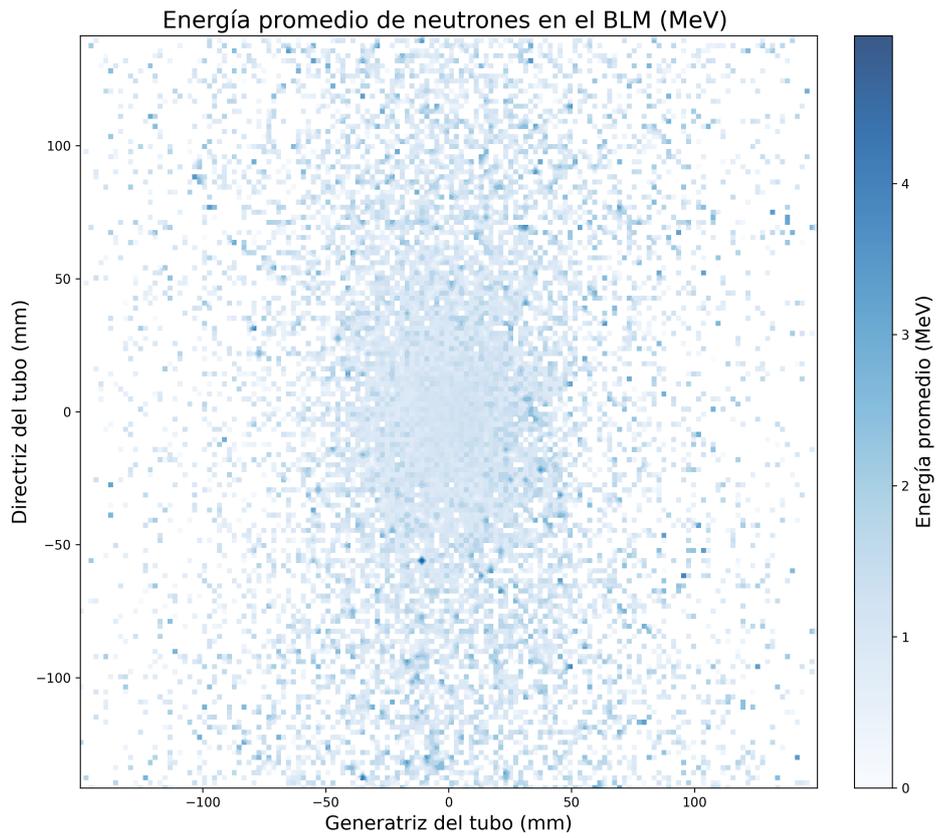
B.3. Distribución energía promedio



(a) Energía promedio de partículas gamma.

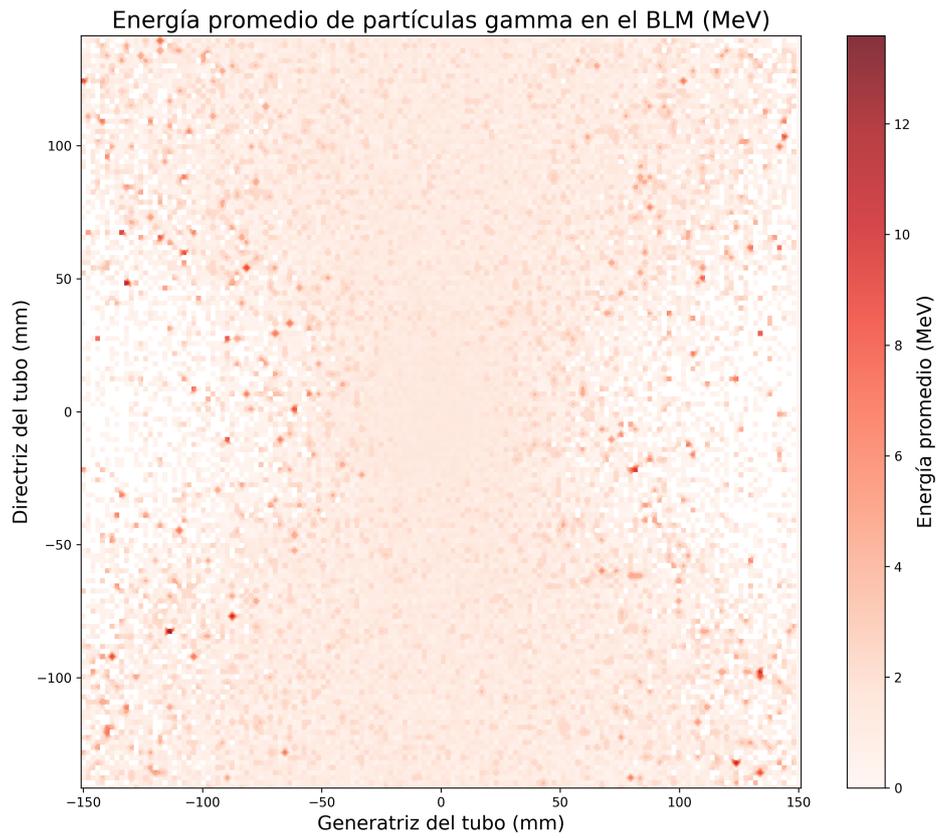


(b) Energía promedio de electrones.

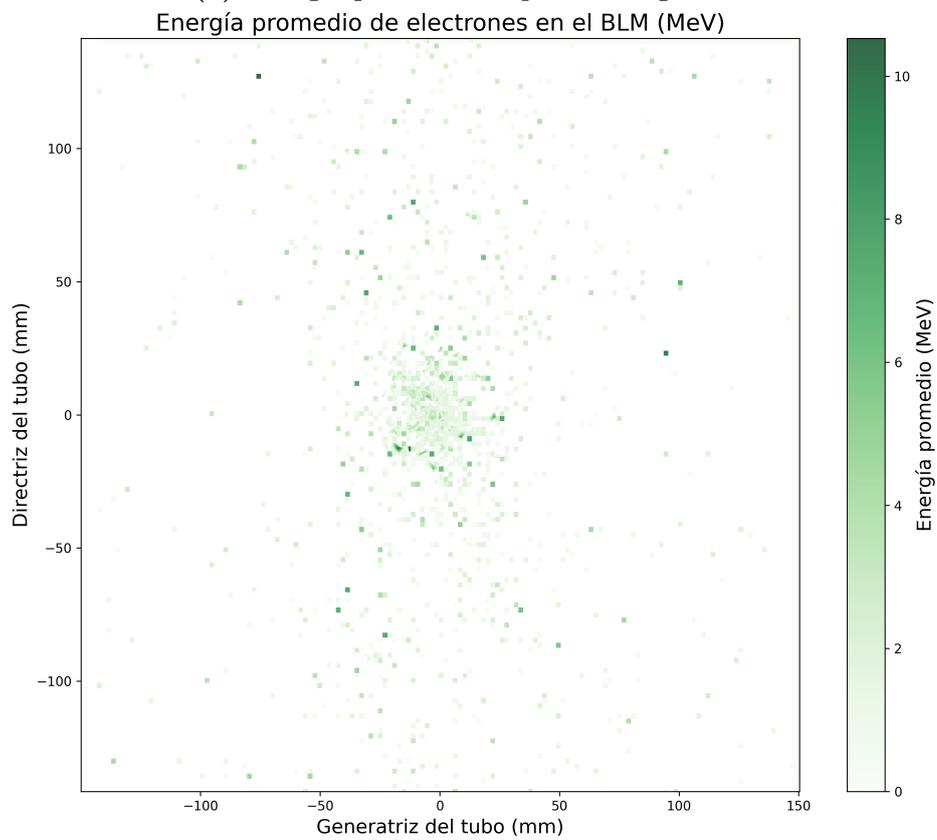


(c) Energía promedio de neutrones.

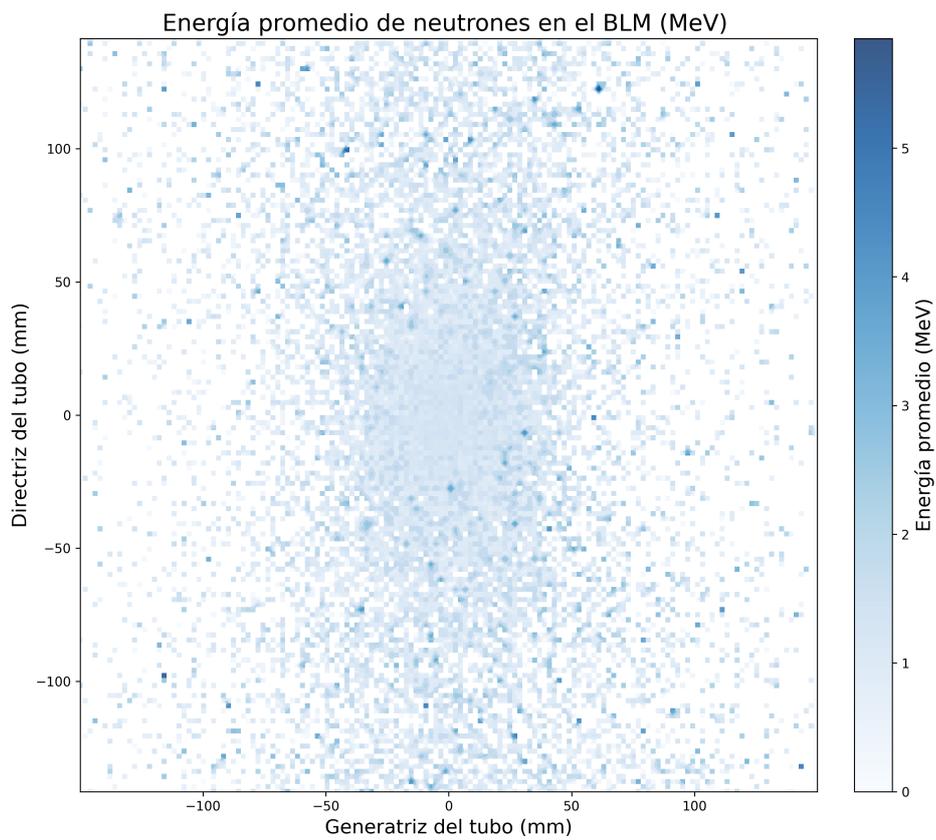
Figura B.30: Distribuciones energéticas resultantes de la colisión de 50 millones de protones a 10 MeV contra 1.5mm de acero inoxidable.



(a) Energía promedio de partículas gamma.

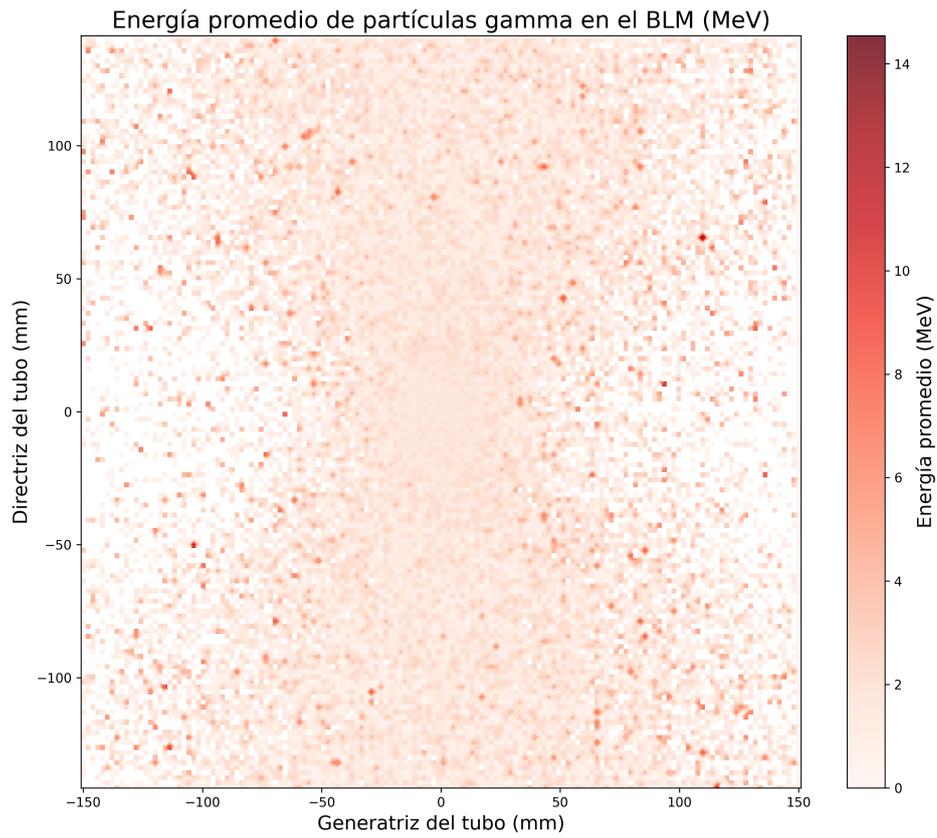


(b) Energía promedio de electrones.

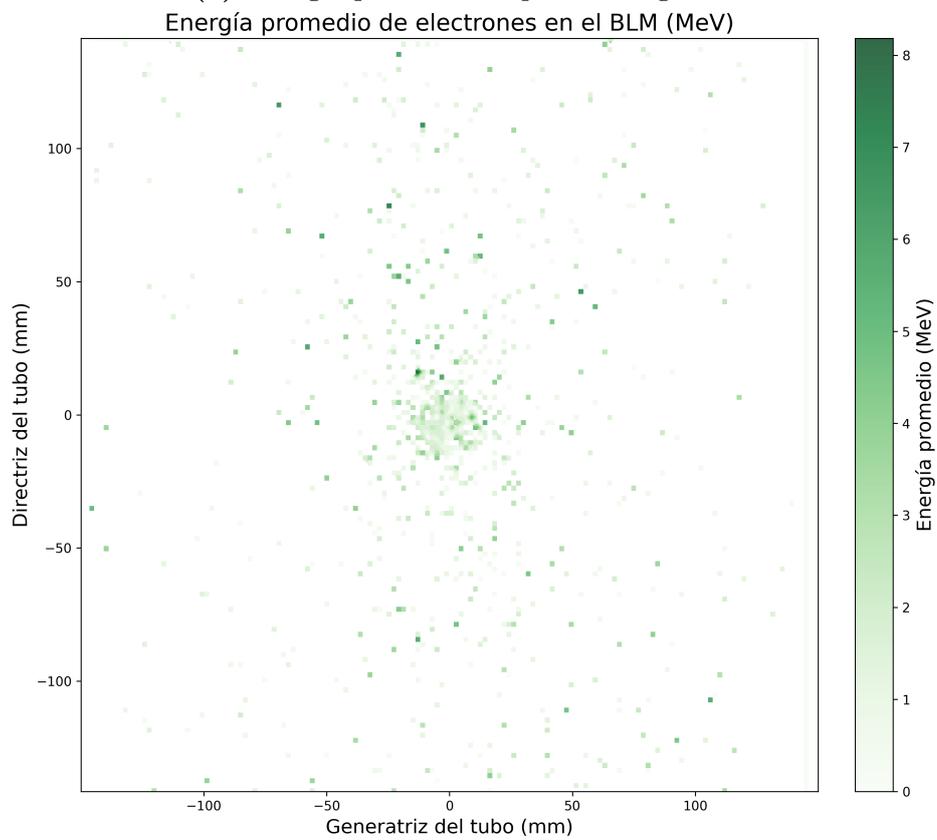


(c) Energía promedio de neutrones.

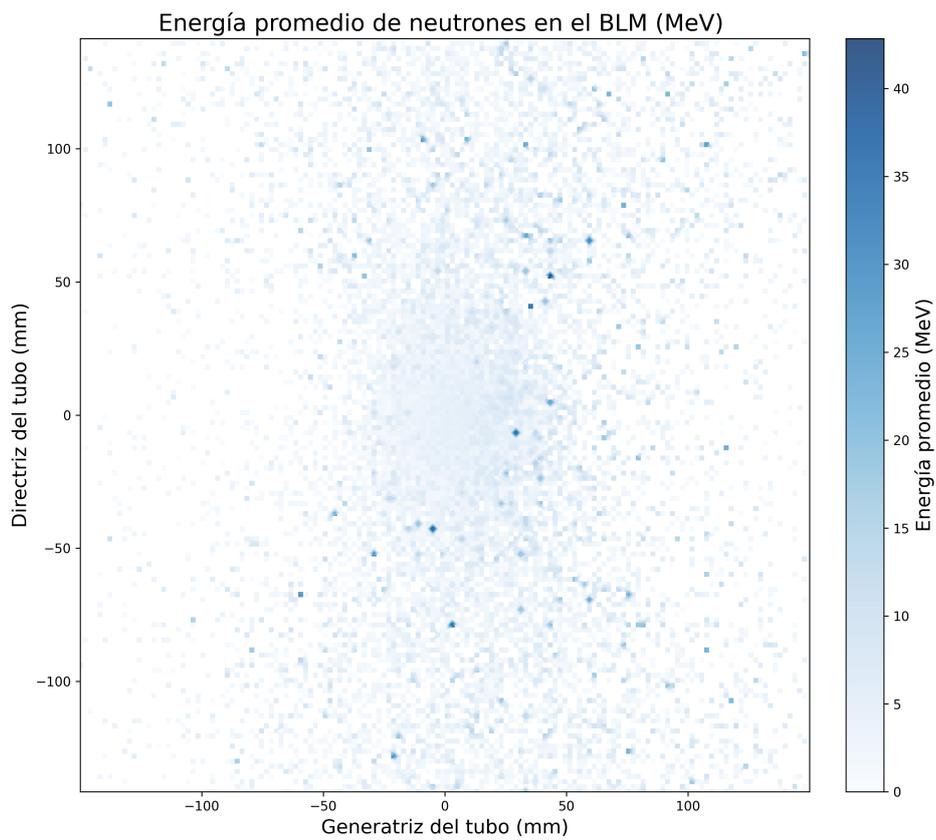
Figura B.31: Distribuciones energéticas resultantes de la colisión de 50 millones de protones a 10 MeV contra 4.5mm de cobre.



(a) Energía promedio de partículas gamma.

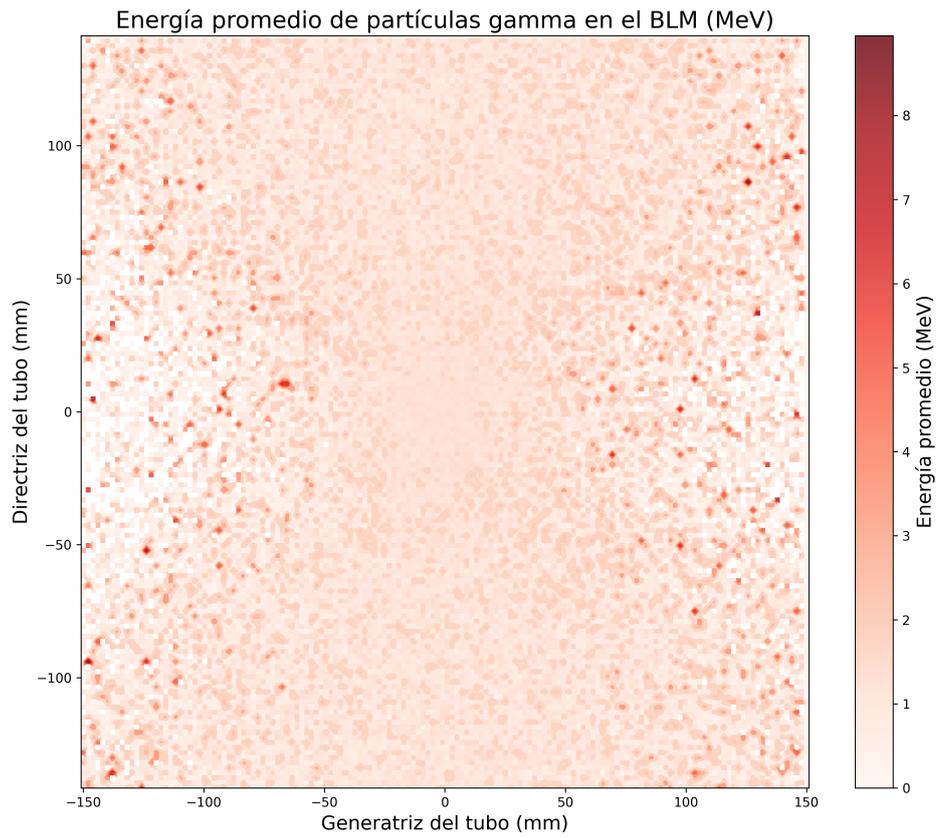


(b) Energía promedio de electrones.

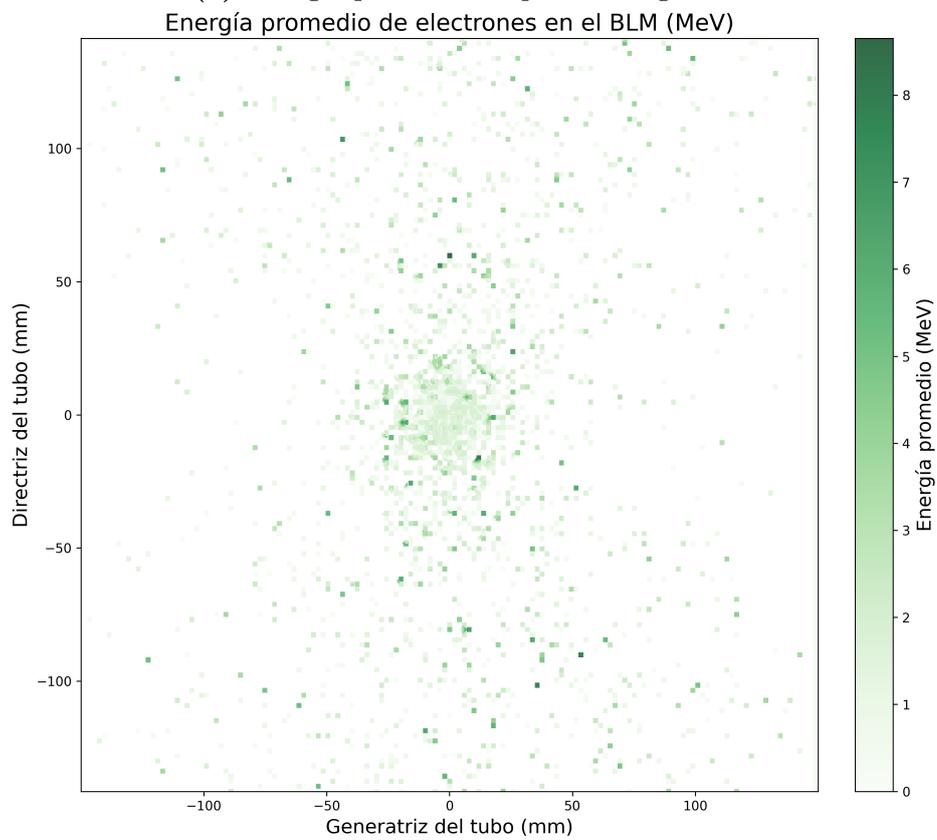


(c) Energía promedio de neutrones.

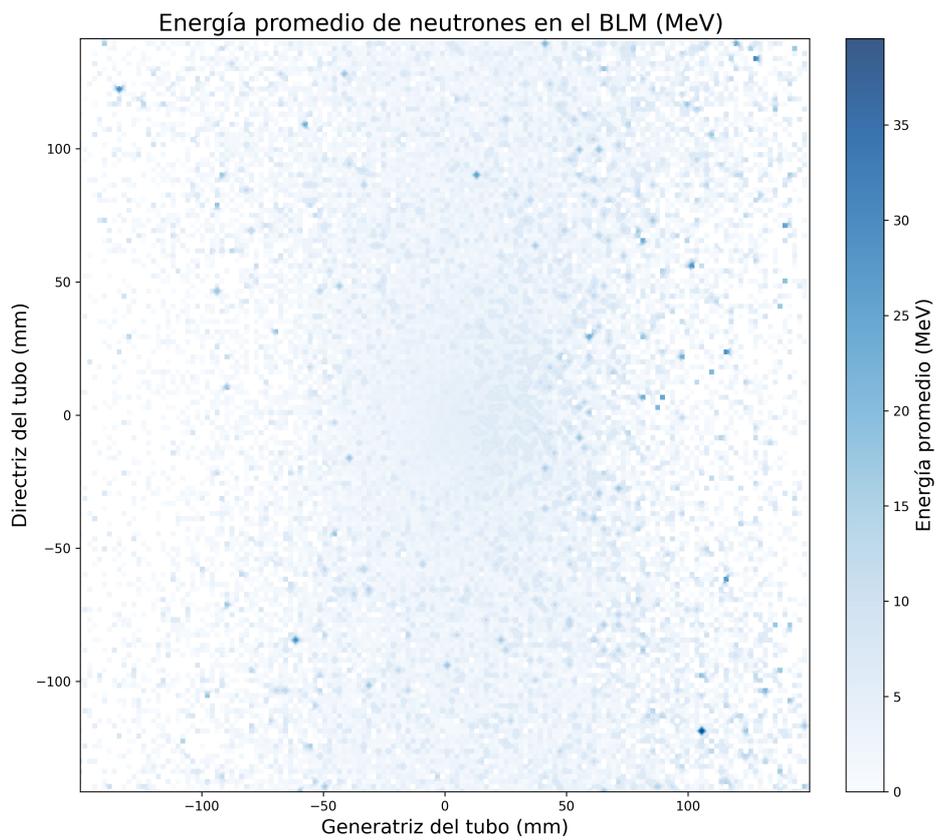
Figura B.32: Distribuciones energéticas resultantes de la colisión de 50 millones de iones de carbono a 10 MeV/nucleón contra 1.5mm de acero inoxidable.



(a) Energía promedio de partículas gamma.



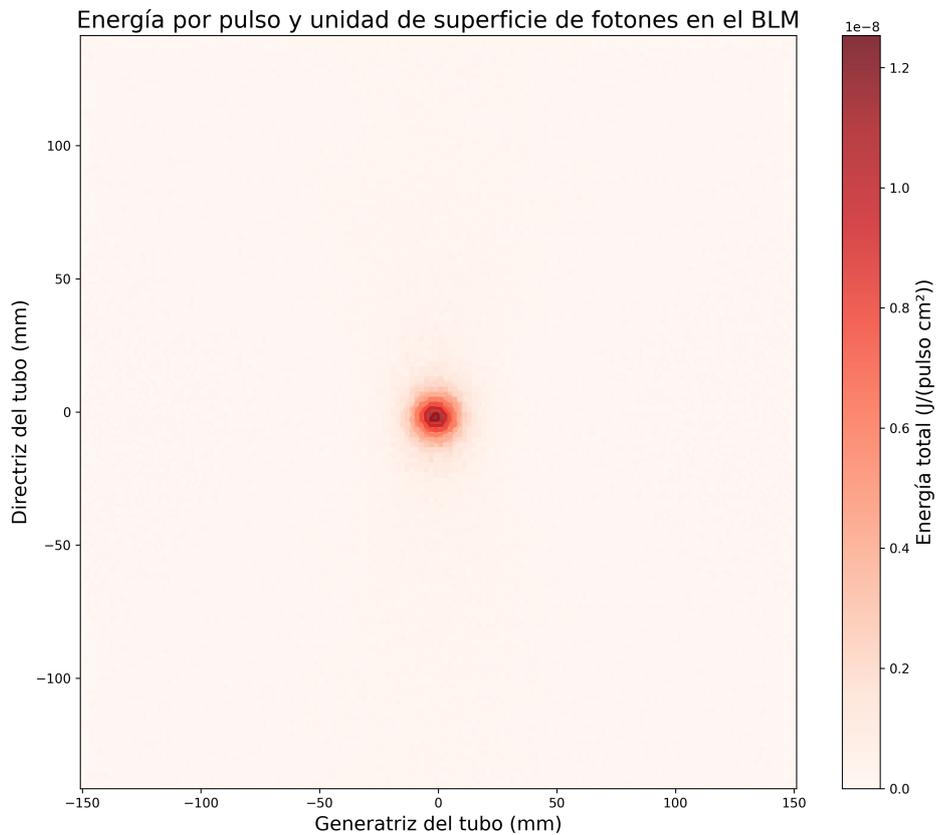
(b) Energía promedio de electrones.



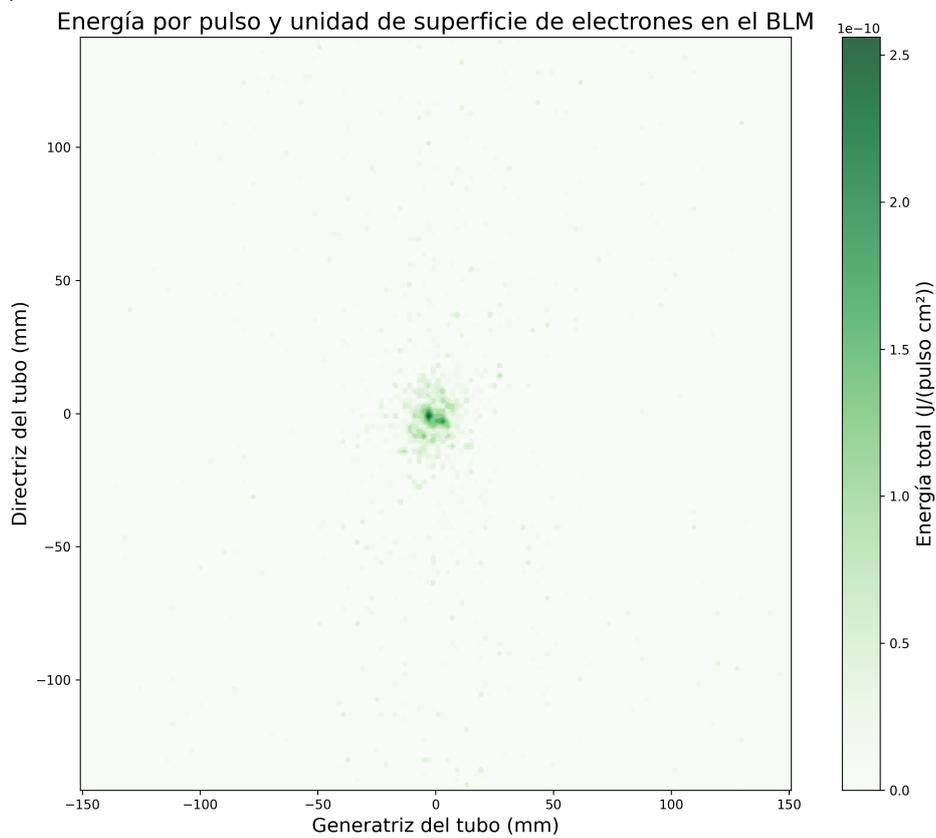
(c) Energía promedio de neutrones.

Figura B.33: Distribuciones energéticas resultantes de la colisión de 50 millones de protones a 10 MeV contra 4.5mm de cobre.

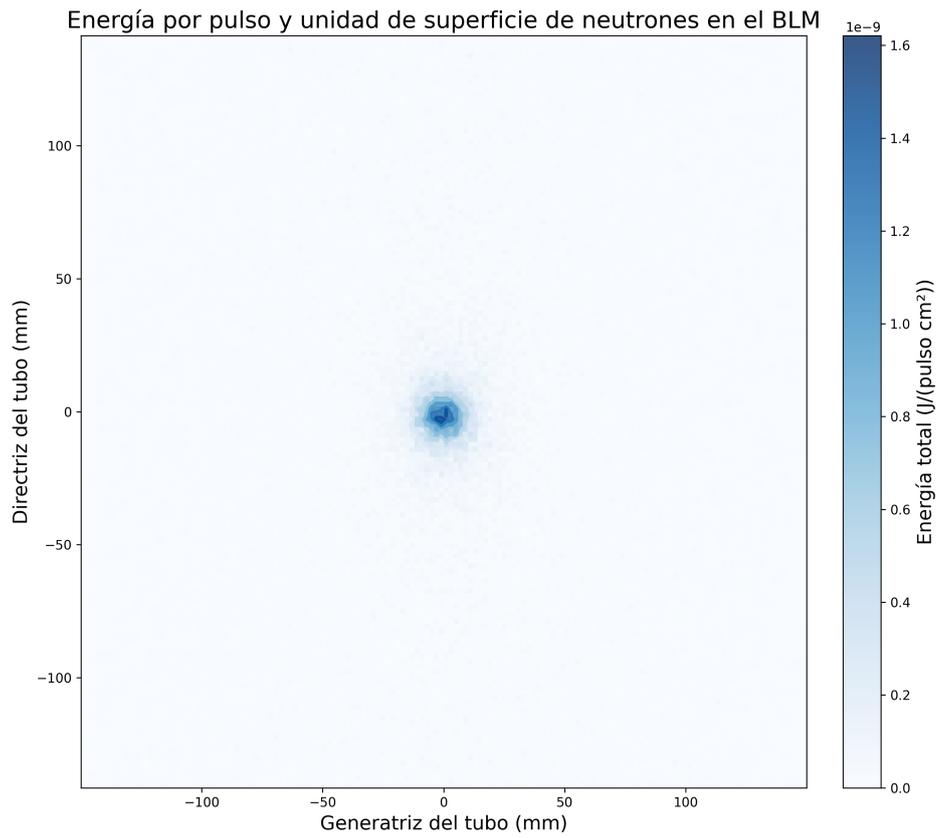
B.4. Energía total por unidad de área y pulso



(a) Energía total por unidad de superficie y pulso de los fotones secundarios.

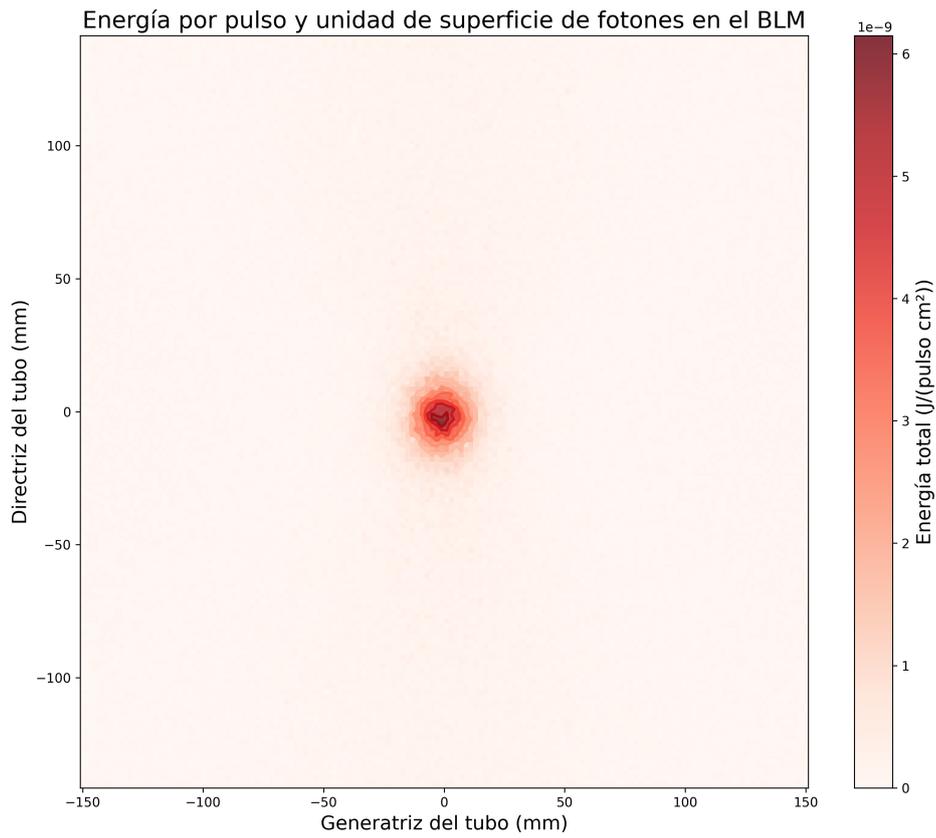


(b) Energía total por unidad de superficie y pulso de los electrones secundarios.

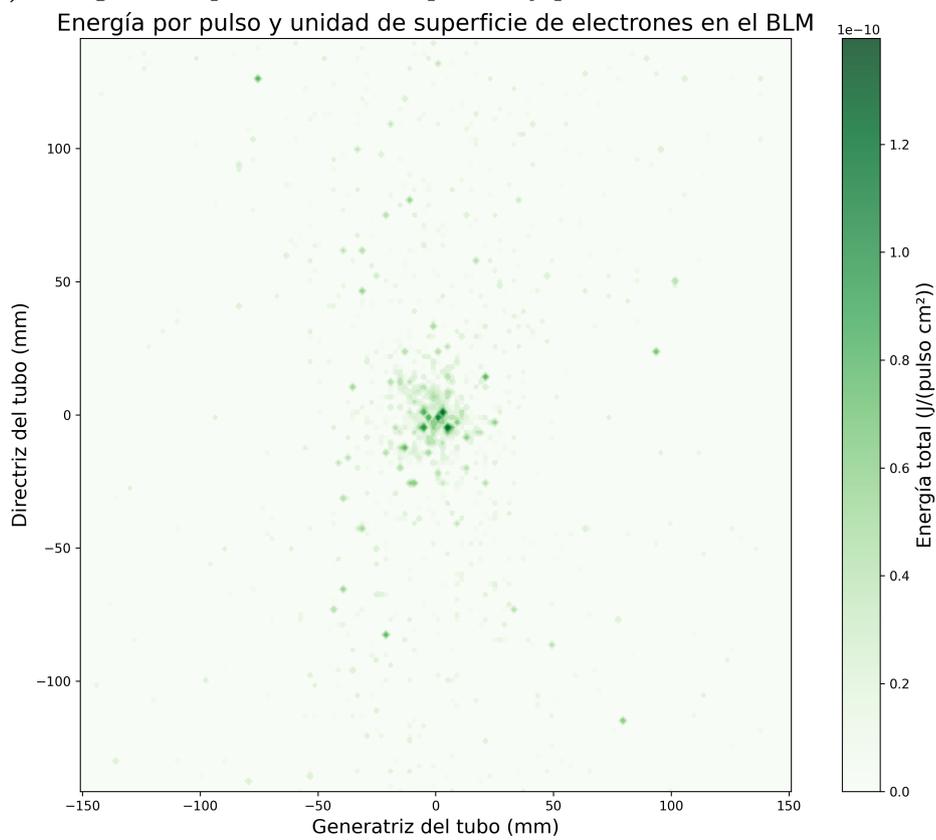


(c) Energía total por unidad de superficie y pulso de los neutrones secundarios.

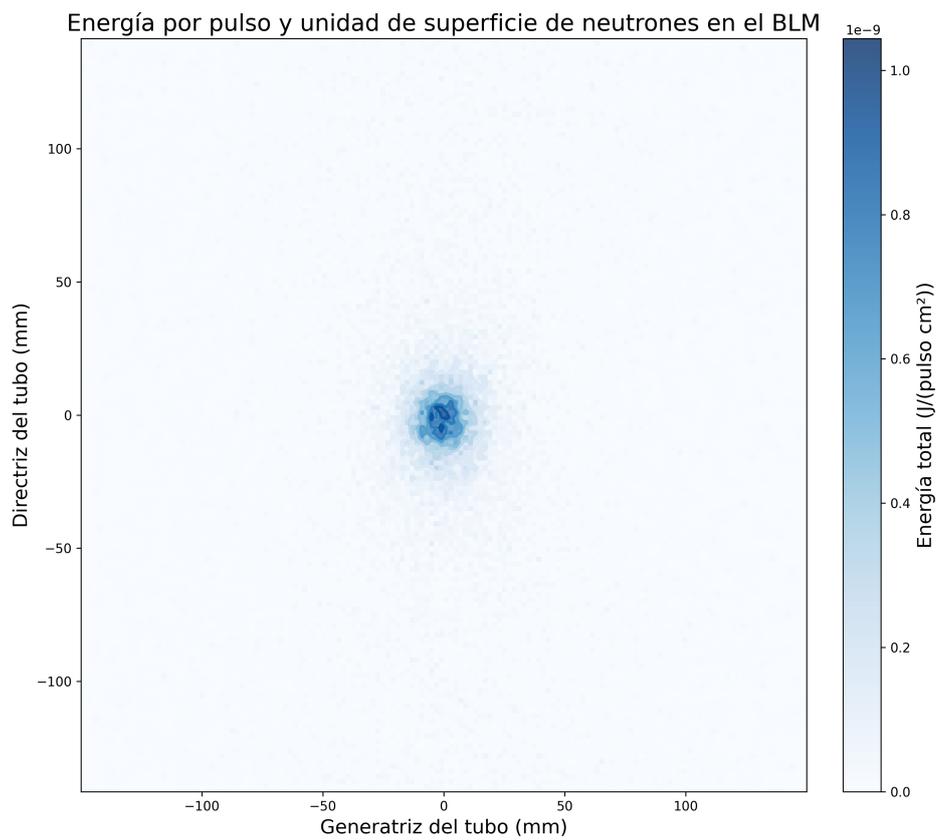
Figura B.34: Energía total por unidad de superficie y pulso resultantes de la colisión entre un haz de 100 millones de protones por pulso de 10 MeV en acero inoxidable de 1.5mm.



(a) Energía total por unidad de superficie y pulso de los fotones secundarios.

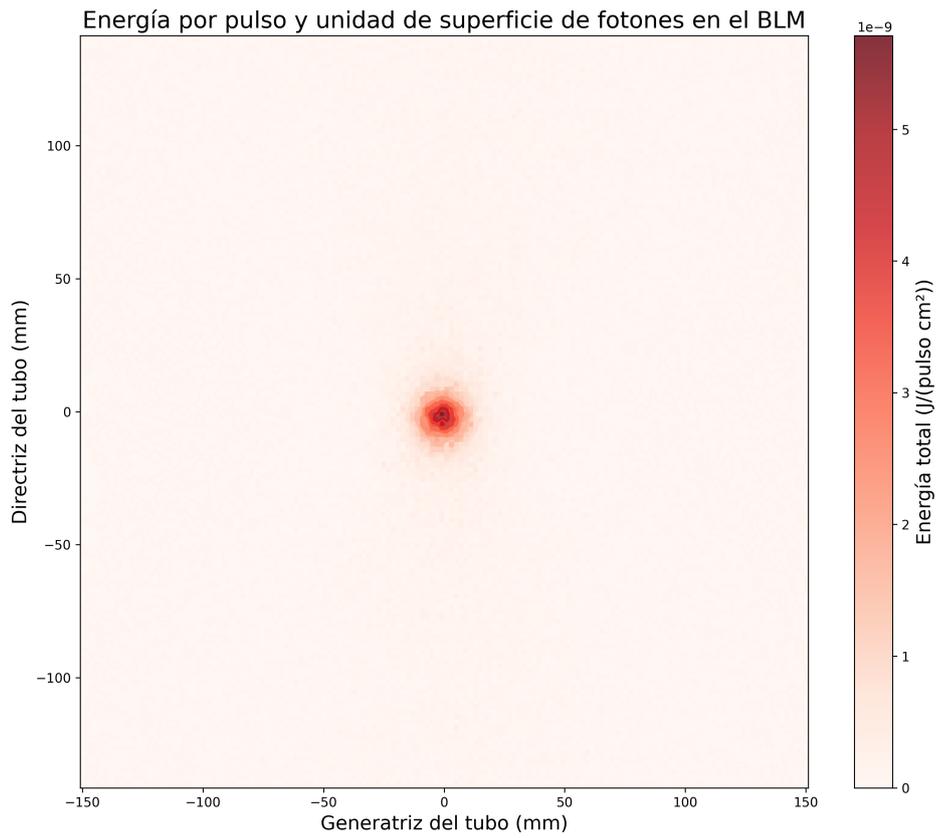


(b) Energía total por unidad de superficie y pulso de los electrones secundarios.

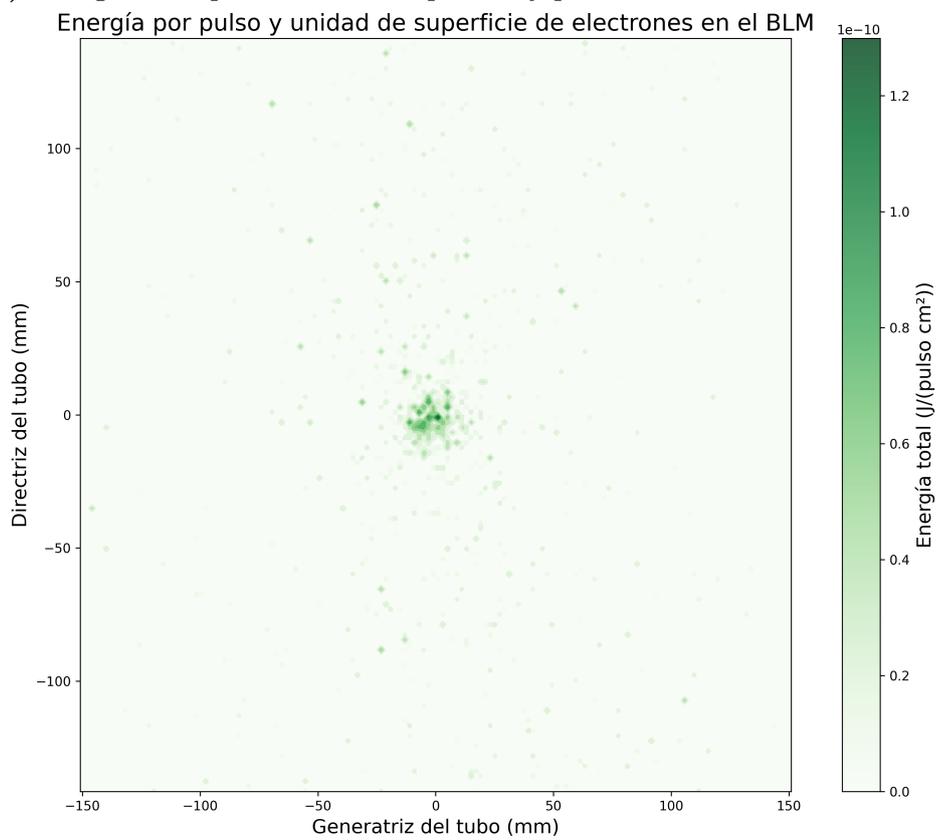


(c) Energía total por unidad de superficie y pulso de los neutrones secundarios.

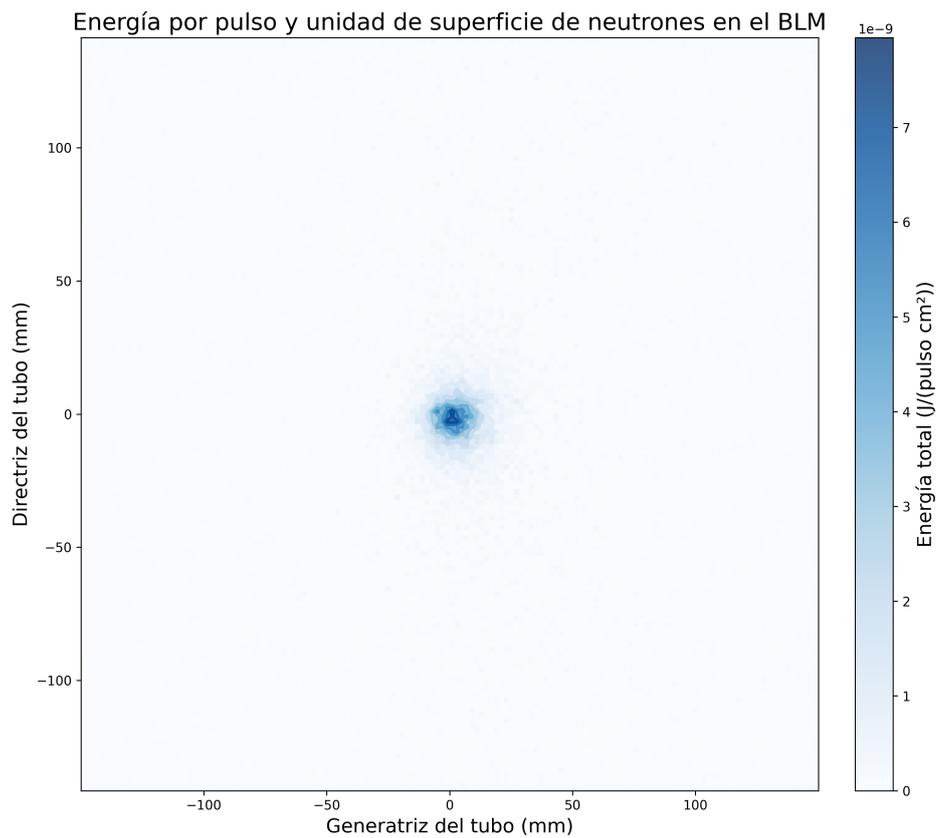
Figura B.35: Energía total por unidad de superficie y pulso resultantes de la colisión entre un haz de 100 millones de protones por pulso de 10 MeV en cobre de 4.5mm.



(a) Energía total por unidad de superficie y pulso de los fotones secundarios.

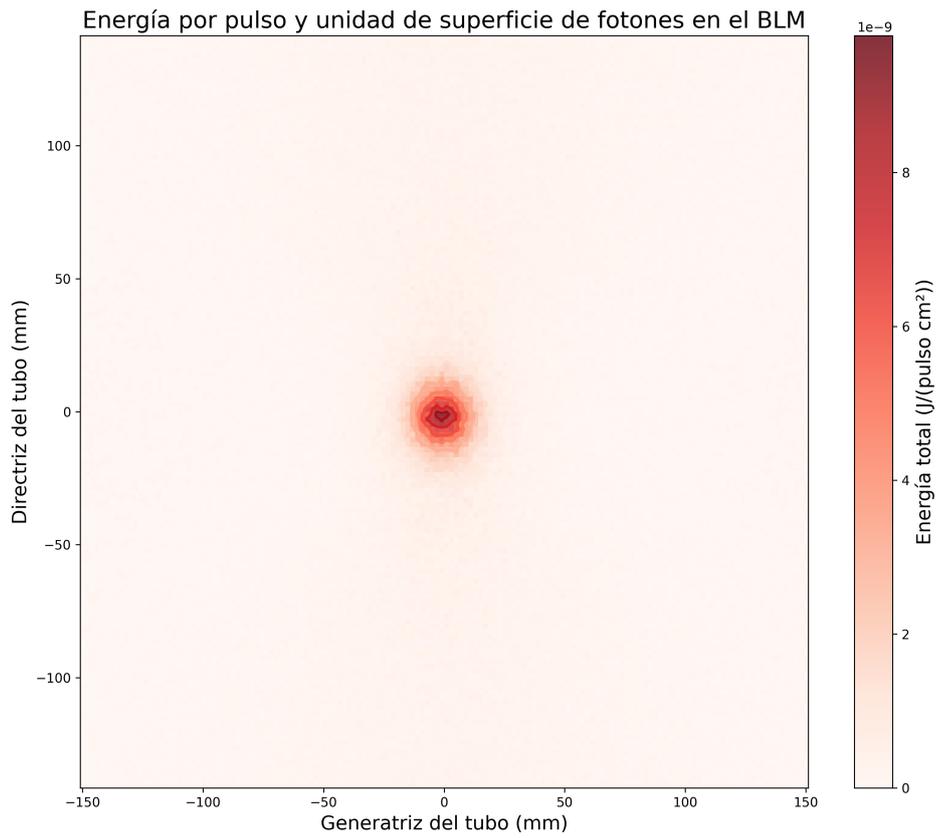


(b) Energía total por unidad de superficie y pulso de los electrones secundarios.

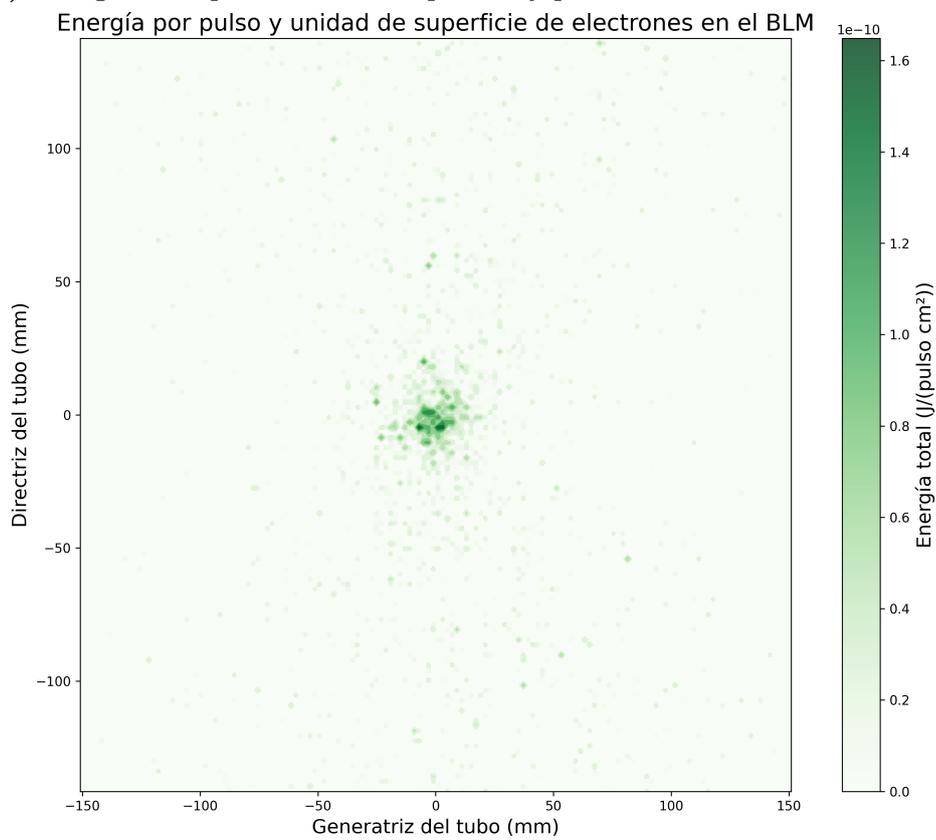


(c) Energía total por unidad de superficie y pulso de los neutrones secundarios.

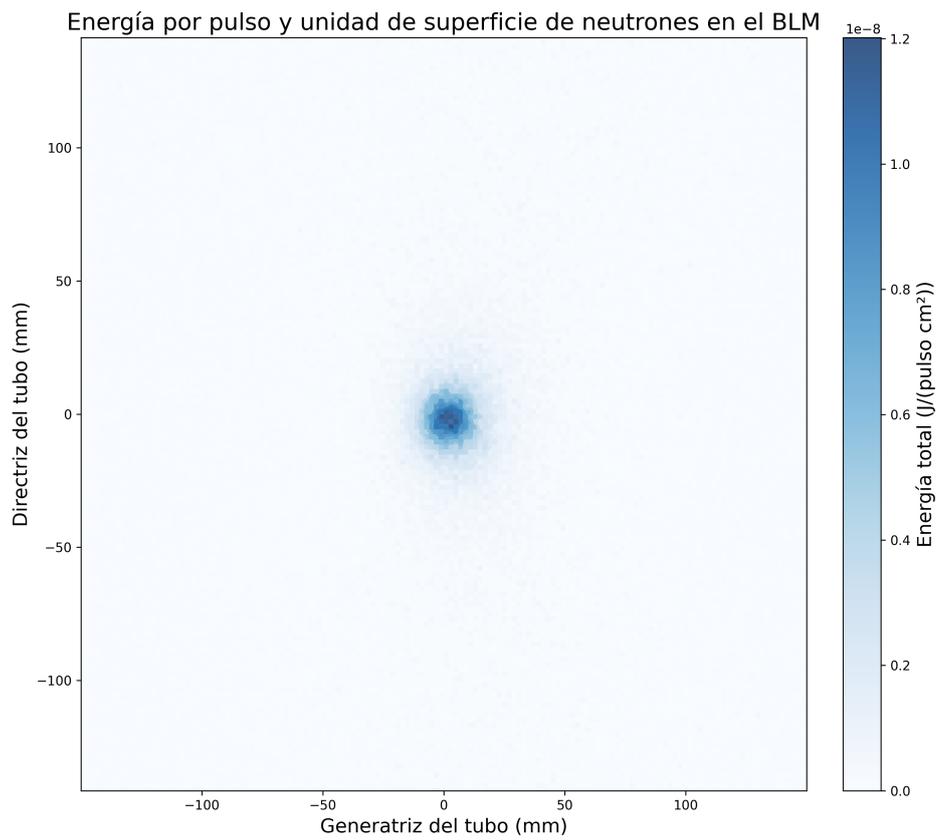
Figura B.36: Energía total por unidad de superficie y pulso resultantes de la colisión entre un haz de 100 millones de iones de carbono por pulso de 10 MeV en acero inoxidable de 1.5mm.



(a) Energía total por unidad de superficie y pulso de los fotones secundarios.



(b) Energía total por unidad de superficie y pulso de los electrones secundarios.



(c) Energía total por unidad de superficie y pulso de los neutrones secundarios.

Figura B.37: Energía total por unidad de superficie y pulso resultantes de la colisión entre un haz de 100 millones de iones de carbono por pulso de 10 MeV en cobre de 4.5mm.