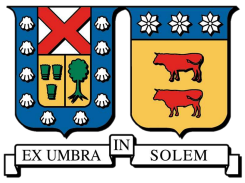


Universidad Técnica Federico Santa María

Caracterización del espectro de neutrones bajo 1 GeV en el experimento SHiP de CERN

Francisco Aguilar Carvajal

Profesor guía: Dr. Nicolás Viaux Maira
Universidad Técnica Federico Santa María

Profesor co-guía: Dr. Jaime Romero Barrientos
Comisión Chilena de Energía Nuclear

Miembros de la comisión:
Dr. Gonzalo Avaria
Universidad Técnica Federico Santa María
Dr. Jilberto Zamora
Universidad Andrés Bello

Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias, mención Física

27 de enero de 2026

CONSTANCIA DE VALIDACIÓN Y CONFIDENCIALIDAD DE MONOGRAFÍA A REPOSITORIO ACADÉMICO

1.- IDENTIFICACIÓN DEL TRABAJO ACADÉMICO

Tipo de monografía (marcar una opción): ☐ Memoria o trabajo de título ☒ Tesis de Postgrado

Título del trabajo: Caracterización del espectro de neutrones bajo 1 GeV en el experimento SHiP de CERN

Nombre del candidato(a): Francisco Alejandro Aguilar Carvajal

Carrera / Grado: Magíster en Ciencias, mención Física

Campus: San Joaquín **Departamento: Física**

2.- VALIDACIÓN DEL PROFESOR GUÍA/DIRECTOR DE TESIS

Yo, Nicolas Viaux Maira, en mi calidad de profesor(a) guía/director(a) del trabajo académico mencionado anteriormente **DEJO CONSTANCIA** que:

- He revisado esta versión del documento y corresponde a la versión final aprobada del trabajo.
- El trabajo cumple con los requisitos académicos y de formato establecidos por la institución.

3.- EVALUACIÓN DE CONFIDENCIALIDAD POR PROPIEDAD INDUSTRIAL (marcar una opción)

● El trabajo **NO contiene** información que amerite confidencialidad y puede ser publicado de inmediato en repositorio con acceso abierto.

☐ El trabajo **CONTIENE** información con potenciales implicancias de propiedad industrial o intelectual y requiere un periodo de confidencialidad (**embargo**) por **(marcar una opción)**:

☐ 6 meses ☐ 12 meses ☐ 2 años ☐ 3 años ☐ 5 años ☐ 10 años

Fundamentación de la necesidad de confidencialidad (obligatorio si se solicita embargo):

_____

_____

_____

4.- FIRMAS

Profesor(a) guía o director(a) de memoria o tesis:

Fecha: **Firma:** _____

Estudiante o Candidato(a):

Fecha: 27/01/2026 **Firma:** _____

Este formulario debe ser insertado como página 2 de la memoria o tesis, completado y firmado por estudiante y profesor(a) antes de la entrega en portal PRISMA de Biblioteca USM.

Agradecimientos

Es difícil ser agradecido con todas las personas que estuvieron a mi alrededor durante estos últimos dos años y que contribuyeron con su presencia a este trabajo. Sin embargo, comienzo por agradecer a mi (co)director de tesis; Jaime, has sido el responsable de impulsar mi crecimiento académico, sin dudas. Tu soporte como director provocó en mí el deseo de profundizar en mi conocimiento, buscar más allá, desarrollar herramientas que creí nunca estuviesen a mi altura y, de no ser por tu dirección, mi desempeño en esto se hubiese visto mermado. Agradezco al profe Nicolás por aceptarme como alumno durante el transcurso de esta investigación; sus consejos y visión sobre el futuro son de gran relevancia para mí y los tendré presentes mientras continúo en esto.

Gracias al CEFNEN por aceptarme y su apoyo incondicional en cada asunto durante los últimos dos años. Jaime, Pablo, Francisco, Marcelo y Franco; el compartir experiencias con ustedes, tanto en el casino durante el almuerzo, en la Copec de Río Tranquilo o la cabaña de Guadal corresponden a vivencias únicas durante mi desarrollo. Inmensamente agradecido de este laboratorio.

También, es totalmente necesario el agradecer todo el soporte y ayuda brindada por el Dr. Yury Ivanov por su ayuda durante el desarrollo de las simulaciones en el Clúster de SAPHIR, a los profesores del Departamento de Física de la USM y, en especial, al Dr. Diego Aristizábal: *Normalizar por uno mismo.*

Esta tesis fue posible gracias al apoyo del Proyecto FONDECYT Iniciación 11240321 del Dr. Jaime Romero Barrientos, del Programa de Iniciativa Científica ANID - Milenio ICN2019_044 a través del Instituto Milenio SAPHIR, y del Proyecto FONDECYT Regular 1211131 del Dr. Gonzalo Avaria. Gracias a su ayuda fue posible desenvolverme durante el transcurso del programa.

Y bueno, mi familia es lo más importante para mí. Nombrarlos a todos no tiene caso. Los amo.

Resumen

El experimento SHiP (*Search for Hidden Particles*) propone la exploración del Sector Oculto (*Hidden Sector*) mediante la detección de productos de desintegración de partículas de interacción débil. Para ello, se depositarán protones de 400 GeV provenientes del *Super Proton Synchroton* (SPS) de CERN sobre un blanco de alta densidad y alto número atómico. Esta colisión dará origen a un intenso flujo de partículas secundarias, entre ellas neutrones, las cuales inducen ruido de fondo potencialmente capaz de interferir con las mediciones en los detectores de SHiP. El presente trabajo presenta un estudio detallado de la población de neutrones de baja energía (bajo 1 GeV) cuya presencia es capaz de provocar falsos positivos en las señales de partículas del sector oculto. A través de simulaciones Monte Carlo utilizando el código FLUKA, se caracterizó la presencia de neutrones en áreas sensibles del experimento. Los resultados permitieron identificar las zonas de mayor carga radiativa y evaluar una estrategia de mitigación de fondo de neutrones como el uso de blindajes borados, logrando una reducción del fondo inducido en las regiones fiduciales de detección.

Índice general

Introducción **1**

1. Marco Teórico **5**

1.1. Límites del Modelo Estándar 5

1.1.1. El Modelo Estándar de las partículas elementales. 5

1.1.2. Éxitos y validaciones experimentales 8

1.1.3. Limitaciones y fenómenos no explicados 9

1.2. Situación Experimental en Física de Altas Energías 10

1.2.1. La formulación de una Estrategia de Exploración Global 10

1.2.2. Exploración experimental del Modelo Estándar 10

1.2.3. La *Intensity Frontier* y la motivación del experimento SHiP 11

1.2.4. Sectores objetivo a explorar en SHiP 12

1.3. Método Monte Carlo 16

1.3.1. Motivación del uso de simulaciones 16

1.3.2. Principios del método Monte Carlo 17

1.3.3. Códigos de simulación en física de Partículas 18

1.3.4. El código FLUKA 20

1.3.5. Relevancia para SHiP 22

1.3.6. Magnitudes Físicas Fundamentales 22

1.4. Técnicas de Reducción de Varianza 23

1.4.1. Implementación de *Biasing* en simulaciones Monte Carlo 24

1.4.2. Segmentación de regiones 24

1.5. Neutrones 26

1.5.1. Definición y propiedades básicas 27

1.5.2. Producción de neutrones 28

1.5.3. Interacciones con la materia 28

1.5.4. Relevancia en SHiP 31

2. Experimento SHiP **33**

2.1. Panorama del experimento. 33

2.2. Componentes de SHiP 35
2.2.1. *Beam Target* 35
2.2.2. *Muon Shielding* 36
2.2.3. *Scattering and Neutrino Detector* 37
2.2.4. *Hidden Sector Decay Spectrometer* 39

3. Metodología **43**
3.1. Uso del código FLUKA e Implementación 43
3.1.1. Flair 45
3.1.2. FairSHiP 45
3.1.3. FairSHiP - Geant4 - FLUKA 46
3.2. Implementación geométrica de SHiP en FLUKA 47
3.2.1. Implementación de la Caverna y Ambiente experimental 47
3.2.2. *Beam Target* 48
3.2.3. *Muon Shield* 49
3.2.4. SND 49
3.2.5. *Decay Volume* 50
3.3. Definición de Materiales 52
3.3.1. Materiales de la Biblioteca Estándar 53
3.3.2. Materiales Definidos por el Usuario 53
3.4. Fuente inicial de protones 53
3.5. Definición de Detectores y *Scorings* 54
3.5.1. Estimadores de Superficie (*Boundary Crossing*) 55
3.5.2. Estimadores Volumétricos y de Malla (*Mesh-based*) 55
3.5.3. Estrategia de Regiones Fiduciarias 56
3.5.4. Subrutina mgdraw.f 56
3.6. Verificaciones 57
3.6.1. Depuración geométrica 57
3.6.2. Análisis del Balance Energético y *Missing Energy* 58
3.6.3. Control de cantidades observadas a través de *scorings* 59
3.7. Aplicación de *biasing* 59
3.7.1. Segmentación del *Hadron Stopper* 60
3.8. Regiones de Interés en el experimento 60
3.9. Simulaciones realizadas 63
3.9.1. Caracterización de fuente en geometría reducida 63
3.9.2. Transporte en Geometría Completa 63
3.9.3. Estrategia de Mitigación con Concreto Borado 64
3.9.4. Recursos computacionales 64
3.10. Limitaciones de este estudio 65

3.10.1. Aproximaciones Geométricas y Campos magnéticos 66
3.10.2. Simplificación de la geometría de detectores 66
3.10.3. Representatividad Estadística y Normalización 67

4. Resultados **69**
4.1. Simulación 0: Resultados preliminares sobre la población de neutrones en los alrededores del *Hadron Stopper* 71
4.1.1. Escape de neutrones en superficies normales al haz primario 71
4.2. Resultados de la implementación de estrategias de *Biasing* 72
4.3. Resultados de la Simulación I: Modelado del blanco y *Hadron Stopper* dentro de la Caverna en una geometría reducida 74
4.3.1. Medición de flujo en zona *Upstream Target* 74
4.3.2. Datos genealógicos obtenidos mediante `mgdraw.f` 75
4.3.3. Medición de flujo en zona *Downstream Target* 78
4.3.4. Medición de flujo en zona *Downstream Hadron Stopper* 79
4.3.5. Flujo total (Φ_{INT}) en las zonas de *Scoring* 80
4.4. Resultados de la Simulación II: Modelado de la geometría completa 83
4.4.1. Flujo de neutrones en zona *Middle Muon Shield* 83
4.4.2. Flujo de neutrones en zona *Downstream Muon Shielding* 85
4.4.3. Flujo de neutrones en zona *Upstream Decay Volume* 87
4.4.4. Flujo de neutrones en zona *Downstream Decay Volume* 89
4.4.5. Flujo integrado (Φ_{INT}) en zonas descritas 91
4.4.6. Flujo de neutrones en las paredes de la caverna 92
4.4.7. Flujo Integrado (Φ_{INT}) interior de la Caverna 94
4.5. Simulación III: Estrategias de blindaje en los alrededores de la caverna . . 96
4.5.1. Impacto en el Régimen Térmico 96
4.5.2. Impacto en el Régimen Epitérmico 97
4.5.3. Impacto en el Régimen Rápido 98
4.5.4. Flujo Total (Φ_{INT}) con mitigación implementada 99
4.5.5. Comparación de Flujo Integrado 102

5. Conclusiones **105**

Índice de tablas

1.1. Izq.: Detalle de los parámetros del SM. Cada uno de estos debe ser buscado experimentalmente. En este cuadro se incluyen 28 parámetros, incluídos los de naturaleza efectiva. Der.: Dinámica asociada de los campos gauge con el grupo G_{SM} [1]. 8

1.2. Los neutrones tienen propiedades distintivas de partículas con atributos electroestáticos virtualmente ausentes: Sin carga, sin momento eléctrico dipolar permanente, baja polarizabilidad eléctrica. 27

2.1. Dimensiones y materiales de los bloques del target. Densidades: TZM (10.19 g/cm^3) y W (19.15 g/cm^3) [2]. 36

3.1. Composición y características de materiales compuestos definidos para la simulación, junto a la región que los contiene. 54

4.1. Energías correspondientes para cada rango energético. 70

4.2. Fluencia Integrada Φ_{INT} por zona de *scoring* y rango energético. 82

4.3. Fluencia Integrada Φ_{INT} por zona de scoring y rango energético. En la Tabla no se presentan los valores para neutrones relativistas debido a la falta de estadística suficiente. 91

4.4. Fluencia Integrada Φ_{INT} en zonas de scoring situadas en los alrededores de la caverna y distinguidas por rango energético. Se han omitido valores para neutrones sobre 20 MeV debido a la falta de estadística. 95

4.5. Fluencia Integrada Φ_{INT} por zona de *scoring* y rango energético utilizando estrategias de mitigación. 100

4.6. Número de neutrones obtenidos a través de la convolución entre Fluencia Integrada Φ_{INT} y número de POT por *spill* N_{POT} por zona de scoring y rango energético, utilizando la Ec. [4.4]. Comparación entre simulación con y sin implementación de mitigación. 102

4.7. Numero de neutrones para presentación. 103

Índice de figuras

1.1. Representación de las diferentes partículas en el Modelo Estándar y sus respectivas interacciones. La línea que une diferentes formas indica que las partículas en una forma interactúan con todas las otras partículas de la forma conectada; excepto el fotón, el cual no interactúa con partículas bajo la línea punteada (neutrinos y bosón Z). Las líneas que se unen en la misma forma implican auto-interacción [1]. 6

1.2. Representación de las tres fronteras exploradas en experimentos de física de partícula. Este diagrama encapsula los diferentes objetivos de distintos experimentos a lo largo del mundo. Figura obtenida de *Collider Experiments: the LHC & Beyond 1* de Niels Tunning en CLASHEP 2025. 11

1.3. Figura obtenida de la presentación *The SHiP Experiment: Search for Hidden Particles* de Albert De Roeck en HEPNP 2025, UTFSM, Valparaíso, Chile. 13

1.4. Diagrama de los mecanismos de reducción de varianza implementados. En **a)** se ilustra el *surface splitting*, donde una partícula en la región de Importancia $I_1 = 1$ y de peso estadístico w, cruza la superficie hacia una región de Importancia $I_2 = 3$. Así, $R = 3$ y, por lo tanto, se divide en $n = 3$ réplicas de peso $w' = w/3$. En *b)* se muestra la *Russian Roulette*, correspondiente a la transición de tres partículas en la región de importancia $I_1 = 3$ y con peso estadístico w cada una, hacia una región de importancia $I_2 = 1$. Por lo tanto, la probabilidad de supervivencia para cada partícula es $P = 1/3$ y, de lograr sobrevivir, aumenta su peso estadístico a $w' = 3w$. 26

1.5. Los neutrones usualmente son clasificados según su energía en regiones, como se detalla en esta figura. Para esta investigación, nos hemos enfocado en neutrones *Térmicos, epi-Térmicos, rápidos y Relativistas*, es decir, desde los 10 meV hasta 1 GeV [3]. 28

1.6. Interacciones posibles de un neutrón con el núcleo atómico. Figura basada en la presentación *Proposal for a Study to Characterize Neutron Spectra from Secondary Radiation in the SHiP Experiment* de Jaime Romero en SAPHIR ARM 2025, PUC, Santiago, Chile. 29

2.1. Vista panorámica del experimento SHiP. La instalación consta de una sección de supresión de fondo —compuesta por el blanco, el absorbedor de hadrones y el escudo de muones activo— seguida por las estaciones de detección SND y HSDS. El diseño experimental tiene como objetivo atenuar el flujo de partículas secundarias generado en la interacción inicial, permitiendo la búsqueda de señales del HS libres de interferencias [4]. . . . 33
2.2. Ilustración conceptual del principio de detección del experimento SHiP bajo la condición de *zero-background*. La imagen muestra un volumen de desintegración libre de ruido, donde se observa la traza de una partícula del HS desintegrándose en dos productos visibles del SM. Imágen basada en: G. De Lellis, presentación en SAPHIR ARM 2025, Pontificia Universidad Católica de Chile (Enero 2025). 34
2.3. Arriba: Núcleo del target con recubrimiento de Ta2.5W (5 mm) y separación entre bloques. Abajo: Ubicación del target en el tanque contenedor [5]. . . 36
2.4. Principio de diseño y desempeño esperado del sistema de escudo de muones activo de SHiP/BDF.Izquierda: Representación esquemática del principio de polaridad alternada utilizado en la configuración de los imanes. Las regiones coloreadas en verde y azul, junto con los símbolos $\odot$ (campo magnético saliente del plano) y $\otimes$ (campo magnético entrante), indican la orientación del campo inducido dentro de los bloques de hierro del blindaje. Figura adaptada de [26].Derecha: Mapa de la distribución espacial de la fluencia de muones esperada (*expected muon fluence*) a lo largo de la instalación TCC8/ECN3, demostrando la efectividad del esquema de blindaje [6]. . . . 37
2.5. Diagrama esquemático de SND [7]. 38
2.6. Representación esquemática del *Hidden Sector Decay Spectrometer* (HSDS) [7]. 40
2.7. Esquema de la sección del espectrómetro, con los cuatro aberturas superiores en el recipiente de vacío para la inserción de las *straw tracker stations* (T1-T4), y el *surrounding spectrometer magnet* [7]. 40

3.1. Vista panorámica, a través de FLAIR, de la caverna en el código FLUKA. Se aprecian los dispositivos implementados; la imagen superior consiste una vista de costado desde el experimento, mientras que la imagen inferior consiste de una vista superior del experimento. El cambio de color dentro de la caverna es debido a las estrategias de *shielding* implementadas, discutidas en la Sección 4. 47
3.2. Representación visual del blanco reproducido en FLUKA. Para esta visualización 3D se utilizó FLAIR. 48
3.3. Representaciones 3D del escudo de muones utilizando FLAIR. 50
3.4. Visual en 3D del *Scattering and Neutrino Detector* a través de FLAIR. . . 51

3.5. Representación, a través de FLAIR, del volumen de desintegración reproducido en FLUKA. Imágen izquierda muestra la composición de la estructura de Aluminio (color morado), mientras que la imágen derecha muestra la composición interior de Helio. 52
3.6. Visual, a través de FLAIR, de la segmentación del *Hadron Stopper* en 16 regiones. Por cada región, se aumenta en un factor de dos. 61
3.7. Diagramas esquemáticos de las zonas de *scoring* para la obtención de datos. En la Figura **(c)** se muestra el diseño de la región auxiliar y la región *score*. 62

4.1. Diagramas esquemáticos que representan las zonas de *scoring* para la obtención de datos. 70
4.2. Fluencia de neutrones en las caras frontal (*Upstream*) y posterior (*Downstream*) del *Hadron Stopper*. 71
4.3. Representación 2D de la fluencia de neutrones propagándose en la región del *Target/Stopper*. Esta simulación análoga utilizó un haz de 2.5×10^5 p.p. 73
4.4. Representación 2D de la fluencia de neutrones transportado en la región del *Target/Stopper*. En esta simulación se utilizó un haz de 1.0×10^4 protones primarios y se aplicó un *biasing* geométrico al transporte de neutrones de baja energía a través del Hadron Stopper. 73
4.5. Representación de la fluencia en la zona previa al blanco de SHiP. Se aprecian solamente los neutrones que han sido retrodispersados en dirección contraria al haz primario de protones. 74
4.6. Distribución de la energía cinética de las partículas madre (neutrones solamente) responsables de la población retrodispersada. Se aprecia una mayor contribución de neutrones epitérmicos y rápidos, siendo en estos últimos también visible la contribución del Molibdeno discutida en la Sección anterior. 76
4.7. Distribución topológica y energética de las partículas madre (neutrones) generadoras del fondo de retrodispersión. El eje horizontal representa la profundidad a lo largo del blanco y la zona de interfaz posterior. 77
4.8. Distribución espectral de la fluencia de neutrones en la zona *Downstream Target*. 78
4.9. Comparación de los espectros de fluencia entre las zonas *Upstream* y *Downstream* del *Target* (blanco). 79
4.10. Espectro de fluencia residual en la cara posterior del Hadron Stopper. Se observa el efecto de filtrado energético y las fluctuaciones estadísticas propias de la baja tasa de conteo. 80
4.11. Mapa de calor bidimensional representativo del flujo de neutrones en la zona del blanco/*Hadron Stopper*. 81

4.12. Espectro de fluencia en la zona *Middle Muon Shield*. Se observa el incremento en las fluctuaciones estadísticas producto de la severa atenuación previa. . 84
4.13. Fluencia de neutrones en la zona posterior al *Muon Shield*. 85
4.14. Comparativa de flujos a través del *Muon Shield*. La similitud en las magnitudes evidencia el efecto de transporte geométrico y rebote en paredes. . . 86
4.15. Distribución espacial bidimensional del flujo de neutrones a través de la sección del *Muon Shield*. Se observa la correlación entre la densidad de flujo y la ubicación de los bloques magnéticos. 86
4.16. Espectro de fluencia de neutrones en la entrada del volumen de desintegración (*Upstream*). 87
4.17. Comparación de fluencia: Salida del escudo de muones vs. Entrada del volumen de desintegración. 88
4.18. Fluencia de neutrones en la región final del volumen de desintegración (*Downstream Decay Volume*). Nótese el incremento en las fluctuaciones estadísticas debido a la baja tasa de conteo. 89
4.19. Mapa de calor bidimensional del flujo de neutrones a lo largo del volumen de desintegración. 90
4.20. Fluencia de neutrones retrodispersados desde el techo de la caverna (superficie $+\hat{y}$). 92
4.21. Fluencia de neutrones retrodispersados desde el suelo de la caverna (superficie $-\hat{y}$). 93
4.22. Fluencia de neutrones retrodispersados desde la pared lateral $+\hat{x}$. 93
4.23. Fluencia de neutrones retrodispersados desde la pared lateral $-\hat{x}$. 94
4.24. Comparativa de fluencia de neutrones retrodispersados en el techo de la caverna ($+\hat{y}$) y en la pared lateral $+\hat{x}$. Notar que la dirección del beam es $+\hat{z}$. La similitud de los resultados muestra un comportamiento isotrópico del fondo inducido por neutrones. 94
4.25. Fluencia de neutrones térmicos tras la implementación del blindaje borado. Se utilizaron zonas a lo largo del eje del haz y dos superficies de la caverna: techo ($+\hat{y}$) y pared ($+\hat{x}$). El incremento sustancial en la varianza estadística respecto a la Simulación II es indicativo de una severa reducción en la tasa de eventos registrados. 97
4.26. Fluencia de neutrones epitérmicos con mitigación de Boro. La alta varianza sugiere que la población de neutrones moderados también se ve afectada por la captura en las paredes. 98
4.27. Fluencia de neutrones rápidos con mitigación. Se aprecia una disminución de eventos considerable, además de una supresión de eventos a partir de un claro rango energético. 98

Introducción

La búsqueda de los constituyentes fundamentales de la materia es una profunda incógnita instalada en la curiosidad humana. El ser humano comprendió la existencia de estructuras más allá de su simple vista, motivando el deseo de comprender la naturaleza de la naturaleza misma.

Durante el siglo XX, la comunidad científica optó por modelar la estructura del universo de forma corpuscular, y dictó las pautas para buscar por *Cuerpos Pequeños*. Sin embargo, durante esta tarea se encontraron variadas formas en que la materia parecía basar su naturaleza. Esta amplia distribución de partículas durante la década de 1950 generaba continuamente nuevas observaciones, lo que masificó el interés por agruparlas en un reducido grupo de *componentes elementales*. Esta agrupación permitió describir la física de partículas a través del **Modelo Estándar de las Partículas elementales**.

Sin embargo, la existencia de fenómenos bien establecidos como la materia oscura (aquella que no interactúa electromagnéticamente) o la masa del neutrino, entre otros, son inexplicables a través del estado actual del Modelo Estándar. Estos fenómenos motivan la exploración del llamado Sector Oculto (*Hidden Sector*).

El experimento ***Search for Hidden Particles*** **(SHiP)** busca la exploración del *Sector Oculto* a través de la colisión de protones de 400 GeV contra un blanco compuesto de materiales de alto número atómico y alta densidad. La configuración de SHiP permite maximizar la producción de **Hadrones *Charm* y *Beauty*** (teorizados como fuentes de partículas del Sector Oculto a través de su desintegración), pero también producirá una gran cantidad de diferentes tipos de partículas, entre ellas neutrones.

Los productos de la desintegración entrarán a un volumen de 50 metros de largo, otorgando el espacio y tiempo necesario para desintegrarse y producir partículas del Modelo Estándar. La estrategia se basa en medir los productos de la desintegración de las partículas del Sector Oculto y, para lograr este objetivo, el volumen debe estar totalmente libre de ruido de fondo para no confundir señales de la desintegración.

Los neutrones producidos en la colisión estarán presentes en un amplio rango energético. Estas partículas pueden inmiscuirse dentro de los componentes de SHiP y afectar la sensitividad de los detectores, logrando confundir su respuesta y generar falsos positivos en las señales esperadas.

Este trabajo se centra en estudiar el espectro de neutrones de baja energía (bajo 1 GeV) en el experimento SHiP. Para maximizar la sensitividad de los detectores, se requiere estrictamente de un ambiente libre de ruido, por lo tanto, es importante estudiar el desempeño de los aparatos de supresión de ruido presentes en el experimento. Para llevar a cabo este trabajo, se utilizaron simulaciones Monte Carlo en el código FLUKA, logrando implementar una geometría aproximada a la futura configuración experimental.

SHiP comienza su construcción en 2026, y se espera afinar la configuración experimental antes de su operación. Para ello, luego de caracterizar la población de neutrones en zonas de interés del experimento, este estudio propone una implementación capaz de suprimir la población de neutrones en varios órdenes de magnitud.

Esta tesis se divide en cinco Capítulos, que se detallan brevemente a continuación:

1. **Marco teórico:** Se divide en 5 Secciones. La primera Sección abarca una descripción del Modelo Estandar, junto a sus éxitos y limitaciones. La segunda Sección introduce la situación experimental en física de partículas, se detallan las diferentes fronteras experimentales y cómo se espera explorar el Sector Oculto. La tercera Sección se centra en el método Monte Carlo y en el código FLUKA. La cuarta Sección describe las técnicas de reducción de varianza, claves para el desempeño de las simulaciones. Por último, la quinta Sección está centrada en neutrones, partículas objetivo de este estudio, y los diferentes mecanismos de producción e interacción.

2. **Experimento SHiP:** Se describe la configuración experimental de SHiP, junto a una descripción detallada de los dispositivos presentes y la información utilizada para la implementación del experimento en el código FLUKA.

3. **Metodología:** Se describe el proceso de implementación de la geometría de SHiP en FLUKA, desde la extracción de un archivo GDML hasta la implementación de componentes críticos en la simulación. En este capítulo se encuentran secciones dedicadas a las simulaciones de prueba y depuración de errores por los que se atravesó durante esta investigación. Se describen las simulaciones realizadas para la obtención de datos y se describen las limitaciones presentes en las simulaciones realizadas.

4. **Resultados:** Los resultados se obtuvieron a través de tres rondas principales de simulaciones a gran escala. Estos resultados tienen una descripción lineal; primero se identifican procesos físicos que ocurren con los neutrones, luego se describen las simulaciones realizadas y los resultados obtenidos a través de identificar diferentes zonas sensibles del experimento. Finalmente, la última Sección compara los resultados obtenidos a través de simulaciones utilizando la configuración actual con simulaciones que implementaron estrategias de mitigación de ruido de fondo inducido por neutrones de baja energía.

5. **Conclusiones:** Luego de haber presentado los resultados obtenidos a través de las simulaciones, se presentan las conclusiones inferidas a partir de los datos obtenidos. Estas conclusiones permiten identificar los objetivos cumplidos a través de la investigación, tanto como aquellos que necesitan una mayor profundidad en estudios futuros.

Capítulo 1

Marco Teórico

En el presente capítulo se establecen los fundamentos teóricos necesarios para contextualizar los objetivos y resultados de esta investigación. Inicialmente, se presenta una revisión del Modelo Estándar de la física de partículas, discutiendo sus componentes fundamentales y, crucialmente, sus limitaciones actuales que motivan la búsqueda de una Nueva Física.

Dado que este trabajo se desarrolla en el contexto de un experimento de frontera, se describen posteriormente los principios de las herramientas de simulación computacional utilizadas para modelar el entorno experimental. Finalmente, se aborda con detalle la física de neutrones, analizando sus mecanismos de producción y sus interacciones con la materia. Este énfasis es indispensable, dado que el fondo inducido por neutrones constituye una fuente crítica de ruido que, de no ser caracterizada correctamente, podría derivar en la generación de falsos positivos en los sistemas de detección.

1.1. Límites del Modelo Estándar

1.1.1 El Modelo Estándar de las partículas elementales.

La necesidad de encontrar los bloques fundamentales del universo guió el desarrollo de la física de partículas a un modelo que sea capaz de encapsular todo en una teoría válida y que pueda ser sometida a pruebas experimentales. Estos esfuerzos por identificar los constituyentes fundamentales de la materia llevó al desarrollo del Modelo Estándar (*Standard Model*, SM por sus siglas en inglés) de las partículas elementales, formulado hace aproximadamente 50 años y complementado en el transcurso del tiempo, el cual provee la base de nuestro entendimiento de las interacciones fundamentales. De forma más precisa, el SM es la Teoría Cuántica de Campos (*Quantum Field Theory*, QFT por sus siglas en inglés) que describe cómo los constituyentes básicos de la materia interactúan a un nivel microscópico a través de las fuerzas débil, fuerte y electromagnética [8].

La materia ordinaria que nos rodea se compone de *fermiones* (partículas de *spin* 1/2)

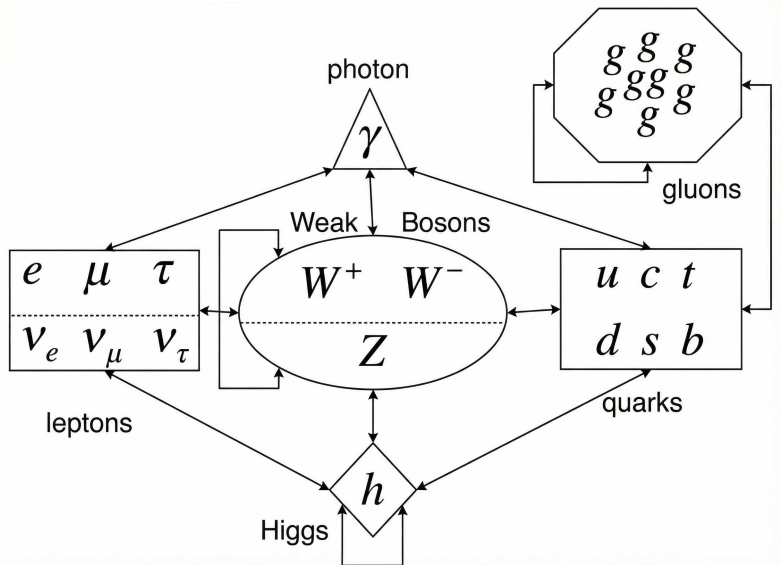


Figura 1.1: Representación de las diferentes partículas en el Modelo Estándar y sus respectivas interacciones. La línea que une diferentes formas indica que las partículas en una forma interactúan con todas las otras partículas de la forma conectada; excepto el fotón, el cual no interactúa con partículas bajo la línea punteada (neutrinos y bosón Z). Las líneas que se unen en la misma forma implican auto-interacción [1].

que se dividen en dos grupos: *quarks* y *leptones*. Cada grupo consiste de seis partículas, las cuales se relacionan en pares o *generaciones*. Las partículas más ligeras y estables corresponden a la primera generación, mientras que las más pesadas e inestables componen la segunda y tercera generación. La componente estable de la materia del universo está compuesta de partículas que pertenecen a la primera generación, debido a que las partículas más masivas se desintegran hacia una más ligera.

Los seis *quarks* están divididos en tres generaciones: de primera generación tenemos los *quarks up* y *down*, de segunda generación los *quarks charm* y *strange*, y de tercera generación los *quarks top* y *bottom/beauty*. Del mismo modo, los leptones vienen tambien en tres generaciones: el *electrón* (e) y *neutrino electrón* (ν_e), el *muon* (μ) y *neutrino muon* (ν_μ), y el *tau* (τ) y *neutrino tau* (ν_τ). Los e, μ y τ tienen carga eléctrica y se puede medir su masa, sin embargo, los neutrinos son eléctricamente neutros y con masas muy bajas.

Existen cuatro fuerzas fundamentales en el universo: Fuerte, Débil, Electromagnética y Gravitacional. Estas trabajan en diferentes rangos de energías y con diferentes intensidades. Tres de las cuatro fuerzas son el resultado del intercambio de partículas que *cargan fuerza* (*force-carriers particles* según la literatura), las cuales pertenecen a un grupo llamados *Bosones* (partículas de *spin* 1). Cada fuerza fundamental, en el SM, tiene su correspondiente bosón: el fotón carga la fuerza electromagnética que une *electrones* al núcleo del átomo, el *gluón* carga la fuerza fuerte que une *quarks* dentro de protones y los *bosones* W y Z son responsables de la fuerza débil que alimentan al Sol y los reactores nucleares [9].

La construcción de este modelo ha sido motivada como una teoría cuántica de campos renormalizable, que describe las interacciones fundamentales entre los constituyentes de

la materia. Las simetrías juegan un papel fundamental para determinar su estructura dinámica, es por ello que se ha modelado en función de un Lagrangiano $\mathcal{L}_{SM}$; esta estructura absorbe nuestro conocimiento de las interacciones fuerte y electro-débiles en escalas microscópicas.

Desde el punto de vista de una teoría efectiva [8], estas tres fuerzas, descritas vía el principio de invarianza de gauge, requiere que la teoría sea invariante bajo el grupo de simetría local:

$$\mathcal{G}_{SM} = SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \tag{1.1}$$

Este grupo especifica las interacciones permitidas y restringe la forma de los acoplamientos, asegurando que la teoría sea invariante de gauge y, por lo tanto, determina de manera casi unívoca la forma del Lagrangiano renormalizable.

Este objeto exhibe invarianza bajo transformación de gauge $SU(3)$ para las interacciones fuertes y bajo transformaciones de gauge $SU(2) \times U(1)$ para las interacciones electrodébiles (ver tabla [1.1]). Contiene como grados de libertad fundamentales los *quark* y *leptones spin* $\frac{1}{2}$, los bosones *spin* 1, y los campos de Higgs *spin* 0. Este grupo de simetrías otorga muchos parámetros libres, sin embargo, esta estructura tiene un poder predictivo considerable, que ha empujado la exploración de los límites del SM [10].

El lagrangiano del SM puede dividirse en cuatro bloques principales, cada uno con un rol físico bien definido:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \tag{1.2}$$

Esta estructura permite separar cada interacción fundamental por si misma. De forma detallada, viene dada por:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4} G^A_{\mu\nu} G^{A\mu\nu} - \frac{1}{4} W^I_{\mu\nu} W^{I\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\
& - \frac{\theta_3 g_3^2}{32\pi^2} G^A_{\mu\nu} \tilde{G}^A_{\mu\nu} - \frac{\theta_2 g_2^2}{32\pi^2} W^I_{\mu\nu} \tilde{W}^{I\mu\nu} - \frac{\theta_1 g_1^2}{32\pi^2} B_{\mu\nu} \tilde{B}^{I\mu\nu} \\
& + i(\tilde{\ell}_p \not{D} \ell_p + \bar{e}_p \not{D} e_p + \bar{q}_p \not{D} q_p + \bar{u}_p \not{D} u_p + \bar{d}_p \not{D} d_p) \\
& + (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) + m^2 H^\dagger H - \frac{\lambda}{2} (H^\dagger H)^2 \\
& - ([Y_e]_{pr} \bar{\ell}_p e_r H + [Y_u]_{pr} \bar{q}_p u_r \tilde{H} + [Y_d]_{pr} \bar{q}_p d_r H + \text{H.c.})
\end{aligned} \tag{1.3}$$

La primera fila de esta expresión corresponde a los términos cinéticos de los campos gauge asociados a los grupos (*gluones, bosones* y *campos hipercarga*). Los términos con θ_i (segunda fila de la Ec. [1.3]) corresponden a los términos topológicos que pueden violar carga-paridad (CP), los cuales se encuentran fuertemente restringidos experimentalmente [8]. La tercera fila de la Ec. [1.3] corresponde a los términos cinéticos de los fermiones, quienes se comportan según el grupo de simetría (ver Tabla 1.1). La cuarta fila de la Ec. [1.3]

corresponde a la dinámica y el potencial del campo de Higgs, donde el signo de m^2 determina la ruptura espontánea de la simetría electrodébil y λ regula la autointeracción del bosón de Higgs. Es importante mencionar que este mecanismo otorga masa a los bosones $W^{\pm}$ y Z, y a los fermiones a través del acoplamiento de Yukawa, correspondientes a los términos presentes en la quinta línea [8].

Los parámetros libres del SM no son predichos por el mismo, y deben ser determinados experimentalmente. En total, el SM cuenta con 19 parámetros libres, donde se enfatiza su carácter efectivo y fenomenológico: su estructura está guiada por simetrías, pero los valores numéricos provienen del experimento.

En la Tabla 1.1 vemos un total de 28 parámetros, a diferencia de los 19 ya mencionados, dado que aquí también se ha incluido la posibilidad de que los neutrinos tengan masa (aunque no corresponde según las predicciones del SM), la gravedad agrega una constante de acoplamiento y la fuerza de la energía oscura (*dark energy*, DE por sus siglas en inglés), debido a su naturaleza efectiva [10].

Junto a la Relatividad General, el SM provee 38 ecuaciones diferenciales acopladas para cada tipo de partícula, cada una dependiente de los 28 parámetros descritos. De ser encontrados los valores de todos los parámetros, podría ser posible obtener el resultado de cada proceso posible en física de partículas, mas cada uno de estos parámetros no han sido medidos de forma exacta.

Parámetros SM	#
Masas de fermiones	12
Constantes de acoplamiento	4
Ángulos de mezcla	8
Ángulo de vacío	1
Masa y acoplamiento del Higgs	2
Energía de vacío	1

Grupo	Campo
$\mathrm{SU}(3)_c$	gluones $\rightarrow G^A_\mu$
$\mathrm{SU}(2)_L$	bosones débiles $\rightarrow W^I_\mu$
$\mathrm{U}(1)_Y$	campo hipercarga $\rightarrow B_\mu$

Tabla 1.1: Izq.: Detalle de los parámetros del SM. Cada uno de estos debe ser buscado experimentalmente. En este cuadro se incluyen 28 parámetros, incluídos los de naturaleza efectiva. Der.: Dinámica asociada de los campos gauge con el grupo G_{SM} [1].

1.1.2 Éxitos y validaciones experimentales

El SM provee una descripción precisa de los resultados experimentales en la física de partículas, como los llevados a cabo en el Gran Colisionador de Hadrones (*Large Hadron Collider*, LHC por sus siglas en inglés) del CERN, el cual alcanza energías en el centro de masa de hasta 13 TeV y permite mediciones precisas a escalas de bajas energías.

El descubrimiento del bosón de Higgs en 2012 a través del LHC por las colaboraciones **ATLAS** [11] y **CMS** [12], trajo grandes consecuencias para el mundo de la física; todas las partículas e interacciones predichas por el SM habían sido encontradas. La era de descubrimientos garantizados en la física de partículas había llegado a su fin con la detección de todo el panorama de partículas predichas por el SM. Más aún, para el valor de masa del bosón de Higgs entregado por el LHC, el SM se mantiene matemáticamente consistente como una teoría efectiva hasta una alta escala de energía, inclusive hasta la escala de Planck. Obtener una medición precisa de la masa del bosón de Higgs también hizo posible completar la determinación de algunos parámetros libres del Lagrangiano del SM.

A energías inferiores, el Lagrangiano del SM $\mathcal{L}_{SM}$, actúa como una teoría efectiva hasta un corte Λ del orden de los 10 TeV, por encima del cual se espera que surjan nuevas interacciones o más partículas fundamentalles. Es por esto que dentro del panorama experimental de CERN se encuentra como objetivo la exploración de esta frontera.

1.1.3 Limitaciones y fenómenos no explicados

Los límites del SM y sus respectivas predicciones siguen siendo testeadas en diferentes experimentos hasta nuestros días, buscando nuevas fronteras del modelo mismo debido a su naturaleza efectiva y fenomenológica. Sin embargo, a pesar de su poder predictivo, el SM es inherentemente incompleto; falla en proporcionar una explicación de observaciones fundamentales sobre la naturaleza del universo.

Estas lagunas observacionales no son meras inconsistencias, sino que apuntan a la necesidad inequivoca de extender el modelo. Fenómenos bien establecidos como las oscilaciones y masa de neutrinos [13], materia oscura y asimetría bariónica del universo [14], dan indicios de una nueva física (*New Physics*, NP por sus siglas en inglés) más allá del SM (*Beyond Standard Model*, BSM por sus siglas en inglés) de las partículas elementales.

Las observaciones astrofísicas y cosmológicas indican que aproximadamente el 85 % de la materia del universo es materia oscura (*dark matter*, DM por sus siglas en inglés), una forma de materia que no interactúa electromagnéticamente. En el SM, los neutrinos son estrictamente carentes de masa; sin embargo, la observación de oscilaciones de neutrinos demuestra que los neutrinos tienen masas muy pequeñas, pero no nulas.

El universo observable está compuesto casi exclusivamente de materia, con ausencia casi total de antimateria. El SM incluye mecanismos de violación de la simetría de carga-paridad (CP), pero son insuficientes por muchos órdenes de magnitud para explicar esta asimetría bariónica observada. Estos fenómenos exigen una extensión del modelo más allá de sus fronteras, e indican empíricamente que el SM debe de ser una teoría efectiva de baja energía dentro de un marco teórico más fundamental y completo [8].

Por una parte tenemos esta teoría inmensamente exitosa. Por otro lado, sabemos que no provee las respuestas a un número de preguntas cruciales. No podemos explicar con este modelo materia oscura o la dominancia de la materia sobre antimateria, también falla al

proveer una solución al llamado *strong CP problem* [15] y no hace un intento por describir la DE o la gravedad, por nombrar algunos.

1.2. Situación Experimental en Física de Altas Energías

1.2.1 La formulación de una Estrategia de Exploración Global

Para abordar estas lagunas de manera sistemática y eficiente, la comunidad global de Física de Altas Energías (*High Energy Physics*, HEP por sus siglas en inglés) se organiza a través de procesos estratégicos a largo plazo. Estos procesos están diseñados para evaluar el panorama científico, priorizar esfuerzos y asignar recursos a los proyectos con mayor potencial de descubrimiento [16, 17].

Dos de los procesos más influyentes que definen el panorama actual y futuro de la investigación son: La Estrategia Europea para la Física de Partículas (ESPP) [16] y el Proceso Snowmass (EE. UU.) [17]. Ambos procesos, aunque operan en diferentes regiones, convergen en una conclusión fundamental: ningún experimento o enfoque único puede abordar todas las preguntas abiertas. La naturaleza complementaria de los diferentes métodos de exploración es esencial. Por lo tanto, la estrategia global de HEP se estructura como un programa diverso que emplea un enfoque que maximice la cobertura del espacio de parámetros de la nueva física.

1.2.2 Exploración experimental del Modelo Estándar

En la actualidad, se han observado todas las partículas y campos predichos por el SM, pero no han sido medidas todas las interacciones y parámetros libres: el auto-acople del Higgs (*self-coupling* según la literatura), acoples de Yukawa, masas de neutrinos y mezclas (*mixings* segun literatura) siguen esperando mediciones precisas.

La situación experimental actual en física de partículas se define en tres direcciones principales y complementarias para su desarrollo:

- ***Energy Frontier***: Representa la búsqueda directa de nueva física mediante la observación de fenómenos a las energías más altas que se puedan alcanzar. El objetivo es producir nuevas partículas pesadas (en la escala de los TeV) que se predicen en muchas extensiones del SM. Para ello, la manera de explorar esta frontera es, alcanzar cada vez mayores energías mediante la optimización de los aceleradores de partículas ó aceleradores de mayor alcance.

- ***Precision Frontier***: Representa la busqueda indirecta de nueva física. Esta frontera busca desviaciones minúsculas de las predicciones del SM en procesos bien establecidos mediante experimentos de alta precisión, en diversas escalas de energía.

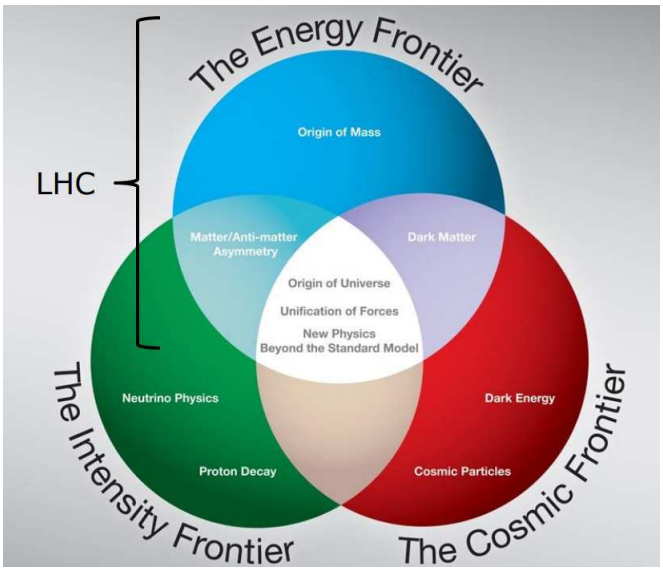


Figura 1.2: Representación de las tres fronteras exploradas en experimentos de física de partícula. Este diagrama encapsula los diferentes objetivos de distintos experimentos a lo largo del mundo. Figura obtenida de *Collider Experiments: the LHC & Beyond 1* de Niels Tunning en CLASHEP 2025.

- ***Intensity Frontier***: Representa la búsqueda directa de nueva física, pero se enfoca en un régimen diferente al de la frontera de energía. Busca partículas ligeras (escalas de los MeV-GeV) que han evadido la detección hasta ahora debido a que interactúan de manera extremadamente débil, es decir, tienen acoplamientos muy pequeños con la materia del SM. Estas esquivas partículas se conocen como *Feebly-Interacting Particles*, FIPS por sus siglas en inglés.

Mientras que la *energy frontier* es investigada en el LHC (CMS, ATLAS, ALICE) y la *precision frontier* es investigada tanto en LHCb [18] como en Belle II [19], la *intensity frontier* permanece relativamente inexplorada. El experimento ***Search for Hidden Particles (SHiP)***, tiene como objetivo esta última frontera, explorando el dominio de masas de partículas inaccesibles para los experimentos actuales [20].

Es importante notar que esta división no es estrictamente rígida, y existen solapamientos significativos. Por ejemplo, como se discutirá, los experimentos de precisión a menudo requieren alta intensidad, y los experimentos de energía han evolucionado para realizar mediciones de precisión.

1.2.3 La *Intensity Frontier* y la motivación del experimento SHiP

La existencia del *Hidden Sector* (Sector Oculto, HS por sus siglas en inglés), consistente de nuevas partículas ligeras débilmente interactuantes con materia del SM, se encuentra tanto teórica como fenomenológicamente motivado. Las extensiones del SM varían en cuanto a llevar más allá el número de partículas fundamentales, guiando a consideraciones teóricas de sus existencias que van desde partículas como fotones oscuros, escalares,

pseudo-escalares, pseudo-vectores y fermiones. La solución al *strong CP problem* motiva la existencia de *axiones*, y entender la naturaleza de la energía oscura motiva las búsquedas de partículas *chamaleons*.

Fenomenológicamente, existen anomalías en los datos experimentales que difieren de la predicción teórica, como es el caso del momento magnético del muon o la masa de los neutrinos. Estas problemáticas proveen motivaciones para buscar una física BSM.

Esta NP no necesariamente reside a energías más altas que las alcanzadas en el LHC (escala de los TeV); podría ser encontrada en la *low-energy frontier* (frontera de baja energía) y accesible mediante herramientas de la *intensity frontier*. De hecho, algunos experimentos que utilizan haces intensos de fotones, partículas eléctricamente cargadas, y/o detectores con una excepcional sensitividad podrían ser utilizados para producir y estudiar estas FIPs que viven bajo la escala débil [21].

SHiP está configurado para buscar partículas exóticas de larga vida (*Long-Lived particles*, LLPs por sus siglas en inglés) con masas entre pocos cientos de MeV y varios GeV. Estas partículas esperan ser predominantemente producidas en la desintegración de hadrones *charm* y *beauty*, y la instalación de SHiP está diseñada para maximizar su producción y ser capaz de detectar sus productos traídos de la desintegración. Las partículas del HS son débilmente interactuantes con las componentes del SM, hipotetizadas por varios modelos teóricos capaces de explicar las deficiencias propias del SM.

Este nuevo experimento apunta a explorar el dominio de las partículas del HS, tales como *Heavy Neutral Leptons* (Leptones pesados neutros, HNL por sus siglas en inglés) [22], *dark photons* (fotones oscuros) [23], *light dark matter* (escalares ligeros) [24], *axions-like particles* (partículas tipo axiones), con masas bajo $\mathcal{O}(10)$ GeV/c^2. Su infraestructura proporciona una combinación única de intensidad y energía capaz de producir gran cantidad de partículas candidatas para el experimento. Además, ofrece un incremento de tres órdenes de magnitud en la sensitividad para HNLs [22]; es capaz de explorar regiones cosmológicas interesantes del espacio de parámetros del HNL, y potencialmente podría descubrir el origen de la masa del neutrino y la asimetría bariónica del universo.

1.2.4 Sectores objetivo a explorar en SHiP

Dentro de los objetivos del *Physics Case* [25], se detalla la exploración del HS a través de una serie de *portales* que vinculen partículas del HS al SM. En esta sección, haremos un repaso por cuatro portales principales, siendo el experimento SHiP una herramienta de exploración del HS a través de la *intensity frontier*.

1. **HNLs**: Entre las LLPs hipotéticas que SHiP pretende explorar, detacan los Leptones Neutros Pesados (*Heavy Neutral leptons*, HNLs por sus siglas en inglés). Este es un nombre genérico para los fermiones singletes de gauge del SM, que se acoplan a los dobletes leptónicos *left-handed* mediante interacciones de Yukawa. La motivación

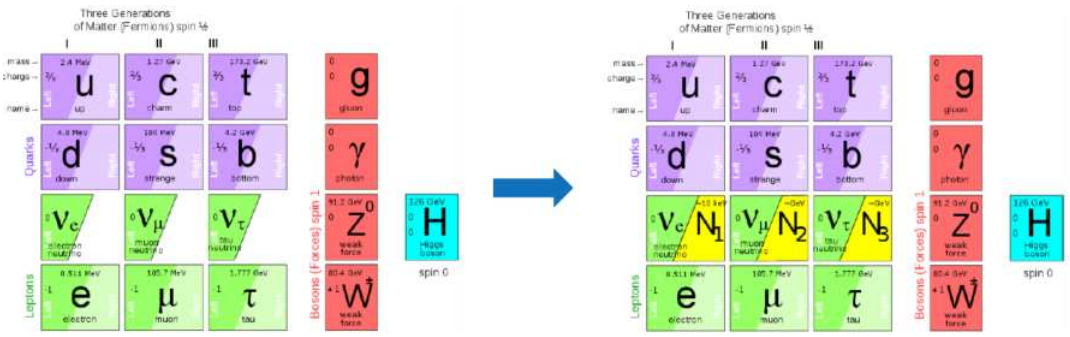


Figura 1.3: Figura obtenida de la presentación *The SHiP Experiment: Search for Hidden Particles* de Albert De Roeck en HEPNP 2025, UTFSM, Valparaíso, Chile.

para su búsqueda es excepcionalmente fuerte, ya que la introducción de HNLs puede resolver simultáneamente varias de las principales lagunas observacionales del SM: la naturaleza de la pequeña masa del neutrino, la asimetría materia-antimateria del universo y la identidad de la DM [26].

La introducción de HNLs en el SM conduce al llamado *neutrino Minimal Standard Model*, νMSM [27, 28]. Dentro de este marco, la pequeña masa de los neutrinos se explica elegantemente a través del mecanismo *see-saw*, mientras que la asimetría bariónica del universo puede generarse mediante leptogénesis (un escenario desarrollado desde la década de 1980 [14]). Se ha demostrado que la adición de sólo tres HNLs (N_1, N_2, N_3 en la Figura 1.3) al SM es suficiente para explicar estos fenómenos. En este modelo, el HNL más ligero (con masa en la escala de keV) es un candidato viable para la materia oscura, mientras que los otros dos, hipotetizados en el rango de masas de los GeV, son precisamente el objetivo de experimentos como SHiP [22].

Fenomenológicamente, los HNLs son partículas masivas de Majorana. Poseen interacciones análogas a las de los neutrinos con los bosones W y Z, pero la intensidad de esta interacción se ve fuertemente suprimida en comparación con los neutrinos ordinarios. Esta supresión es gobernada por los ángulos de mezcla dependientes del sabor (*flavour dependent mixing angles*, como aparece en la literatura), U_α, donde $\alpha = \{e, \mu, \tau\}$ y se asume que $U_\alpha \gg 1$. Por lo tanto, el espacio de parámetros más simple para un HNL se define por cuatro variables: su masa M_N y los tres ángulos de mezcla.

Actualmente, se están realizando búsquedas activas de HNLs en múltiples experimentos, incluyendo LHCb, ATLAS, CMS, T2K, Belle y NA62. Sin embargo, la sensibilidad de SHiP está diseñada para explorar regiones del espacio de parámetros que son complementarias a las de los colisionadores de hadrones y otros experimentos, enfocándose en masas de GeV y acoplamientos muy débiles. Se espera que SHiP ofrezca un incremento de hasta tres órdenes de magnitud en la sensibilidad en comparación con los límites previos establecidos por experimentos, como CMS por

ejemplo [22].

2. **LDM**: Uno de los mayores desafíos de la física de partículas actual es descubrir el origen cosmológico de la materia oscura (*dark matter*, DM por sus siglas en inglés). El panorama teórico es vasto, abarcando muchos órdenes de magnitud en masa y acoplamiento (desde keV hasta TeV). Recientemente, una gran atención se ha dirigido a la materia oscura ligera (*light dark matter*, LDM por sus siglas en inglés), en el rango de masas de keV a GeV [21].

   El experimento SHiP está diseñado para buscar LDM a través de dos métodos complementarios. El foco principal de la búsqueda de LDM es la detección de firmas de *scattering* (dispersión) de partículas de DM con electrones o núcleos en el detector *Scattering and Neutrino Detector*. Alternativamente, si la partícula mediadora es de larga vida, su desintegración puede ser detectada en el *Hidden Sector Decay Spectrometer* [24].

   Para que esta detección sea posible, la DM debe acoplarse al SM. La hipótesis es que esta interacción ocurra a través de un *portal* a un HS, es decir, la DM se acopla al SM a través del intercambio de un mediador vectorial masivo, llamado *Dark Photon* (fotón oscuro, DP por sus siglas en inglés, ambién llamado A') [24]. Este DP es el mediador del llamado *portal vectorial*, donde el modelo supone que el HS contiene una simetría de gauge $\mathrm{U}(1)_X$, cuyo bosón de gauge (A') se mezcla cinéticamente con el fotón del SM. Debido a esta mezcla, el DP se acopla a las corrientes electromagnéticas del SM, aunque esta interacción está suprimida por un pequeño ángulo de mezcla (ϵ). Si el bosón de gauge es más pesado que la partícula de LDM, puede desintegrarse a ella ($A' \to \chi\tilde{\chi}$), o puede desintegrar visiblemente a partículas del SM (por ejemplo, desintegraciones tipo $A' \to e^+e^-, \mu^+\mu^-$).

   Para buscar LDM mediante *scattering* o el DP mediante desintegración, el mediador (A') debe ser producido en primer lugar. En un experimento tipo *beam-dump* se espera que los DP puedan ser producidos abundamentemente a través de varios canales [29]:

   - **Desintegración de mesones ligeros**: Las colisiones p^+-blanco producirán un enorme flujo de mesones. Los DP pueden producirse en las desintegraciones radiativas de mesones neutros (por ejemplo $\pi^0 \to \gamma A', \eta \to \gamma A'$), donde un fotón del estado final se convierte en un A'.
   - ***Bremsstrahlung* de p^+**: Durante el proceso de scattering del haz de p^+ con los núcleos del target ($p^+A \to p^+AA'$), los p^+ pueden irradiar DP de forma análoga al *bremsstrahlung* electromagnético.
   - **Producción directa por QCD**: Este es el mecanismo de producción dominante para masas de A' mayores ($m_{A'} \gtrsim 1$ GeV). En el orden más bajo de la interacción

fuerte, los DP pueden ser producidos a través de la aniquilación *quark-antiquark* ($q\bar{q} \to A'$).

3. **Dark Scalars**: El *portal escalar* o *portal de Higss* postula la existencia de un nuevo campo escalar (S) que se mezcla con el bosón de Higgs del SM. En este escenario, el bosón de Higgs actúa como una *ventana* hacia el HS, mediando la interacción entre nuestros campos conocidos y este nuevo sector. Al igual que otras FIPs, los escalares oscuros serían ligeros y de larga vida. En un experimento tipo *beam dump*, el bosón de Higgs no se produce directamente. Por lo tanto, el mecanismo de producción de escalares oscuros no proviene de desintegraciones del Higgs (como en el LHC), sino que el mecanismo de producción dominante serían las desintegraciones exóticas de mesones pesados [25].

   Los escalares oscuros S pueden ser emitidos en desintegraciones de estos mesones D y B. Los principales canales de producción de escalares oscuros S en el blanco de SHiP, detallados en el *physics case* del experimento, son:

   - **Desintegraciones de mesones B**: Principalmente a través de desintegraciones de dos cuerpos ($B \to KS$) y tres cuerpos ($B \to K\mu^+\mu^-$) donde S es un estado intermedio). Se espera que la producción a partir de mesones B domine para masas de S superiores a 1 GeV.
   - **Desintegraciones de mesones D**: Relevante para escalares más ligeros.
   - **Desintegraciones de Kaones**: Para masas de S aún más ligeras.

   Una vez producido, el escalar oscuro S es una LLP debido a su acoplamiento suprimido. Viaja sin interactuar a través del *muon shielding* y penetra en el *decay volume*. La señal de detección sería, por lo tanto, la desintegración visible del escalar en partículas del SM dentro de este volumen, como pares de leptones ($S \to e^+e^-, \mu^+\mu^-$) o pares de hadrones ($S \to \pi^+\pi^-, K^+K^-$).

4. **Axion-like Particles**: El *portal de axiones* es otra de las motivaciones principales para la búsqueda en el HS. Este portal introduce *Axion-like particles* (partículas tipo axiones, ALPs por sus siglas en inglés); pseudo-escalares ligeros de acoplamiento muy débil. Las ALPs son una generalización del axión de QCD, una partícula teóricamente muy motivada e introducida para resolver el *strong CP problem*. Además, tanto axiones como ALPs son candidatos viables a DM [30].

   En un experimento tipo *beam dump*, se espera que las ALPs se produzcan abundamentemente. Aunque pueden originarse en desintegraciones de mesones D y B, un mecanimso de producción clave es a través de la interacción de fotones de alta intensidad con la materia del blanco. Al igual que otros candidatos del HS, la detección de ALPs en SHiP se basa en su naturaleza de LLPs; viajarían a través de

la configuración experimental hasta alcanzar el volumen de desintegración, donde un canal de desintegración paradigmático y teórico es la desintegración en dos fotones ($ALP \to \gamma\gamma$), una firma que los calorímetros del HSDS están diseñados para reconstruir.

5. ν_τ **Physics**: Además del programa de búsqueda de NP, SHiP es una instalación sin precedentes en física de neutrinos. La configuración está diseñada para maximizar la producción de mesones *charm* (D). Las desintegraciones leptónicas de los mesones $D_s(D_s \to \tau\nu_\tau)$ generan un flujo colimado e intenso de neutrinos de todos los sabores, pero de forma crucial, con una componente muy pura y de alta energía de neutrinos tau (ν_τ) y sus antineutrinos ($\hat{\nu_\tau}$) [31].

   El ν_τ es la partícula menos estudiada del SM. El detector SND está diseñado específicamente para este programa de física, el cual utiliza tecnología de *blanco activo* que intercala placas de material denso (W) con películas de emulsión nuclear y cuyo objetivo es recolectar la primera gran estadística de interacciones de (ν_τ).

   La firma de éste es la producción de un leptón tau (τ) en el blanco. Dado que el τ es muy inestable, desintegra casi instantáneamente, dejando una firma denominada *kink* (torcedura) en las trazas de las partículas. Las emulsiones de SND son una tecnología capaz de identificar esta firma de *isolated vertex* (vértice desplazado) a una escala muy pequeña, permitiendo el estudio detallado de las propiedades de las propiedades del ν_τ [20].

1.3. Método Monte Carlo

1.3.1 Motivación del uso de simulaciones

En las últimas décadas, la simulación computacional se ha consolidado como una herramienta fundamental para la investigación científica, complementando la teoría y el experimento. Su uso se ha vuelto indispensable para la predicción del comportamiento de sistemas complejos, abarcando desde la optimización de diseños preliminares, como el caso de SHiP [7], hasta la evaluación crítica de la seguridad radiológica [32].

Estas herramientas permiten replicar virtualmente las condiciones operativas de un experimento, posibilitando el estudio exhaustivo de dispositivos y configuraciones geométricas en etapas previas a su construcción. En el ámbito de la física de altas energías, las simulaciones basadas en el método Monte Carlo (MC) se han consolidado como el estándar metodológico para el desarrollo de instrumentación debido a las limitaciones intrínsecas de los enfoques alternativos frente a problemas de alta complejidad.

Por un lado, la naturaleza de las interacciones radiación-materia hace que las soluciones analíticas exactas sean inabordables para geometrías realistas. Por otro lado, los métodos

númericos deterministas, si bien son capaces de abordar un problema de esta envergadura, requieren obligatoriamente la discretización del espacio de fase. Esta discretización conlleva una pérdida inevitable de resolución, sacrificando el detalle necesario para caracterizar fenómenos localizados o estructuras finas en las secciones eficaces.

En contraste, el método Monte Carlo permite un tratamiento continuo de las variables del espacio de fase, convirtiéndose en la herramienta predilecta para diseñar estrategias de blindaje, caracterizar la respuesta de detectores y optimizar la relación señal-ruido. Su capacidad predictiva provee un camino para explorar el desempeño que tendrán estos dispositivos incluso antes de instalar el primer componente.

Es en esta dirección, que la presente investigación se fundamenta en el uso de simulaciones MC para modelar la configuración que tendrá el experimento SHiP cuando inicie sus operaciones. El objetivo es obtener una representación aproximada de lo que será el entorno experimental y validar el desempeño del diseño frente al posible fondo de neutrones.

1.3.2 Principios del método Monte Carlo

El método MC aplicado al estudio del transporte de radiación a través de la materia es una técnica numérica que simula fenómenos físicos mediante el muestreo estadístico de procesos estocásticos. En su forma más simple, consiste en simular un número finito N de *historias* de partículas utilizando generadores de números *pseudo-aleatorios*. Las historias corresponden a los procesos en los que estará involucrada la partícula, siendo dictados por las probabilidades de interacción a través de la generación de números pseudo-aleatorios [33].

El fundamento matemático de estas simulaciones reside en las funciones de densidad de probabilidad (*Probability Density Functions*, PDFs) y en la ley de los grandes números. Estas funciones definen el rango de posibilidades físicas (como ángulos de dispersión o distancias de interacción) y la probabilidad relativa de que ocurra cada una en un paso dado de la simulación. Formalmente, una PDF debe ser una función real no negativa cuya integral sobre todo el dominio sea igual a la unidad [34].

Suponiendo un problema de transporte estacionario (independiente del tiempo), cada historia comienza muestreando la distribución de la fuente para determinar las coordenadas iniciales de la partícula en el espacio de fase: energía, posición y dirección $(E, \vec{r}, \vec{\Omega})$. Una vez iniciada la trayectoria, existen escenarios donde la historia puede concluir sin que ocurra una interacción con el medio. Esto sucede si la partícula sufre una desintegración o bien si alcanza los límites definidos de la geometría. Al cruzar esta frontera, la partícula ingresa a una región de finalización de la simulación, diseñada para detener el seguimiento de trayectorias que escapan del volumen de interés experimental, optimizando el costo computacional.

En cambio, si la partícula es sujeta a interacciones, entonces su ciclo de vida sigue, a grandes rasgos, la siguiente secuencia lógica:

1. **Distancia a la colisión**: Se determina estocásticamente el número de caminos libres medios (*mean free paths*) que la partícula viajará antes de interactuar. Con esto, se calculan la región geométrica y el punto exacto de la colisión.

2. **Selección de la interacción**: Muestreando las secciones eficaces macroscópicas del material, se determina con el nucleón con el que colisiona la partícula y el tipo de reacción (captura, dispersión elástica o inelástica).

3. **Resultado de la colisión:**

   - Si es una captura, la historia de esa partícula termina.
   - Si es una dispersión elástica, se muestrea una nueva dirección a partir de las distribuciones angulares y se calcula la nueva energía mediante cinemática de conservación de momentum y energía.
   - Si es una dispersión inelástica, se generan partículas secundarias o productos de desintegración, cuyas propias distribuciones de probabilidad son muestreadas para ser transportadas posteriormente.

Este procedimiento se repite iterativamente para colisiones sucesivas hasta que la partícula es absorbida o escapa de la geometría del sistema.

El objetivo final no es simular partículas individuales, sino obtener cantidades macroscópicas observables (flujo, corriente, dosis). En la terminología de MC, el cálculo de estos observables se realiza mediante *estimadores* o *tallies*. La estimación de una cantidad física $\langle x \rangle$ se obtiene a través del promedio de las N historias simuladas:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} x_n, \tag{1.4}$$

donde x_n representa la contribución de la n-ésima historia a dicho observable.

Finalmente, una propiedad intrínseca del método es su dependencia estadística. Según el Teorema del Límite Central, el error relativo de la estimación es proporcional a $1/\sqrt{N}$. Esto implica que, para aumentar la precisión de un observable, se requiere un incremento considerable en el número de historias simuladas [34]. La alta complejidad en experimentos de física de partículas requiere simular suficientes historias; sin embargo, las simulaciones análogas podrían no ser computacionalmente prácticas, requiriendo la implementación de estrategias de reducción de varianza (*biasing*), las cuales serán detalladas en la Sección 3.

1.3.3 Códigos de simulación en física de Partículas

La simulación del transporte de partículas mediante el método Monte Carlo es el estándar para predecir las interacciones de éstas con la materia. Aunque existen numerosos códigos MC, detallaremos cuatro que están siendo utilizados por grandes comunidades en

el panorama actual de física de Altas Energías o Física Nuclear, cada uno creado con una filosofía en su diseño y distintas aplicaciones directas:

MCNP6 [35] (*Monte Carlo N-Particle*) es un código desarrollado por el Laboratorio Nacional de Los Álamos (LANL, por sus siglas en inglés), históricamente siendo el más utilizado a la hora de estudiar física de neutrones de baja energía, criticidad y diseño de reactores nucleares. Este código cuenta con librerías de secciones eficaces con tratamiento punto a punto (*Point-Wise Treatment*) con extrema fidelidad. Sin embargo, a pesar de su excelente diseño y veracidad del código, no fue diseñado estrictamente para física de altas energías, además es sujeto a control de exportación por parte del Gobierno de los Estados Unidos.

Geant4 [36] (*GEometry ANd Tracking*) es un conjunto de herramientas (un *toolkit* como se conoce en la literatura) en el lenguaje C++ y desarrollado bajo una colaboración internacional liderada por CERN. Es el estándar para el diseño de detectores en física de altas energías. Este código, al ser desarrollado como un *toolkit*, ofrece una flexibilidad total; el usuario es capaz de construir su propia aplicación de simulación e incluso eligiendo qué procesos físicos activar. Esta flexibilidad total también exige al usuario elegir con precisión las llamadas Listas Físicas (*Physics Lists*) dado que los resultados dependen críticamente de la lista seleccionada.

OpenMC [37] es un código Monte Carlo relativamente nuevo y de código abierto para el transporte de partículas desarrollado originalmente en el Instituto de Tecnología de Massachusetts (MIT) en 2013. Actualmente es desarrollado por la comunidad de investigadores a lo largo de diferentes instituciones internacionales. La licencia de este Monte Carlo de código abierto permite su uso sin restricciones, sin embargo no ha sido diseñado para física de altas energías, lo que complica su utilidad en nuestros objetivos.

FLUKA [38–40] (***FLU****ktuierende* ***KA****skade*, cascada fluctuante en alemán), es un código Monte Carlo escrito en Fortran capaz de describir el transporte e interacción de cualquier tipo de partícula y un núcleo en geometrías complejas, extendiéndose por rangos de energías desde neutrones térmicos hasta colisiones de hadrones ultrarelativistas. Este código nació en CERN por el trabajo de J. Ranft, quien en mediados de la década de 1960 desarrolló varios programas Monte Carlo para determinar grosores de escudos contra radiación, y para predecir absorción de dosis en componentes críticos de aceleradores de protones.

Si bien existe una vasta variedad de códigos MC para el transporte de radiación, esta revisión se ha restringido a las herramientas de mayor potencial, las cuales son candidatos naturales para esta investigación. De este grupo, FLUKA ha sido la elección definitiva, motivada por la alineación precisa entre sus capacidades técnicas y los requerimientos físicos

del experimento SHiP. A pesar que estos códigos ofrecen excelentes desempeños, presentan limitaciones estructurales que restringen su aplicabilidad en este contexto específico.

En el caso de OpenMC, a pesar de ser un código moderno y de arquitectura abierta, su diseño está optimizado principalmente para física de reactores. Esto implica que carece de los modelos hadrónicos necesarios para simular el régimen de altas energías (superior a 20 MeV) y la compleja cascada de partículas que ocurre en un experimento tipo *beam dump*. Por otro lado, Aunque MCNP6 posee capacidades físicas robustas, su distribución está sujeta a estrictos controles de exportación. Esta barrera administrativa dificulta la colaboración internacional y la reproducibilidad abierta de los resultados, factores esenciales en un experimento de la envergadura de SHiP que involucra a diferentes instituciones alrededor del mundo.

La decisión final se reduce entonces a la comparación entre Geant4 y FLUKA, ambas poderosas herramientas y ampliamente validadas en física de altas energías. Sin embargo, la elección de FLUKA para esta investigación se fundamenta en su enfoque de código integrado frente al enfoque de *toolkit* de Geant4. Mientras que este último requiere que el usuario construya y valide manualmente sus propias listas físicas, FLUKA ofrece configuraciones físicas predeterminadas y ajustadas por los desarrolladores. Esta robustez en la definición de los procesos físicos garantiza que todas las interacciones hadrónicas, desde la escala de meV hasta TeV, sean tratadas con modelos coherentes y validados sin riesgo de errores en la configuración del *input*.

Finalmente, cabe destacar que la extensión de la comunidad de usuarios constituye un criterio de selección técnico; una comunidad activa y numerosa permite que el código sea ampliamente utilizado y sometido a un escrutinio constante bajo una amplia variedad de escenarios experimentales. Esto acelera la identificación de limitaciones y la corrección de errores, otorgando a FLUKA un alto nivel de verificación y validación.

1.3.4 El código FLUKA

El desarrollo histórico de FLUKA [38–40] se puede trazar a través de tres generaciones distintas. La primera, que abarca hasta fines de los 70's, se basó en el trabajo de J. Ranft (afiliado a la Karl Marx University of Leipzig) y su colaboración con J. Routti de la Helsinki University of Technology (HUT). Una segunda generación, que se otorga la reformulación de modelos de interacción de hadrones, entre otros avances significativos, puede identificarse alrededor de los 80's con el esfuerzo conjunto entre CERN (G. R. Stevenson y A. Fasso) y HUT (J. Sandberg y H. Moehring). La tercera y moderna generación de FLUKA vino de un plan impulsado por A. Ferrari (primero INFN y luego CERN) y A. Fasso, junto con la contribución de P. Sala (INFN), para transformar el código a una herramienta de transporte de partículas multi-propósito. Cabe destacar que, en el año 2000, la NASA otorgó soporte dedicado para habilitar el tratamiento de interacciones entre iones pesados (*heavy ions*), ampliando aún más su versatilidad.

En 2007, FLAIR [41] (***FL****uka* ***A****dvanced graphical* ***I****nte****R****face*, Interfaz gráfica avanzada de FLUKA en inglés) hizo su primera aparición. Esta interfaz, escrita en python v3, ayuda al usuario en todas las etapas de un código Monte Carlo, desde construir un input hasta correr la simulación, procesando el output y graficando los resultados a través de GNU.

Para nuestro propósito, el código FLUKA incluye un tratamiento de neutrones en el rango de interés en este estudio (meV – GeV). En este código se establece un estricto límite de transición energética en 20 MeV; para energías superiores, FLUKA utiliza el modelo PEANUT (*Pre-Equilibrium Approach to NUclear Thermalization*) para describir las interacciones nucleares inelásticas de alta energía, mientras que para interacciones nucleares elásticas se basa en el modelo de Ranft [42]. Este modelo es reconocido por su capacidad para manejar la transición suave entre la cascada hadrónica rápida y la fase de evaporación nuclear que produce los neutrones de fondo, asegurando coherencia en la producción de isótopos residuales superior a la de muchos modelos de cascada binaria estándar.

Para energías inferiores, el código provee dos modos de operación que justifican su versatilidad para esta investigación; el Tratamiento Multi-Grupo (*Multi-Group Treatment*) y el Punto a Punto (*Point-Wise Treatment*) [43]:

Multi-Group Treatment

Esta técnica consiste en dividir el rango de energía de interés en un dado número de intervalos (*grupos de energía*) y calcular, mediante códigos especializados, las matrices de dispersión a partir de bases de datos de secciones eficaces evaluadas, tomando en cuenta todos los canales de reacción. En la librería de sección eficaz de FLUKA, los rangos de energía son divididos en 260 grupos de energía (en escala logaritmica).

Point-Wise Treatment

Esta técnica provee una distribución precisa de los datos de sección eficaz, donde las zonas de resonancia juegan un papel fundamental. Aunque este método consume más recursos computacionales, la importancia radica en la precisión a la hora de incluir reacciones que involucren neutrones de baja energía y sus respectivas resonancias, priorizando un tratamiento continuo de esta base de datos en lugar de agruparlos por grupo energético. Esta mejora provee un detalle más preciso a la hora de predecir el comportamiento de neutrones con la materia.

Si bien ambos tratamientos son ampliamente utilizados y válidos, sí es de importancia precisar del tratamiento adecuado a la hora de realizar simulaciones para obtener observables precisos. En este sentido, la capacidad de FLUKA para implementar un tratamiento punto a punto de las secciones eficaces constituye una ventaja decisiva para esta investigación, permitiendo una reconstrucción exacta de las interacciones sin las pérdidas de información inherentes a la discretización por grupos.

Por otra parte, la definición de la frontera energética en 20 MeV dentro de FLUKA no es una elección arbitraria. Este umbral demarca la transición entre dos regímenes físicos diferentes: para energías superiores a 20 MeV, la longitud de onda de De Broglie del proyectil es lo suficientemente corta para *ver* los nucleones individuales, predominando el modelo de cascada intranuclear y las colisiones nucleón-nucleón [44]. Por debajo de este límite, la interacción se rige por efectos colectivos y estructuras de resonancia del núcleo completo.

Para respaldar estas simulaciones en el régimen de baja energía, FLUKA pone a disposición del usuario una extensa librería de 560 isótopos/materiales derivados de bases de datos evaluadas como ENDF-VIII.0, JENDL-4.0u, CENDL-31, BROND-3.1 y JEFF-3.3, siendo esta última la utilizada para nuestros propósitos [45–47]. A partir de la versión 4.3 de FLUKA, se introdujo un tratamiento punto a punto para neutrones de bajo 20 MeV por defecto [43].

1.3.5 Relevancia para SHiP

Dada la dificultad analítica de tratar el transporte de neutrones de manera exacta, o la pérdida de detalle con estrategias deterministas, las simulaciones MC se erigen como la herramienta indispensable para explorar regiones del espacio de fase. Esta validación cobra una relevancia crítica en el contexto actual del experimento SHiP: con el inicio de la fase de construcción programado para el 2026, el diseño experimental debe someterse a un escrutinio riguroso hasta en sus más finos detalles.

Para afrontar este desafío, es necesario replicar con alta fidelidad la configuración actual de SHiP utilizando el código FLUKA. Cualquier intento de simplificación determinista conllevaría a una pérdida considerable de precisión, especialmente en las zonas de blindaje y detección, zonas las cuales son de vital importancia para el desempeño del experimento.

Por consiguiente, realizar esta exploración a través de simulaciones MC constituye el paso natural y obligatorio para caracterizar el fondo de neutrones y validar la eficiencia del blindaje antes de la instalación física de los componentes.

1.3.6 Magnitudes Físicas Fundamentales

Para la correcta interpretación de los resultados obtenidos mediante la simulación Monte Carlo, es imperativo definir las magnitudes físicas que serán estimadas. En esta sección se definen las cantidades de interés (fluencia, corriente y flujo) y se describe su implementación mediante los detectores virtuales (*scorings*) disponibles en FLUKA.

En el contexto del transporte de radiación, caracterizamos el campo mediante magnitudes escalares y vectoriales que describen la densidad y el movimiento de las partículas.

- **Fluencia (Φ):** En la teoría de transporte y dosimetría, la fluencia se define rigurosamente como la *densidad de longitud de traza* (*Track Length Density*). Matemática-

mente, representa la suma de las trayectorias (l_i) recorridas por todas las partículas i dentro de un volumen elemental ΔV, dividido por dicho volumen:

$$\Phi = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\sum_i l_i}{\Delta V} \tag{1.5}$$

Aunque dimensionalmente se expresa como cm^{-2}, su interpretación física corresponde a una longitud de trayectoria por unidad de volumen ($\mathrm{cm}/\mathrm{cm}^3$). Al ser una magnitud escalar independiente de la dirección, la fluencia es la cantidad adecuada para calcular tasas de reacción, activación y dosis depositada en un medio.

- **Corriente ($\vec{J}$):** A diferencia de la fluencia, la corriente es una magnitud vectorial que cuantifica el número neto de partículas que cruzan una superficie orientada (con vector normal $\vec{n}$) por unidad de área:

$$\vec{J} = \frac{dN}{dA}\hat{n} \tag{1.6}$$

La relación entre fluencia y corriente en una superficie depende del ángulo de incidencia θ. Mientras la corriente es un simple conteo de cruces, la fluencia pondera cada cruce por el inverso del coseno del ángulo de incidencia ($\Phi \approx J/\cos\theta$). La corriente es fundamental para estimar la fuga de partículas desde un blindaje o la intensidad de un haz que incide sobre un detector plano.

1.4. Técnicas de Reducción de Varianza

El término *Biasing* se refiere a la aplicación de Técnicas de Reducción de Varianza (*Variance Reduction Techniques*, VRTs) dentro del esquema de simulación. La necesidad de aplicar estas técnicas surge de las limitaciones intrínsecas de las simulaciones MC análogas (o no sesgadas) al intentar cuantificar procesos estocásticos de baja probabilidad.

En una simulación análoga, el muestreo se realiza respetando estrictamente las distribuciones de probabilidad físicas naturales. Si bien este enfoque es exacto, resulta computacionalmente ineficiente para el estudio de eventos exóticos (como la penetración de neutrones a través de blindajes gruesos), dado que la probabilidad de ocurrencia es baja. En consencuencia, para recopilar una estadística significativa utilizando un muestreo análogo, se requerirían tiempos de cálculo prohibitivamente largos debido a la lenta convergencia de las distribuciones reales del espacio de fase [43].

El objetivo del *biasing*, por lo tanto, es alterar artificialmente las probabilidades de transporte para favorecer la ocurrencia de estos eventos de interés, ajustando posteriormente los pesos estadísticos para no sesgar el resultado físico final. Para cuantificar la efectividad de esta estrategia podemos recurrir a la Figura de Mérito (*Figure of Merit*, FoM), que corresponde a una métrica utilizada para medir la eficiencia de una simulación Monte

Carlo y está definida como:

$$\text{FoM} = \frac{1}{\sigma^2 t} \tag{1.7}$$

donde t y σ^2 corresponden al tiempo de CPU y la varianza, respectivamente. Maximizar la FoM implica encontrar un equilibrio entre el costo computacional y la precisión estadística.

Es crucial destacar que la implementación de estrategias de *biasing* no tiene como objetivo reducir el tiempo de CPU. La verdadera ganancia radica en reducir la varianza a una tasa mucho mayor que el incremento del tiempo, logrando así la convergencia de la simulación a un resultado confiable en un tiempo razonable.

1.4.1 Implementación de *Biasing* en simulaciones Monte Carlo

En el contexto de problemas de blindaje contra radiación, el experimento SHiP presenta este panorama: el transporte de neutrones de baja energía a través del *Hadron Stopper* y su caracterización en fases posteriores a este dispositivo. Dado que este bloque masivo de hierro está diseñado para atenuar el flujo de hadrones en varios órdenes de magnitud, la probabilidad de supervivencia de un neutrón se ve disminuida. Para caracterizar el fondo de neutrones en zonas sensibles del experimento, se implementó una estrategia de *biasing* geométrico basada en la importancia de regiones.

1.4.2 Segmentación de regiones

Segmentar una región específica dentro del mundo de la simulación permite definir la Importancia (I) de cada región (cada segmento de un blindaje, por ejemplo) de forma creciente en la dirección de propagación. La lógica subyacente es manipular el peso estadístico w de la partícula en función de la importancia de la región que ocupa, favoreciendo el transporte hacia las zonas de interés. La relación de importancia entre dos regiones adyacentes se define mediante el parámetro R:

$$R = \frac{I_2}{I_1} = \frac{\text{Importancia Región 2}}{\text{Importancia Región 1}} \tag{1.8}$$

Dependiendo de la dirección de propagación de la partícula, FLUKA aplica uno de los siguientes algoritmos para conservar el peso estadístico total de la simulación y garantizar que el resultado físico no sea alterado:

Surface Splitting

Este mecanismo se activa cuando una partícula cruza la frontera hacia una región de mayor importancia ($R > 1$).

El objetivo es aumentar la densidad de partículas en la nueva región para mejorar el muestreo estadístico. Al cruzar la frontera, la partícula original (de peso estadístico w) se

divide (*split*) en un número $n = R$ de réplicas (partículas idénticas). Para conservar la física del sistema, el peso estadístico de cada réplica (w') se reduce proporcionalmente:

$$w' = \frac{w}{R} \tag{1.9}$$

De esta forma, aunque el número de historias (N) aumenta, la suma total de los pesos se mantiene constante. Para nuestros propósitos, esto permite que una partícula que logre penetrar las primeras capas de un blindaje, genere múltiples réplicas que sean capaces de explorar independientemente las posibles trayectores en las capas profundas, reduciendo la varianza del resultado final (ver Figura 1.4a).

Russian Roulette

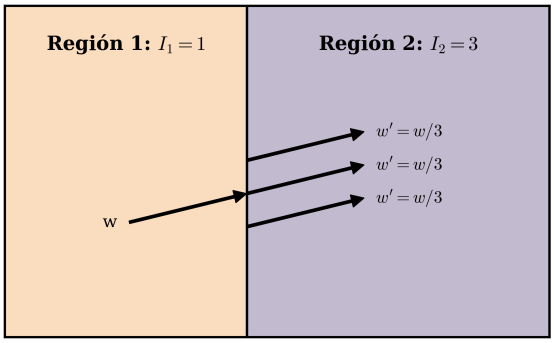
Este mecanismo opera en el caso inverso, cuando una partícula intenta cruzar hacia una región de menor importancia ($R < 1$). Esto ocurre típicamente con partículas que sufren *backscattering* y se alejan de la dirección de los detectores, o bien las réplicas que logran atravesar en su totalidad el *Hadron Stopper* e ingresan a la región ambiente.

Debido al proceso anterior, se genera artificialmente una gran cantidad de réplicas (con bajos pesos estadísticos) dentro del bloque de blindaje. Si bien los neutrones que logran atravesar el *Hadron Stopper* son los de mayor interés físico para este estudio, llegan a la frontera final como una nube masiva de réplicas. Simular el transporte individual de cada una de estas millones de réplicas de bajo peso estadístico sería computacionalmente ineficiente.

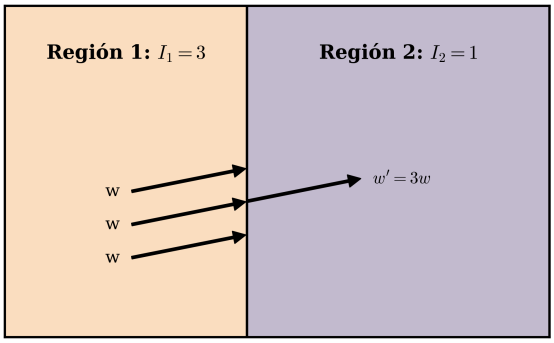
Para gestionar esto, la Ruleta Rusa diezma aleatoriamente esta población al cruzar a una región de menor importancia mediante el siguiente mecanismo:

- La partícula tiene una probablidad de supervivencia $P = R$. Estadísticamente, la cantidad de neutrones que logra escapar del *Hadron Stopper* se verá severamente reducida.
- Si la partícula sobrevive, su peso estadístico es restaurado por un factor de $1/R$. De esta forma, una sola partícula sobreviviente transporta el peso acumulado de las réplicas que fueron eliminadas.
- Si no sobrevive, la historia de la partícula es terminada y deja de consumirse tiempo de CPU.

De este modo, la contribución final a los *scorings* proviene de un número menor de partículas, pero con un peso estadístico significativo y representativo, manteniendo la validez física del resultado (generalmente esto se conoce como el *Fair Game* en simulaciones MC), pero con una eficiencia computacional optimizada.



(a) Representación gráfica del *Surface Splitting* (división en la superficie).



(b) Representación gráfica de la *Russian Roulette* (ruleta rusa).

Figura 1.4: Diagrama de los mecanismos de reducción de varianza implementados. En **a)** se ilustra el *surface splitting*, donde una partícula en la región de Importancia $I_1 = 1$ y de peso estadístico w, cruza la superficie hacia una región de Importancia $I_2 = 3$. Así, $R = 3$ y, por lo tanto, se divide en $n = 3$ réplicas de peso $w' = w/3$. En *b)* se muestra la *Russian Roulette*, correspondiente a la transición de tres partículas en la región de importancia $I_1 = 3$ y con peso estadístico w cada una, hacia una región de importancia $I_2 = 1$. Por lo tanto, la probabilidad de supervivencia para cada partícula es $P = 1/3$ y, de lograr sobrevivir, aumenta su peso estadístico a $w' = 3w$.

1.5. Neutrones

Debido a su naturaleza como partículas neutras de espín 1/2, los neutrones desempeñan un rol fundamental tanto en la comprensión de las interacciones fundamentales como en la física aplicada, donde los haces de neutrones constituyen una herramienta esencial para el sondeo de la materia.

En el contexto de experimentos de tipo *beam dump* como SHiP, los haces de hadrones de alta intensidad colisionan inelásticamente con núcleos pesados en el blanco, generando una vasta cascada de partículas secundarias. Para los objetivos de esta investigación, resulta imperativo caracterizar los flujos de neutrones resultantes y sus interacciones con el entorno experimental.

Esta necesidad surge de las propiedades intrínsecas del neutrón: su carga eléctrica nula le permite inmiscuirse en el núcleo de los átomos de la materia e interactuar con ellos en un amplio rango de energías. Estas interacciones generan productos secundarios que, junto con los propios neutrones, constituyen una fuente crítica de ruido de fondo (*background*). Este fondo inducido por la colisión de protones con los materiales del blanco representa un desafío mayor, ya que puede interferir significativamente en la sensibilidad de los detectores de SHiP diseñados para la búsqueda de partículas del HS.

Por consiguiente, en esta sección se presentará teóricamente una revisión de los mecanismos de producción de neutrones relevantes para el experimento SHiP, así como de los canales de interacción predominantes entre estos neutrones y la materia circundante.

1.5.1 Definición y propiedades básicas

En el marco del SM, los constituyentes fundamentales de la materia son los quarks y los leptones. Las interacciones entre quarks y gluones son lo suficientemente intensas como para mantenerlos unidos, formando estados ligados conocidos colectivamente como hadrones. Estos se clasifican en mesones o bariones, siendo los neutrones, protones, piones y kaones los ejemplos más conocidos [48].

El neutrón es una partícula subatómica que, junto con los protones, se encuentra en el núcleo de los átomos. Al igual que otros hadrones, exhibe una dualidad onda-partícula, manifestando propiedades corpusculares (como la masa) y ondulatorias (como la longitud de onda), además de interactuar bajo la influencia de las cuatro fuerzas fundamentales. Debido a estas características, los neutrones son una herramienta poderosa para la investigación en física de partículas, física nuclear y astronomía.

Una de sus propiedades más distintivas es el poseer carga eléctrica neta igual a cero. Esto implica que no experimenta la interacción de Coulomb con la nube electrónica de los átomos, lo que le permite interactuar débilmente con la materia y penetrar hasta alcanzar directamente los núcleos atómicos. Sin embargo, aunque su carga neta es nula, el neutrón posee un momento magnético (espín) que le permite interactuar con los espines electrónicos no apareados (*unpaired electron spins*, como se encuentra en la literatura) [49].

Por otra parte, la masa del neutrón es considerablemente grande, lo cual tiene importantes consecuencias en la transferencia de energía. Al chocar con núcleos atómicos, que poseen una masa finita, los neutrones pueden ceder o ganar energía cinética. Los neutrones libres tienen una vida media aproximada de 15 minutos, tiempo suficiente para sufrir diversos tipos de interacciones, como ser dispersados o capturados por la fuerza nuclear fuerte. Específicamente, cuando los neutrones de baja energía interactúan de forma inelástica, pueden dejar a los núcleos atómicos en estados excitados, los cuales subsecuentemente se desintegran hacia su estado fundamental (*ground state*, como se encuentra en la literatura) mediante la emisión de fotones u otras partículas.

Propiedades del neutrón	
Masa	$m = 939.565360(81)$ MeV/c^2
Spin	$s = \hbar/2$
Vida media	$\tau = 885.7(8)$ s

Tabla 1.2: Los neutrones tienen propiedades distintivas de partículas con atributos electroestáticos virtualmente ausentes: Sin carga, sin momento eléctrico dipolar permanente, baja polarizabilidad eléctrica.

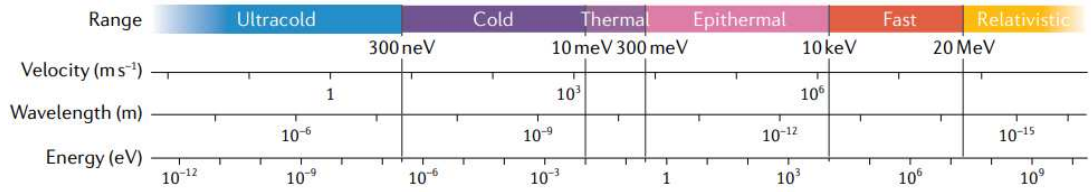


Figura 1.5: Los neutrones usualmente son clasificados según su energía en regiones, como se detalla en esta figura. Para esta investigación, nos hemos enfocado en neutrones *Térmicos, epi-Térmicos, rápidos y Relativistas*, es decir, desde los 10 meV hasta 1 GeV [3].

1.5.2 Producción de neutrones

En un experimento tipo *beam dump*, el haz de hadrones primario incide sobre un blanco de alta densidad y alto número atómico. La violenta interacción inelástica entre el proyectil y los núcleos de los átomos presentes en los materiales del blanco desencadena una cascada hadrónica, transformando la energía cinética del haz en una lluvia de partículas secundarias. A medida que aumenta la energía disponible, se habilitan nuevos canales de reacción y aumenta la complejidad del mecanismo [50].

Si bien existen diferentes procesos nucleares que contribuyen a la generación de una población de neutrones, en la escala de altas energías, la reacción dominante en colisiones de partículas corresponde a la espalación (*Spallation* como se encuentra en la literatura) [51].

El mecanismo de espalación describe las reacciones nucleares inducidas por partículas energéticas (típicamente superiores a los 100 MeV). En este régimen, la interacción ocurre en una escala de tiempo extremadamente corta (del orden de 10^{-22} segundos), permitiendo modelar el proceso como una colisión entre el protón incidente y nucleones individuales cuasi-libres dentro del núcleo (tratado como un gas de Fermi), en lugar de una interacción con el núcleo como un todo.

Fenomenológicamente, la espalación se divide en dos etapas consecutivas. La primera es la Cascada Intranuclear (INC por sus siglas en ingles), donde ocurren una serie de colisiones directas que expulsan nucleones o fragmentos ligeros, dejando al núcleo residual en un estado altamente excitado. Posteriormente, ocurre la fase de evaporación, donde el núcleo residual realiza transiciones hacia su estado fundamental emitiendo partículas térmicas para liberar energía. Es crucial destacar que, durante esta etapa de evaporación, la emisión de neutrones es predominante frente a la de partículas cargadas debido a que éstas no se ven suprimidas por la barrera de Coulomb del núcleo, a diferencia de nucleones como los protones [50].

1.5.3 Interacciones con la materia

Los neutrones tienen diferentes canales de interacciones con la materia (ver figura 1.6, el canal más simple es el *potencial de scattering*, en el cual un neutrón rebota elásticamente

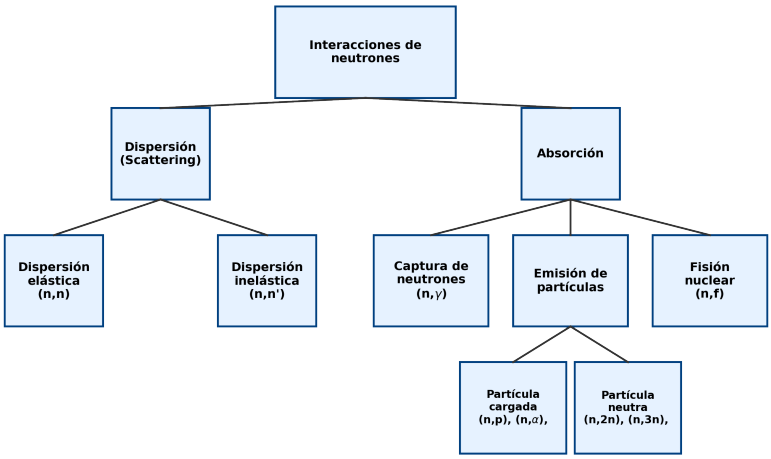


Figura 1.6: Interacciones posibles de un neutrón con el núcleo atómico. Figura basada en la presentación *Proposal for a Study to Characterize Neutron Spectra from Secondary Radiation in the SHiP Experiment* de Jaime Romero en SAPHIR ARM 2025, PUC, Santiago, Chile.

fuera del potencial nuclear sin penetrar el núcleo. Para formar un núcleo compuesto, este mecanismo puede llegar a tener tiempos relativamente largos para que ocurra. Por ejemplo, para un neutrón lento (10^5 cm/s app.) toma alrededor de 10^{-17} segundos en atravesar el núcleo, para mecanismos como la fisión puede tomar alrededor de 10^{-14} segundos [52].

En el caso de una absorción, el neutrón incidente debe ser absorbido por el núcleo original y colisionar un tiempo distribuyendo su energía cinética, así la energía de enlace adicional suministrada por el neutrón agregado hacia los otros núcleones en el núcleo, genera que un núcleo compuesto se desintegre y genere productos adicionales. El largo tiempo de vida del núcleo compuesto dura lo suficiente como para borrar la mayoria de las características del neutrón incidente.

Cuando tenemos un núcleo compuesto debido a una interacción neutrón-núcleo, existen diferentes canales para que se desintegre, como vemos en la Figura 1.6. Para ello, veremos una breve descripción de estos posibles mecanismos de reacción:

Captura Radiativa (*Radiative Capture*) Este mecanismo es fundamental en la física de reactores, ya que elimina neutrones de la reacción en cadena. El proceso ocurre mediante la formación de un núcleo compuesto, en el cual el neutrón incidente es absorbido creando un núcleo de número másico $A+1$ en un estado altamente excitado. Posteriormente, este núcleo se desintegra hacia su estado fundamental emitiendo una cascada de rayos gamma de alta energía. En consecuencia, la sección eficaz de captura exhibe un comportamiento resonante: la probabilidad de interacción aumenta drásticamente cuando la energía del centro de masa (E_{CM}) sumada a la energía de enlace del neutrón (E_b) coincide con un nivel energético cuántico del núcleo compuesto.

Fisión Nuclear (*Nuclear Fission*) Tras la absorción del neutrón y la consiguiente formación del núcleo compuesto, este se desestabiliza y se fragmenta en dos núcleos más ligeros (productos de fisión). Dado que, según la hipótesis de Bohr, el modo de desintegración es independiente del mecanismo de formación, la sección eficaz de fisión presenta una estructura de resonancia muy similar a la de la captura radiativa en las regiones de energía correspondientes.

Dispersión Inelástica (*Inelastic Scattering*) En este proceso, el neutrón es absorbido temporalmente para formar un núcleo compuesto que se desintegra re-emitiendo un neutrón, pero dejando al núcleo residual en un estado excitado. Dado que parte de la energía cinética inicial se invierte en la energía de excitación del blanco, la energía cinética del sistema no se conserva (es inelástica). Este mecanismo posee un umbral energético: solo ocurre cuando la energía del neutrón incidente supera la energía necesaria para alcanzar el primer estado excitado del núcleo blanco (típicamente en el orden de los keV o MeV).

Dispersión Elástica Resonante (*Elastic Resonance Scattering*) Similar al caso anterior, se forma un núcleo compuesto que re-emite un neutrón; sin embargo, el núcleo residual regresa a su estado base y la energía cinética total del sistema se conserva. La dependencia energética de la sección eficaz difiere de la captura o la fisión debido a efectos de mecánica cuántica: la amplitud de dispersión resonante interfiere con la dispersión potencial (explicada a continuación). Esta interferencia puede causar que la sección eficaz disminuya abruptamente antes o después de un pico de resonancia.

Dispersión Potencial (*Potential Scattering*) Es el tipo más simple de interacción nuclear, en la cual el neutrón incidente es dispersado por el potencial nuclear sin llegar a penetrar la superficie del núcleo ni formar un estado compuesto. Se puede visualizar análogamente como el rebote de una partícula contra una esfera dura.

Reacciones con Emisión de Partículas Cargadas (*Charged Particle Emission*) Este tipo de interacción incluye reacciones como (n, p) y (n, α). Tras la absorción del neutrón, se forma un núcleo compuesto altamente excitado. Si la energía disponible permite superar la barrera de Coulomb y la energía de separación (o si la reacción es exotérmica en núcleos ligeros), el sistema se desexcita emitiendo una partícula cargada (p o α) en lugar de un fotón [53].

Multiplicación de Neutrones (*Neutron Multiplication*) Corresponde a reacciones endotérmicas del tipo $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, etc. Este mecanismo ocurre cuando la energía cinética del neutrón incidente supera la energía de separación de un neutrón del núcleo objetivo (más la energía de retroceso). El núcleo excitado remanente libera entonces dos o más neutrones para volver a la estabilidad [54].

1.5.4 Relevancia en SHiP

Como se estableció en la sección anterior, la colisión de protones de 400 GeV con el blanco de SHiP desencadena una cascada hadrónica masiva. Dadas las características de los materiales del blanco, la producción de neutrones es abundante y constituye una de las principales preocupaciones radiológicas y experimentales.

La problemática radica en la naturaleza física del neutrón: al carecer de carga eléctrica, posee una capacidad de penetración superior a la de los hadrones cargados, permitiéndole atravesar espesores considerables de material. Una producción de neutrones que escapen del blanco interactuarán con la infraestructura circundante, activando materiales y generando partículas secundarias (como fotones y neutrones de baja energía) en regiones que deberían permanecer en condiciones de cero ruido, por lo que esta contaminación representa un riesgo directo para el éxito de SHiP.

El fin es explorar el HS, con señales extremadamente débiles producidas por desintegraciones de partículas ocultas. Cualquier neutrón no contabilizado que alcance volúmenes sensibles puede inducir falsos positivos, comprometiendo la sensibilidad de la búsqueda.

Para mitigar este riesgo, el diseño de SHiP incorpora un escudo de hadrones, un dispositivo específicamente diseñado para atenuar este flujo. Sin embargo, la eficiencia de este escudo no puede darse por sentada; debe ser caracterizada exhaustivamente.

En el Capítulo 2, presentaremos a detalle la configuración actual del experimento.

Capítulo 2

Experimento SHiP

2.1. Panorama del experimento.

El experimento ***S**earch for **Hi**dden **P**articles* (Búsqueda de partículas ocultas, SHiP) [7, 25, 55, 56] es una instalación de propósito general diseñada para explorar el llamado Sector Oculto (*Hidden Sector*, HS) en la frontera de intensidad (ver Figura 2.1). SHiP se ubicará en la futura *Beam Dump Facility* (BDF) [5] del área Norte del CERN, aprovechando el haz de protones de 400 GeV/c extraído del *Super Proton Synchrotron* (SPS). Con una construcción programada para iniciar en 2026 y una entrada en operación prevista para 2032, SHiP tiene como objetivo acumular una estadística anual de 4×10^{19} protones en el blanco (*Protons on Target*, PoT).

La estrategia de búsqueda se basa en la colisión de este haz de alta intensidad contra un blanco de alta densidad y elevado número atómico. Esta interacción está optimizada para maximizar la producción de hadrones *Charm* y *Beauty*, cuyas desintegraciones son la vía principal para generar partículas del HS. Estas partículas hipotéticas, conocidas generalmente como FIPs, se caracterizan por interactuar débilmente con la materia y poseer largas vidas medias [7].

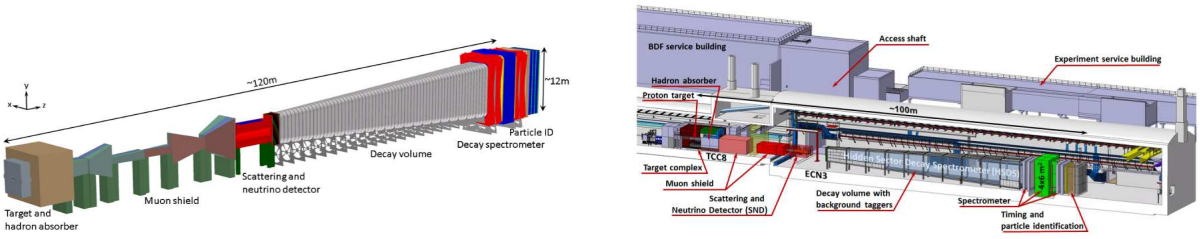


Figura 2.1: Vista panorámica del experimento SHiP. La instalación consta de una sección de supresión de fondo —compuesta por el blanco, el absorbedor de hadrones y el escudo de muones activo— seguida por las estaciones de detección SND y HSDS. El diseño experimental tiene como objetivo atenuar el flujo de partículas secundarias generado en la interacción inicial, permitiendo la búsqueda de señales del HS libres de interferencias [4].

Debido a la debilidad de las señales esperadas, la detección requiere un entorno experimental de *zero-background* (cero ruido de fondo). Cada colisión produce una cascada de partículas del SM que constituyen ruido, por lo que el diseño de SHiP incorpora un sistema de supresión de ruido ubicado inmediatamente después del blanco:

1. **Absorbedor de Hadrones (*Hadron Stopper*)**: Un bloque masivo de hierro de 125 m^3 diseñado para contener la cascada hadrónica y reducir drásticamente el flujo de partículas mediante la maximización de la longitud de interacción nuclear.

2. **Escudo de Muones (*Muon Shielding*)**: Un sistema compuesto por seis unidades magnéticas con campos de hasta 1.8 T y polaridades alternadas. Su función es deflectar magnéticamente los altos flujos de muones esperados fuera de la aceptación de los detectores.

Una vez suprimido el fondo de partículas conocidas, la parte experimental se divide en dos sistemas de detección complementarios para cubrir un amplio espectro de modelos físicos (ver Figura 2.2). En primera instancia, se encuentra SND (*Scattering and Neutrino Detector*) [57], ubicado inmediatamente después del escudo de muones, cuyo objetivo es la búsqueda de LDM a través de la dispersión de partículas y el estudio de física de neutrinos [31]. Posteriormente, se sitúa el HSDS (*Hidden Sector Decay Spectrometer*) [58], diseñado para reconstruir vértices de desintegración visibles. Este sistema cuenta con un volumen de desintegración (*Decay Volume*) de 50 metros de longitud que contiene He-3 a 1 atm [59]; espacio suficiente para permitir que las FIPs de larga vida se desintegren en partículas del Modelo Estándar detectables.

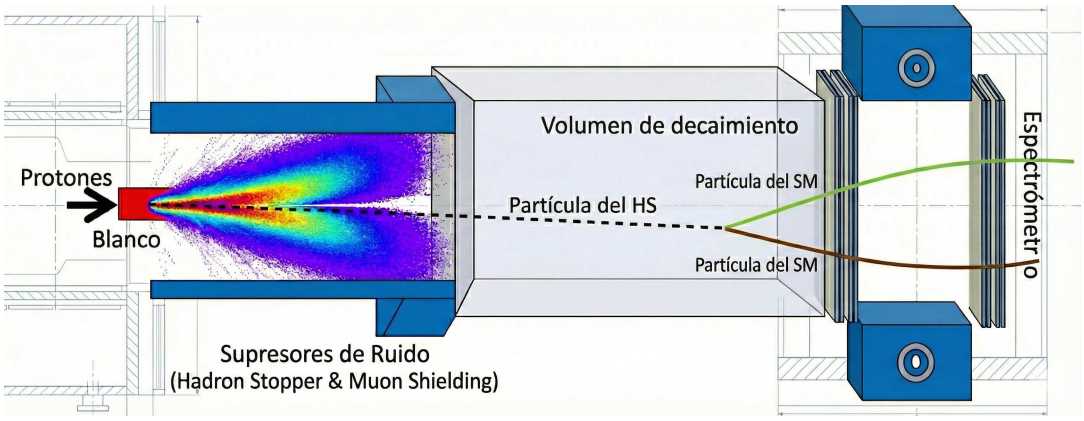


Figura 2.2: Ilustración conceptual del principio de detección del experimento SHiP bajo la condición de *zero-background*. La imagen muestra un volumen de desintegración libre de ruido, donde se observa la traza de una partícula del HS desintegrándose en dos productos visibles del SM. Imágen basada en: G. De Lellis, presentación en SAPHIR ARM 2025, Pontificia Universidad Católica de Chile (Enero 2025).

Este diseño experimental de vanguardia permite a SHiP realizar búsquedas directas de partículas exóticas de larga vida en el rango de masas entre cientos de MeV y varios GeV, prometiendo una sensibilidad sin precedentes en la física de la frontera de intensidad [22–24].

2.2. Componentes de SHiP

2.2.1 *Beam Target*

En el núcleo de la BDF, el componente responsable de la producción de partículas es el blanco (*beam target*) [2, 5, 60]. Este dispositivo se ubicará aproximadamente a 15 metros bajo el nivel del suelo y estará confinado dentro de un blindaje masivo de cerca de 3700 toneladas de hierro fundido y acero, diseñado para mitigar la dosis de radiación durante la operación. Su diseño responde a una configuración híbrida *beam dump*: debe ser capaz de absorber de manera segura la totalidad de la energía del haz de protones de 400 GeV del SPS y, simultáneamente, maximizar la producción de hadrones *Charm* y *Beauty*, hipotetizadas como las principales fuentes de partículas del HS [5].

Para cumplir con estos requísitos, el blanco debe poseer una alta densidad, elevado número atómico (Z) y una corta longitud de interaccion nuclear. Esto favorece la contención de la cascada hadrónica, aumentando la probabilidad de re-absorción de *piones* y *kaones* antes de su desintegración en muones (quienes contribuyen a ruido de fondo).

La estructura del blanco consiste de 18 cilindros colineales de 250 mm de diámetro, dispuestos en una configuración específica para cumplir con distintos fines. La segmentación de materiales es la siguiente (ver Tabla 2.1):

- Bloques de TZM: Una aleación de Molibdeno (99.87 % Mo, 0.08 % Ti, 0.05 % Zr) utilizada en la zona de impacto inicial. Sus longitudes varían entre 25 mm y 80 mm.
- Bloques de Tungsteno (W): Ubicados en la sección posterior para maximizar la densidad, con longitudes que varían entre 50 mm y 350 mm.

Esta variación longitudinal y la disposición de los materiales han sido optimizadas para minimizar el estrés térmico y asegurar que la cascada hadrónica se desarrolle completamente dentro del dispositivo [2].

Debido a la alta densidad de potencia depositada, el blanco requiere un sistema de enfriamiento activo. La operación del SPS sigue una estructura temporal pulsada: cada ciclo de extracción tiene una duración de 1 segundo (técnicamente llamado *spill*), seguido de un intervalo de 6.2 segundos. Durante este ciclo, se hace circular agua a alta velocidad a través de canales de 5 mm de espesor que separan los bloques cilíndricos.

Para proteger los componentes del blanco de la corrosión y erosión generada por el flujo de agua, además de considerar una vida útil de 5 años, cada bloque será cubierto por 5 mm de espesor de Ta2.5W (aleación de 97.5 % Ta y 2.5 % W). Este material fue seleccionado específicamente por combinar un alto número atómico con excelentes propiedades de resistencia a la corrosión. Como se ilusta en la Figura 2.3, el sistema cuenta con tanques concéntricos que garantizan la circulación eficiente del caudal y la estabilidad térmica del dispositivo.

Block	Material	Largo (mm)
1	TZM	80
2–8	TZM	25
9–10	TZM	50
11	TZM	65
12–13	TZM	80
14	W	50
15	W	80
16	W	100
17	W	200
18	W	350

Tabla 2.1: Dimensiones y materiales de los bloques del target. Densidades: TZM (10.19 g/cm^3) y W (19.15 g/cm^3) [2].

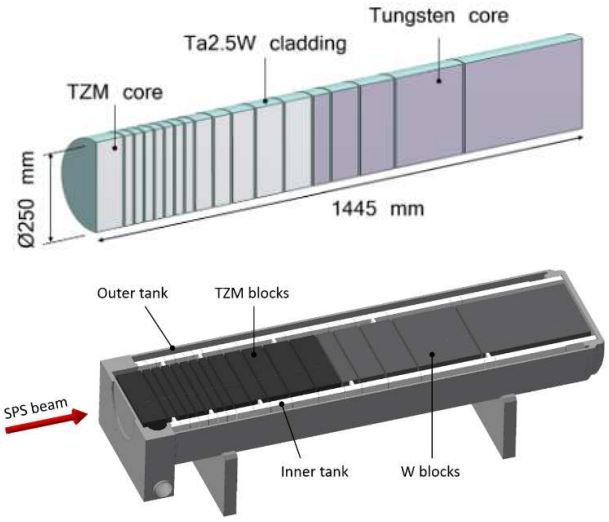


Figura 2.3: Arriba: Núcleo del target con recubrimiento de Ta2.5W (5 mm) y separación entre bloques. Abajo: Ubicación del target en el tanque contenedor [5].

2.2.2 *Muon Shielding*

Durante cada *spill*, el SPS deposita aproximadamente 4×10^{13} PoT. Esta interacción genera un flujo secundario de alrededor de 10^{11} muones por segundo (μ/s), provenientes principalmente de la desintegración de mesones π, $\mathcal{K}$, ρ, ω y *Charm* [61]. Este flujo constituye la fuente de ruido de fondo más significativa del experimento; por consiguiente, para maximizar la sensibilidad de SHiP a las señales del HS, es imperativo reducir la población de muones en al menos cuatro órdenes de magnitud [62].

Como se ilustra en la Figura 2.1, el escudo de muones se sitúa inmmediatamente después del *Hadron Stopper*. Esta ubicación responde a una restricción geométrica crítica: para maximizar la aceptación de los detectores a las partículas exóticas de vida media corta, la distancia entre el blanco y el volumen de desintegración debe ser mínima. Esto impone la necesidad de diseñar un escudo lo más compacto longitudinalmente posible. Cabe destacar que la geometría implementada en FLUKA de este trabajo refleja la versión más reciente del diseño, optimizada tras años de iteraciones para cumplir con restricciones espaciales [63].

Aunque los muones, al ser partículas cargadas, son susceptibles a la deflexión magnética, el desafío radica en el amplio espectro de momentos que poseen. Un campo magnético simplemente no es suficiente debido a dos fenómenos:

1. Muones de alta energía (E $\sim$ 350 GeV): Requieren una potencia magnética no menor para ser desviados fuera de la aceptación geométrica. Considerando su distribución de momento transversal (p_T), esto demanda imanes de aproximadamente 18 metros

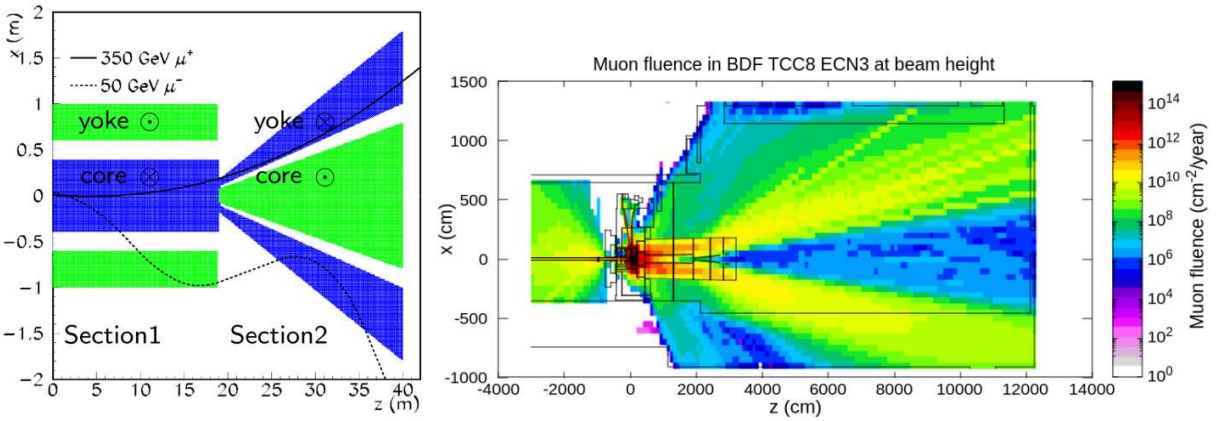


Figura 2.4: Principio de diseño y desempeño esperado del sistema de escudo de muones activo de SHiP/BDF.Izquierda: Representación esquemática del principio de polaridad alternada utilizado en la configuración de los imanes. Las regiones coloreadas en verde y azul, junto con los símbolos ⊙ (campo magnético saliente del plano) y ⊗ (campo magnético entrante), indican la orientación del campo inducido dentro de los bloques de hierro del blindaje. Figura adaptada de [26].Derecha: Mapa de la distribución espacial de la fluencia de muones esperada (*expected muon fluence*) a lo largo de la instalación TCC8/ECN3, demostrando la efectividad del esquema de blindaje [6].

de longitud con campos de 1.8 T de intensidad.

2. Muones de baja energía (E $\sim$ 50 GeV): Los muones de bajo momento son desviados fácilmente, pero corren el riesgo de curvarse excesivamente y atravesar las líneas de campo de retorno del imán, lo que paradójicamente los re-introduciría en dirección hacia los detectores. Se refiere a esto como el efecto de campo de retorno.

Para resolver esta problemática dual, el escudo emplea una configuración de imanes con polaridades alternadas. Se ha dispuesto un imán adicional con polaridad inversa cerca del eje-Z, diseñado específicamente para corregir la trayectoria de los muones de baja energía que han atravesado el campo de retorno, asegurando que sean deflectados definitivamente fuera de la aceptación del espectrómetro (ver Figura 2.4).

2.2.3 *Scattering and Neutrino Detector*

El Detector de Dispersión y Neutrinos (SND) se encuentra inmediatamente luego del escudo de muones. Su diseño está optimizado para, por un lado, buscar firmas de dispersión de LDM, específicamente mediante la detección de electrones de retroceso provenientes de la dispersión elástica en el blanco y, por otra parte, realizar física de neutrinos, con el desafío clave de observar directamente por primera vez el $\bar{\nu}_\tau$ (anti-neutrino tau) [24, 57].

Estructuralmente, el SND es un sistema compacto de aproximadamente 7 metros de longitud (ver Figura 2.5). Todo el volumen del detector se encuentra alojado en el interior de un imán dipolar que genera un campo magnético de 1.2 T perpendicular al eje del haz. La

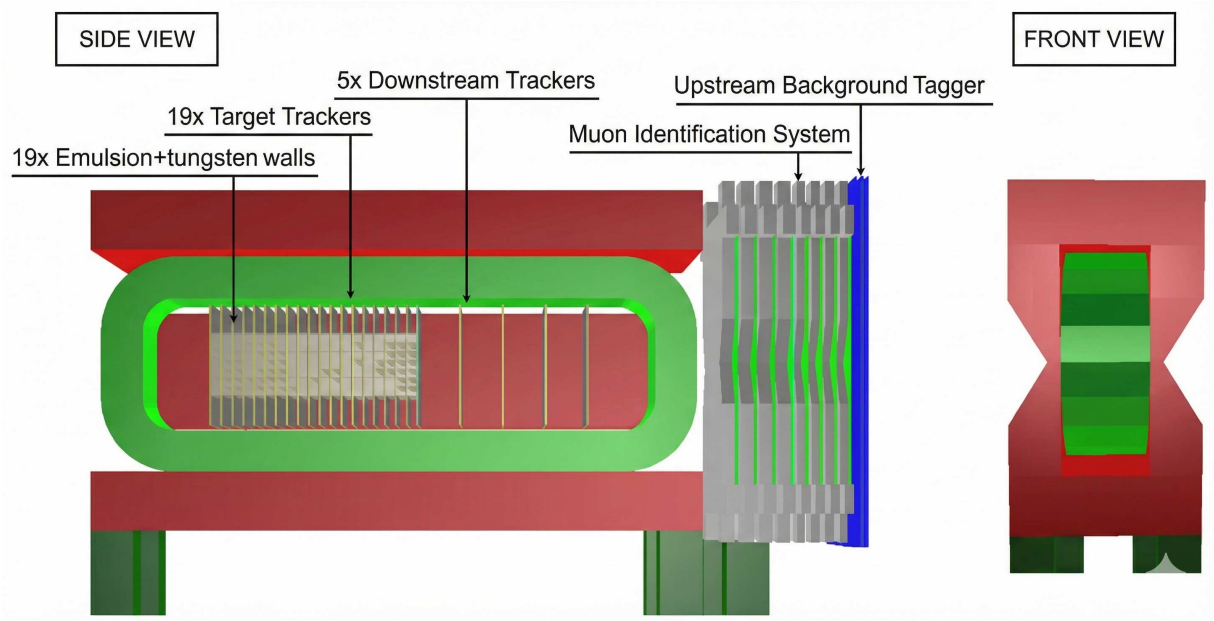


Figura 2.5: Diagrama esquemático de SND [7].

presencia de este campo es un requisito indispensable para la espectroscopía de partículas, permitiendo medir el signo de la carga eléctrica de los productos de desintegración y, por ende, distinguir entre neutrinos y antineutrinos.

Composición del Blanco Híbrido

El núcleo del SND es un blanco híbrido que integra la alta resolución espacial de la emulsión nuclear con la resolución temporal de los detectores electrónicos. Esta configuración se estructura mediante la alternancia de tres tecnologías clave [7, 31, 56, 57]:

***Emulsion Cloud Chamber* (ECC):** Constituye la masa principal del blanco para la interacción de neutrinos. Las unidades ECC están formadas por películas de emulsión nuclear (para el rastreo micrométrico) intercaladas con placas densas de Tungsteno o Plomo. Esta alta densidad es necesaria para maximizar la probabilidad de interacción, mientras que la emulsión permite observar la topología de vértices de desintegración de vida corta (como el leptón τ).

***Compact Emulsion Spectrometer* (CES):** A diferencia del ECC, estas unidades consisten en películas de emulsión separadas por materiales de baja densidad (aire o espaciadores de PMMA). Al reducir la dispersión múltiple (*multiple scattering*), el CES permite medir con precisión la curvatura de las trazas en el campo magnético, determinando así el momento y el signo de la carga.

***Target Trackers* (TT):** Dado que la emulsión no posee resolución temporal, se intercalan 19 planos de detectores electrónicos, basados en tecnología de fibras centelleadoras (SciFi). Estos planos proporcionan una marca de tiempo (*timestamp*) precisa para

cada evento, permitiendo enlazar las trazas observadas en la emulsión con los datos del resto del detector. Ofrecen una resolución espacial de $\sim 50\,\mu$m y temporal de ~ 400 ps.

Seguido del blanco de emulsión, el sistema se complementa con dos subsistemas dedicados a la reconstrucción cinemática y la identificación de partículas [58]:

1. **Rastreador Posterior (*Downstream Tracker*, DT):** Compuesto por tres planos adicionales de tecnología SciFi, separados por una distancia de 50 cm sin material absorbente interpuesto. Su función es medir el momento y la carga de las trazas largas que emergen del blanco (principalmente muones), aprovechando la deflexión magnética en el volumen de aire.

2. **Sistema de Identificación de Muones (*Muon Identification System*, MIS):** La etapa final del detector consiste en una secuencia de filtros de hierro alternados con planos de detección (originalmente Cámaras de Placas Resistivas (RPCs, por sus siglas en inglés), y capas de Cámaras de placas resistivas de múltiples espacios (MRPCs, por sus siglas en inglés) en la sección final. Este sistema actúa como un calorímetro hadrónico grueso y un identificador de muones, alcanzando una eficiencia de identificación superior al 97 % [31]. Cabe destacar que la última sección del MIS cumple una doble función, actuando como el Trazador de fondo Previo (*Upstream Background Tagger*, UBT) para el detector situado posteriormente, el HSDS.

2.2.4 *Hidden Sector Decay Spectrometer*

El Espectrómetro de Desintegración del Sector Oculto (HSDS) constituye el componente final y de mayor volumen del experimento SHiP. Su diseño está concebido específicamente para identificar y reconstruir los decaimientos visibles de partículas del HS (ver Figura 2.2). El objetivo primordial del instrumento es lograr la reconstrucción cinemática completa del vértice de desintegración y la determinación precisa de la masa invariante de las partículas candidatas [7, 56, 58].

Para alcanzar la sensibilidad de diseño, el HSDS debe operar bajo una estricta condición de *zero-background* (fondo nulo). Esto implica reducir el número esperado de eventos de fondo a menos de 0.1 eventos durante la vida operativa del experimento. Esta restricción define la arquitectura de blindaje y los sistemas de veto del detector [22].

El HSDS se estructura en torno a un gran volumen fiducial instrumentado con sistemas de rastreo y rodeado por detectores de veto (ver Figura 2.6). A continuación, se detallan los subsistemas principales [59]:

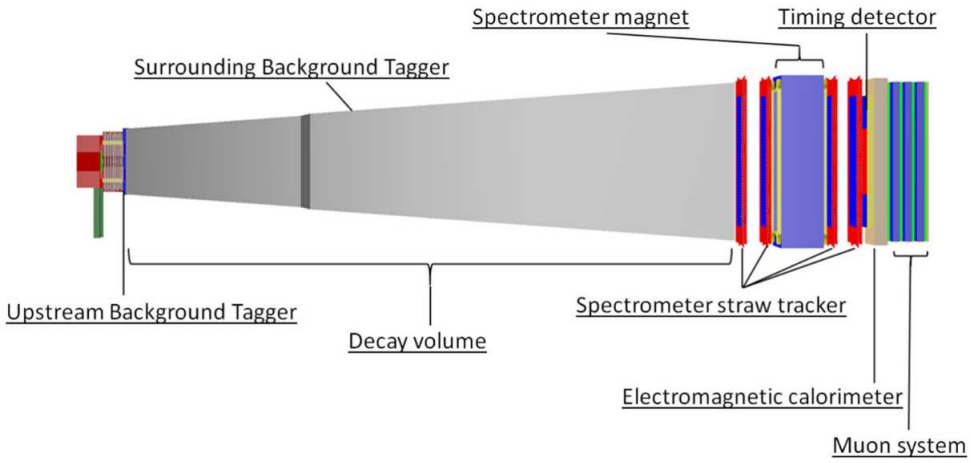


Figura 2.6: Representación esquemática del *Hidden Sector Decay Spectrometer* (HSDS) [7].

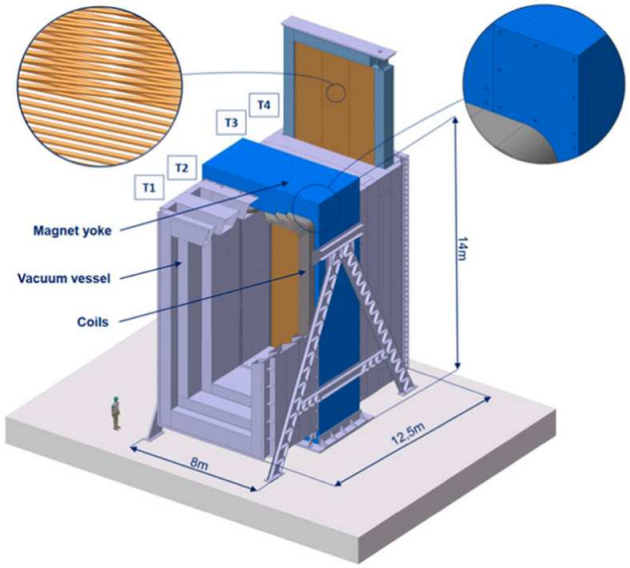


Figura 2.7: Esquema de la sección del espectrómetro, con los cuatro aberturas superiores en el recipiente de vacío para la inserción de las *straw tracker stations* (T1-T4), y el *surrounding spectrometer magnet* [7].

Decay Volume

El núcleo del HSDS es el volumen de desintegración (*Decay Volume*, DV por sus siglas en inglés), una estructura con forma piramidal truncada de aproximadamente 50 metros de longitud, con una apertura rectangular de 5×10 metros en su extremo posterior.

Para minimizar las interacciones de fondo, el estado operacional del DV es crítico:

- Configuración de vacío: La estrategia principal consiste en mantener el volumen bajo vacío, a una presión inferior a 10^{-3} bar. Si el volumen operara a presión atmosférica, se estiman cerca de 10^5 interacciones de neutrinos con el aire, lo cual saturaría la capacidad de rechazo de fondo.

- Configuración alternativa de Helio [4]: Como alternativa para optimizar el presupuesto, se ha considerado el uso de una bolsa de gas ligera llena de Helio a 1 atm (*Hellium gas baloon* como aparece en la literatura). Esta configuración busca mantener una baja densidad de interacción minimizando la estructura mecánica necesaria para soportar el vacío, reduciendo así las fuentes de fondo secundario.

Sistemas de veto y trazadores de fondo

Para garantizar la integridad de la señal dentro del DV, el volumen está blindado por detectores activos diseñados para vetar cualquier partícula cargada que ingrese desde el exterior:

1. Trazador de Fondo Circundante (*Surrounding Background Tagger*, SBT): Este sistema recubre la totalidad de las paredes laterales del recipiente de vacío. Está compuesto por aproximadamente 480 toneladas de centelleador líquido compartimentado, proporcionando una cobertura hermética contra muones o hadrones que crucen el volumen transversalmente.

2. Trazador de Fondo Previo (*Upstream Background Tagger*, UBT): Ubicado en la tapa frontal del recipiente, este detector cumple una función de enlace con el sistema SND precedente. Instrumentado con tecnología MRPC, ofrece una resolución temporal de ~ 300 ps, permitiendo vetar partículas cargadas producidas por interacciones de neutrinos ocurridas previamente o en el sistema de muones del SND.

Sistema de Rastreo (*Spectrometer Straw Tracker*, SST)

La reconstrucción de las trazas de las partículas se realiza mediante el SST, compuesto por cuatro estaciones de seguimiento (T1-T4, ver Figura 2.7) distribuidas a lo largo del volumen de vacío: dos situadas antes y dos después de un imán dipolar convencional.

Este imán, con una apertura de 5×10 metros, proporciona un poder de flexión vertical de ~ 0.65 Tm, necesario para el análisis de momento. Las estaciones de rastreo utilizan tecnología de tuvos de deriva ultraligeros (*straw tubes* según la literatura) de 20 mm de diámetro. La elección de materiales de baja masa y la operación en vacío son cruciales para minimizar la dispersión múltiple (*multiple scattering*), garantizando una resolución espacial intrínseca superior a 120 μm.

Identificación de partículas y Timing

La etapa final del espectrómetro, situada fuera del recipiente de vacío tras la estación T4, está dedicada a la identificación y caracterización temporal de los productos de decaimiento:

- Detector de Tiempo (TD): Su función es medir la coincidencia temporal de las trazas con una resolución inferior a 100 ps. Esta alta precisión es fundamental para rechazar el fondo combinatorio proveniente de muones residuales no correlacionados.

- Calorímetro Electromagnético (ECAL): Basado en una estructura de muestreo de plomo segmentado (*Shashlik*), permite la reconstrucción de lluvias electromagnéticas y la medición de la dirección de fotones con una precisión de ~ 5 mrad, habilitando la búsqueda de decaimientos en dos fotones (ej. $ALP \to \gamma\gamma$).

- Sistema de Muones: Compuesto por cuatro estaciones activas intercaladas con filtros de hierro, proporciona una eficiencia de identificación de muones superior al 95 %, completando la capacidad de discriminación del HSDS.

Capítulo 3

Metodología

El presente capítulo establece el marco metodológico utilizado para la modelación y simulación del experimento SHiP mediante el código FLUKA. El objetivo central es describir el proceso de replicación de la geometría experimental y la configuración de los parámetros de la simulación necesarios para la caracterización del fondo de neutrones.

Inicialmente, en la Sección 3.1 se describen los fundamentos operativos para la construcción de escenarios en FLUKA, detallando el flujo de trabajo a través de su interfaz gráfica avanzada, FLAIR, y la estructura del código fuente requerida para la implementación de los dispositivos del experimento. Posteriormente, la Sección 3.2 profundiza en la construcción específica de la geometría de SHiP, abordando la integración entre el diseño asistido por FLAIR y el desarrollo de herramientas externas en Python, las cuales fueron indispensables para automatizar el modelado de componentes complejos.

En cuanto a la adquisición de datos, se presenta una revisión de la configuración de los detectores (*scorings*) y sus respectivas utilidades. Se hace especial énfasis en las herramientas desarrolladas para obtener una caracterización de alta resolución de la población de neutrones inducida.

Finalmente, en la Sección 3.9 se detallan las simulaciones ejecutadas a lo largo de esta investigación, tanto aquellas para obtener los resultados de este trabajo, como aquellas con el propósito de validar la integridad geométrica y física del modelo, mientras que la Sección 3.10 discute los alcances, desafíos y limitaciones técnicas inherentes a esta implementación en el código FLUKA.

3.1. Uso del código FLUKA e Implementación

La implementación de una simulación en FLUKA se articula mediante un archivo de entrada, cuya generación y gestión puede realizarse directamente en código o facilitarse de gran manera a través de FLAIR. Este flujo de trabajo se puede segmentar en cuatro etapas fundamentales: construcción geométrica, transporte de partículas, definición de fuente y definición de detectores (*scorings*).

El modelado espacial en FLUKA se basa en el sistema de Geometría Combinatoria (*Combinatorial Geometry*). A diferencia de los sistemas basados en mallas CAD, este método construye el espacio mediante Cuerpos (*Bodies*), que corresponden a primitivas geométricas fundamentales como planos infinitos (`PLA`), cilindros (`RCC`), esferas (`SPH`) y paralelepípedos (`RPP`), entre otros. La estructura física del experimento se genera definiendo regiones (`REGION`). Una región es un volumen espacial construido mediante operaciones booleanas (unión, intersección y sustracción) aplicadas a los cuerpos geométricos. Este enfoque, aunque robusto, presenta desafíos técnicos significativos en geometrías complejas como la de SHiP: En cualquier simulación Monte Carlo, cada punto del espacio debe pertenecer unívocamente a una sola región, lo que obliga a una definición rigurosa de los volúmenes, especialmente para la correcta delimitación del ambiente del experimento.

Una vez establecida la topología de las regiones, se procede a la asignación de propiedades físicas mediante la tarjeta `ASSIGNMAT`. Si bien FLUKA cuenta con una librería estándar de elementos, la especificidad de los componentes de SHiP (como el TZM o el Ta2.5W) requiere la creación de materiales compuestos personalizados. Este proceso se realiza en dos pasos: primero se utiliza la tarjeta `MATERIAL` para definir las propiedades básicas (densidad, número atómico), y posteriormente se emplea la tarjeta `COMPOUND` para especificar la fracción de masa atómica de cada componente en la mezcla o aleación. Adicionalmente, en esta etapa se pueden asociar campos electromagnéticos a regiones específicas.

La implementación de los detectores se subordina a las magnitudes físicas de interés (fluencia, dosis, corriente, etc.), las cuales se detallan en la Sección 3.5. En FLUKA, estos se configuran definiendo mallas espaciales o volúmenes de integración que pueden ser independientes de la geometría, estar asociados a regiones específicas o incluso a la frontera entre distintas regiones.

Además de los *scorings* pre definidos en el código FLUKA, existen subrutinas propias del código. Estas subrutinas tienen la característica de ser modificables por el usuario, con el fin de acceder a diferentes observables de interés. Para nuestros propósitos, en la Sección 3.5.4 se detalla la rutina utilizada para acceder a un mayor detalle de los resultados de la simulación.

Finalmente, la física del transporte se define en función de los mecanismos de reacción y la precisión requerida por la simulación. De manera particular, el transporte de neutrones de baja energía viene implícito (a partir de la versión 4.3 de FLUKA) cuando se configura globalmente el *input* a través de la opción `PRECISION` en la tarjeta `DEFAULTS`. El transporte de neutrones de energías menores a 20 MeV implica un tratamiento punto a punto de las librerías de secciones eficaces para los materiales presentes en la simulación. Un tratamiento punto a punto, como explicamos en la Sección 1.3.4, implica una mayor resolución para zonas de resonancia a la hora del muestreo de la distribución de probabilidad de interacción de neutrones con la materia.

3.1.1 Flair

La gestión de las simulaciones se realiza a través de FLAIR, una interfaz gráfica avanzada diseñada específicamente para facilitar el flujo de trabajo en FLUKA. Su uso ofrece ventajas sustanciales en tres áreas críticas del desarrollo de la simulación: Edición y configuración, visualización y depuración geométrica, y post-procesamiento de datos.

FLAIR actúa como un entorno de desarrollo que optimiza la escritura del archivo de entrada. A diferencia de la edición de texto plano, FLAIR organiza el *input* través de tarjetas (`CARDS`) organizadas por categorías, proporcionando plantillas interactivas que guían al usuario en la completitud de parámetros. Esta característica es fundamental para la definición de detectores, ya que asegura la correcta sintaxis y alineación de las variables, previniendo errores de formato posicional que suelen impedir la ejecución del código.

Una de sus fortalezas más notables es su capacidad de visualización interactiva de la geometría. La herramienta permite renderizar cortes 2D y vistas 3D del modelo en tiempo real, lo cual es indispensable para verificar la integridad del diseño. Más allá de la visualización, FLAIR integra un Depurador Geométrico (*Geometry Debugger*) que escanea el espacio para identificar errores topológicos. Esta funcionalidad es crítica para detectar zonas de solapamiento (*overlaps*) entre cuerpos o volúmenes no asignados, errores comunes al definir el medio circundante o interfaces complejas que, de no ser corregidos, invalidarían el transporte de partículas a través de la geometría.

Finalmente, FLAIR centraliza la gestión de los datos de salida. Dado que FLUKA genera los resultados de los detectores en formato binario fragmentado, FLAIR automatiza el proceso de fusión y procesamiento de estos archivos. Además, cuenta con una interfaz directa de Gnuplot, permitiendo la generación inmediata de gráficos, espectros y mapas de calor, facilitando el análisis preliminar de los resultados sin necesidad de herramientas externas de procesamiento de datos.

3.1.2 FairSHiP

La naturaleza colaborativa del experimento SHiP, que congrega a una vasta red de instituciones internacionales, genera el desafío constante de integrar las contribuciones individuales de diseño en una configuración única y coherente. Para centralizar y gestionar las actualizaciones detalladas del experimento, la colaboración desarrolló su propio software oficial: FairSHiP [55, 64], construido sobre el framework FairRoot.

El software FairSHiP es un marco de trabajo (*framework*) central para la simulación, reconstrucción y análisis de datos del experimento SHiP. Está basado en FairROOT [65], lo cual ofrece ventajas al usuario ya que le permite construir y visualizar detectores, realizar análisis y todo sin dependencia de un software de simulación MC específico, garantizando un marco robusto y extensible.

FairSHiP incorpora varios paquetes de software estándar de física de altas energías para

modelar las interacciones y el transporte de partículas. Utiliza Geant4 para el transporte de partículas a través del blanco y el setup experimental, PYTHIA8 para la interacción primaria protón-blanco, PYTHIA6 para la dispersión profunda inelástica de muones (*muon deep inelastic scattering*) y GENIE como el generador de MC utilizado para simular las interacciones de neutrinos [7].

Este software permite la implementación de la producción y la desintegración de una amplia variedad de partículas del Sector Oculto y tiene en cuenta el efecto de la producción en cascada de hadrones pesados (*Charm* y *Beauty*) a partir de hadrones secundarios; simula de forma precisa los componentes de fondo, incluyendo fondo de muones y neutrinos, y permite estudiar en detalle el desempeño de los detectores. A través de sus predicciones, se ha corroborado un buen desempeño en la predicción del espectro de muones en experimentos basados en réplicas del blanco de SHiP [66].

Su robustez garantiza una geometría comprobada y detallada a la hora de estudiar la configuración final del experimento, dado que FairSHiP es el campo de pruebas de la colaboración para optimizar cada dispositivo. Incluye, además, todo tipo de actualización que pueda ser aplicada al experimento y es por esto, que fue natural el uso de este software para obtener la geometría utilizada hasta el momento.

3.1.3 FairSHiP - Geant4 - FLUKA

El software FairSHiP constituye la referencia oficial para la geometría del experimento, actuando como un repositorio centralizado que encapsula las últimas modificaciones de diseño y el nivel de detalle requerido por la colaboración internacional. Este software garantiza que todos los institutos miembros tengan acceso a una descripción unificada del experimento.

Considerando que SHiP está finalizando su etapa de diseño, la intercomparación de simulaciones resulta esencial para validar las predicciones sobre su comportamiento. Específicamente, este estudio busca consolidar el conocimiento sobre el ruido de fondo de neutrones. Tal como se detalló en la Sección 1.3.4, FLUKA ofrece capacidades superiores para el manejo de neutrones de baja energía ($E < 20$ MeV) en entornos geométricos complejos, por lo tanto, modelar el experimento en este código constituye una estrategia clave para contrastar los resultados existentes.

Dado que FairSHiP utiliza el motor de Geant4 para el transporte de partículas, su definición geométrica es compatible con dicha arquitectura. Para migrar esta configuración hacia FLUKA, se estableció el siguiente flujo de trabajo: inicialmente la geometría fue extraída desde FairSHiP hacia un archivo GDML (*Geometry Description Markup Language*), donde este paso intermedio permitió aislar la información geométrica. Además, esto permitió validar la integridad de los volúmenes y asegurar que el detalle geométrico fuera reproducible fuera del entorno de FairSHiP.

La traducción final del modelo validado (contenido en el archivo GDML) hacia el

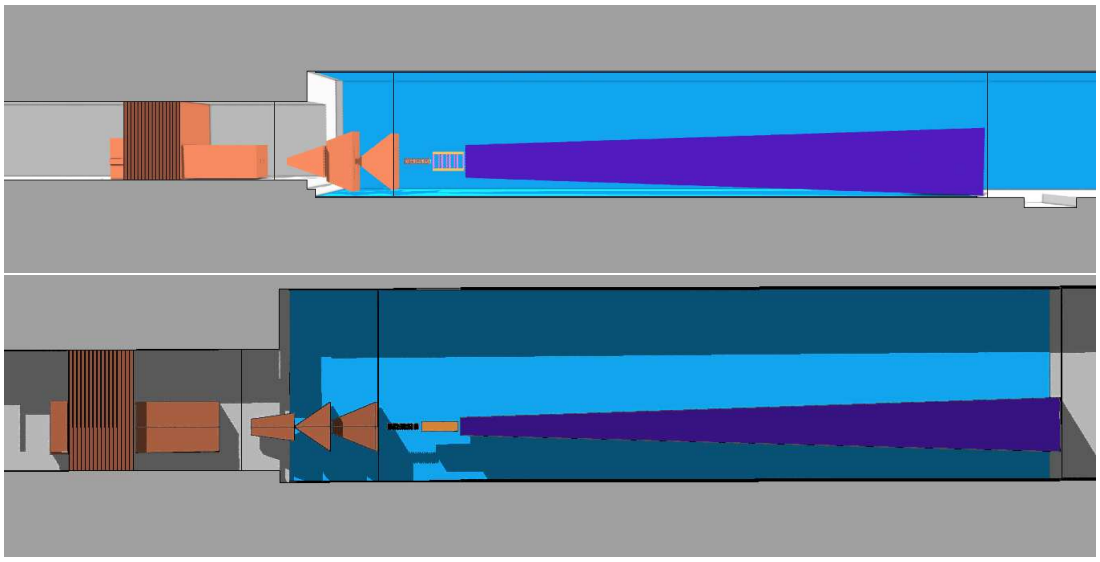


Figura 3.1: Vista panorámica, a través de FLAIR, de la caverna en el código FLUKA. Se aprecian los dispositivos implementados; la imagen superior consiste una vista de costado desde el experimento, mientras que la imagen inferior consiste de una vista superior del experimento. El cambio de color dentro de la caverna es debido a las estrategias de *shielding* implementadas, discutidas en la Sección 4.

formato de entrada de FLUKA se realizó, en una primera instancia, de manera manual. Este proceso presentó desafíos técnicos considerables debido a las diferencias estructurales entre los códigos. Una limitación crítica es la restricción de FLUKA que obliga a nombrar los cuerpos y regiones con etiquetas de máximo 8 caracteres. Esta condición añade una capa de complejidad al gestionar miles de volúmenes y realizar operaciones booleanas para la definición de regiones, lo que motivó el desarrollo de herramientas de automatización para los componentes más complejos, como se detallará en la siguiente sección.

3.2. Implementación geométrica de SHiP en FLUKA

En esta sección se detalla el procedimiento de implementación de la configuración experimental de SHiP en el código FLUKA. La construcción abarca desde la infraestructura hasta la definición de detectores, priorizando la fidelidad del diseño de FairSHiP.

3.2.1 Implementación de la Caverna y Ambiente experimental

El primer paso consistió en la definición de un volumen que actuará como contenedor de la infraestructura experimental, denominada Caverna (ver Figura 3.1). Esta estructura corresponde a un conjunto de prismas, constituida de Concreto (los materiales serán detallados en la Sección 3.3) y un ambiente (`AMB`) compuesto de Aire. La caverna tiene dimensiones de 280 m de longitud, 40 m de altura total y una altura interior máxima de 13 m.

Una de las dificultades intrínsecas en la definición de geometrías complejas en FLUKA es la correcta definición del medio ambiente (todo lo que rodea a los equipos) mediante operaciones booleanas. Definir el aire restando cada uno de los miles de cuerpos individuales del experimento aumentaría el riesgo de errores de precisión y solapamiento (*overlaps*).

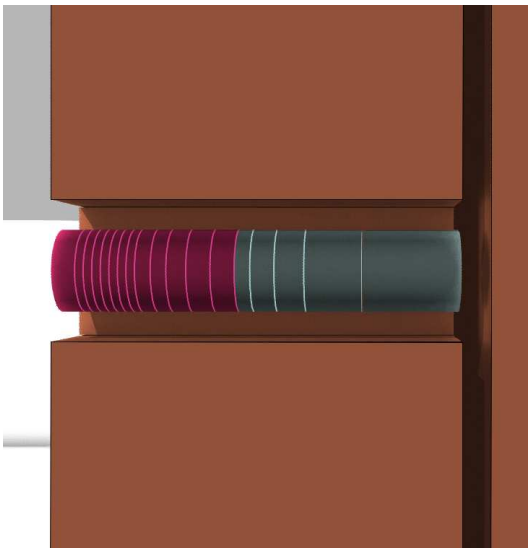
Para mitigar este riesgo, se implementó una metodología de volúmenes contenedores (*surrounds*). Cada dispositivo principal fue encapsulado dentro de un cuerpo auxiliar (generalmente un `RPP`). De esta forma la región `AMB` se define sustrayendo únicamente estos contenedores mayores al interior de la caverna, simplificando drásticamente la lógica booleana:

$$\texttt{AMB} = \texttt{+Caverna}_{\text{interior}} - \sum \texttt{Contenedores} \tag{3.1}$$

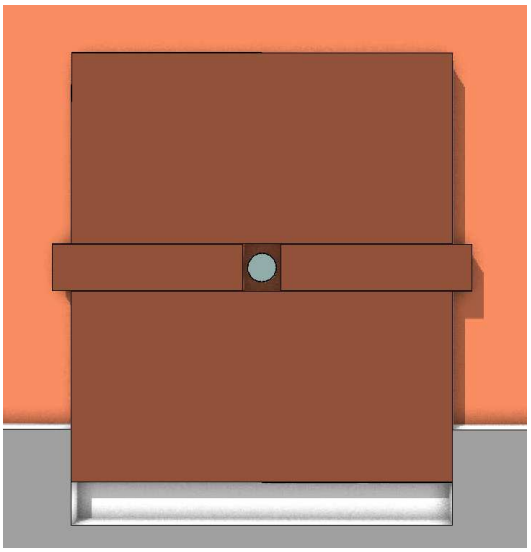
Posteriormente, la estructura interna de cada detector se define únicamente dentro de su respectivo contenedor, aislando la complejidad geométrica y facilitando la depuración de errores.

3.2.2 *Beam Target*

Para implementar el dispositivo encargado de la producción de partículas en SHiP, se utilizaron bloques cilíndricos intercalados con canales de agua de 5 mm de espesor, por los que circula agua a alta velocidad, cuyo fin es funcionar como un sistema de enfriamiento que extraiga el calor generado. La construcción del blanco fue realizada a través de `RCC`. El resultado final se puede apreciar en las Figuras 3.2.



(a) Vista lateral del blanco. El color de cada cilindro representa el material (rosado para TZM y verde para W).



(b) Vista frontal del blanco. Desde esta dirección se depositará el haz de protones provenientes del SPS.

Figura 3.2: Representación visual del blanco reproducido en FLUKA. Para esta visualización 3D se utilizó FLAIR.

3.2.3 *Muon Shield*

La implementación del sistema de blindaje activo de muones (*Muon Shield*) constituyó un desafío geométrico particular debido a la morfología irregular de sus componentes. Siguiendo la última actualización del diseño en FairSHiP, el sistema consta de una serie de seis imanes. Cada imán fue modelado mediante una segmentación en ocho volúmenes trapezoidales independientes. Esta subdivisión no es arbitraria; responde a la necesidad funcional de definir orientaciones de campo magnético específicas y opuestas en cada sección, creando las ranuras necesarias para la deflexión eficiente de muones en un diverso espectro de energías.

A diferencia de Geant4, donde estos volúmenes se definen mediante vértices en un sistema de coordenadas local (utilizando la función `G4Trap`), FLUKA requiere un definición basada en primitivas sólidas o intersecciones de superficies. Dado que la topología de estos prismas no tiene un equivalente directo y sencillo estándar en FLUKA, se optó por una construcción basada en la intersección de semi-espacios definidos por planos infinitos (`PLA`).

Para automatizar esta traducción, se desarrolló una rutina en *Python* que procesa la geometría a través de sus vértices. El algoritmo opera de la siguiente manera:

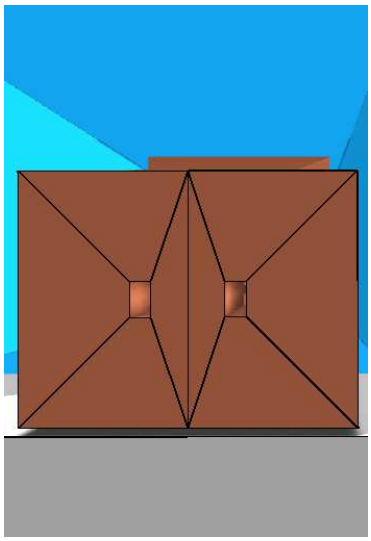
1. Se extraen las coordenadas de los ocho vértices que definen cada segmento del imán desde la geometría de Geant4;
2. Para cada cara del prisma, se seleccionan tres puntos no colineales (P_1, P_2, P_3);
3. Se calcula el vector normal del plano a través de una función en *Python*;
4. Se genera la tarjeta `PLA` (correspondiente a un semi-plano infinito) de FLUKA utilizando las componentes del vector normal $(\hat{n}_x, \hat{n}_y, \hat{n}_z)$ y un punto de referencia.

El resultado de este procedimiento es la generación automática de las superficies necesarias para delimitar las regiones magnéticas (ver Figura 3.3). A través de un bucle dentro de la rutina en *Python* fue posible utilizar los ocho vértices entre sí para calcular los seis planos necesarios.

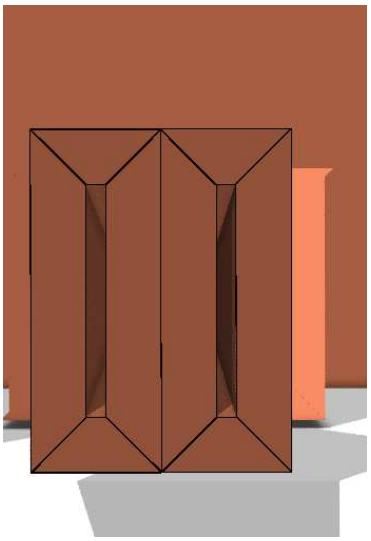
Esta metodología modular ofrece una ventaja significativa para la investigación: al mantener cada pieza del imán como una región independiente, se preserva la flexibilidad para modificar las configuraciones del campo magnético en futuras iteraciones de la simulación sin necesidad de reconstruir la geometría desde cero.

3.2.4 SND

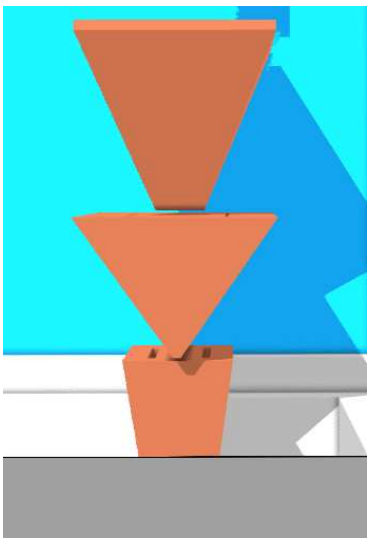
La implementación del detector SND fue otro desafío técnico para una correcta definición de la geometría. Este detector se caracteriza por una alta granularidad y una estructura laminar repetitiva compuesta por bases plásticas, emulsiones nucleares y blancos de W.



(a) Vista frontal del segundo de los seis imánes presentes en el *Muon Shield*.



(b) Vista posterior del segundo de los seis imánes presentes en el *Muon Shield*.



(c) Vista superior de la estructura del *Muon Shield*.

Figura 3.3: Representaciones 3D del escudo de muones utilizando FLAIR.

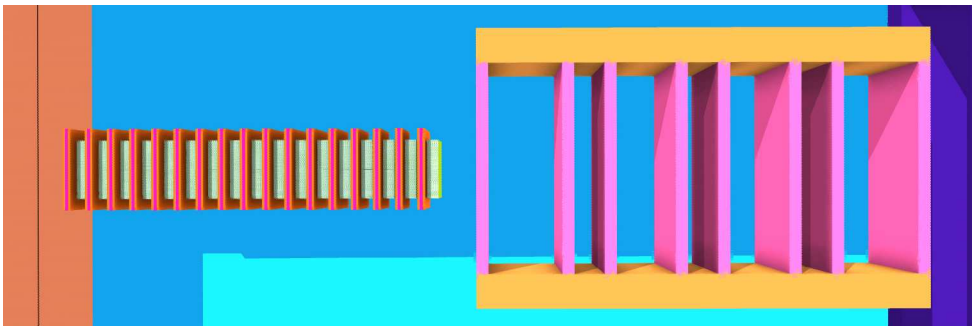
Como se ilustra en la Figura 2.5, el diseño nominal contempla 19 *Target Trackers* intercalados con paquetes de emulsiones. No obstante, para mantener la consistencia con la versión más reciente de la simulación en FairSHiP, en este trabajo se modeló una configuración de 17 paquetes (ver Figura 3.4). La complejidad radica en la multiplicidad de elementos: cada paquete contiene cuatro bloques, y cada bloque corresponde a una secuencia de 59 placas de W, 60 pares de emulsiones y 60 bases plásticas, resultando en miles de volúmenes individuales que deben ser definidos con precisión micrométrica.

Una limitación técnica del formato de entrada estándar de FLUKA es la ausencia de estructuras de control iterativas (bucles) para la definición geométrica, a diferencia de la arquitectura basada en C++ de Geant4. Definir manualmente los más de 10000 cuerpos requeridos para el SND habría sido ineficiente y propenso a errores humanos. Para ello, se realizó una rutina en *Python* que fuese capaz de recibir la posición de cada volúmen en el detector y así generar generar un input para FLUKA.

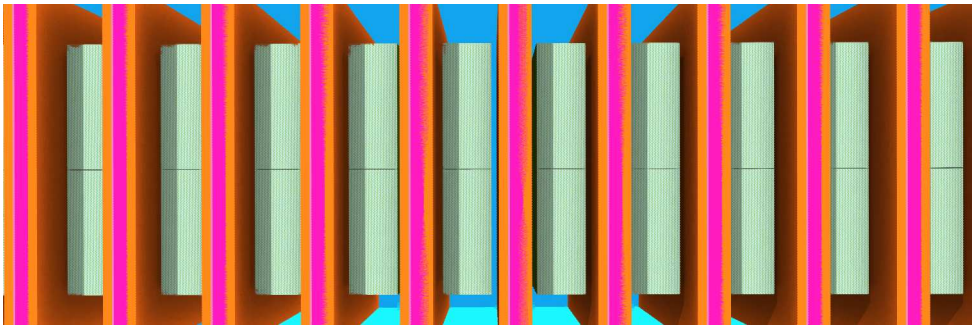
3.2.5 *Decay Volume*

La definición geométrica del Volumen de desintegración (*Decay Volume*) se basó en un análisis de las propuestas de diseño más recientes evaluadas por la colaboración SHiP. Si bien el modelo de referencia en FairSHiP contempla un recipiente al vacío rodeado por un sistema de veto de fondo basado en líquido centellador (*SBT* descrito en la Sección 2.2.4), para esta simulación se adoptó la configuración alternativa de atmósfera de Helio.

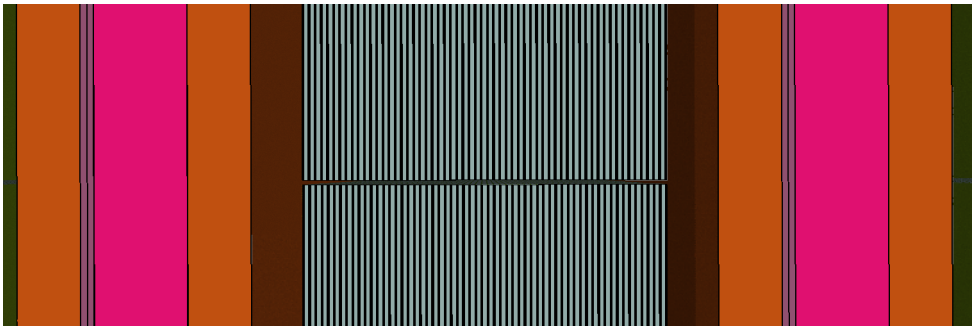
Esta decisión se alinea con las estrategias de optimización ingenieril descritas en el reporte técnico [59], donde se propone reemplazar el vacío por un contenedor flexible lleno de Helio a 1 atm de presión (*Helium baloon*), contenido dentro de una estructura de soporte



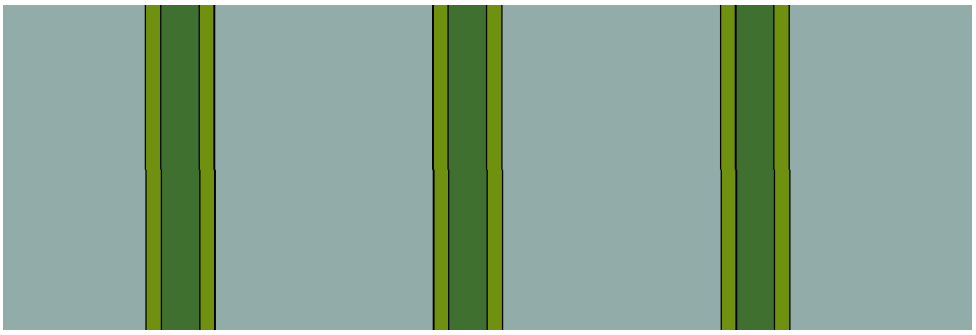
(a) Vista general de la configuración en paquetes de SND y el identificador de muones primario.



(b) Vista de paquetes de emulsiones intercalados con barras centelladoras.



(c) Vista de un paquete entre medio de la configuración de centelladores.



(d) Configuración intercalada de par de emulsiones (verde claro) puestas sobre una base (verde oscuro) y placas de W (gris).

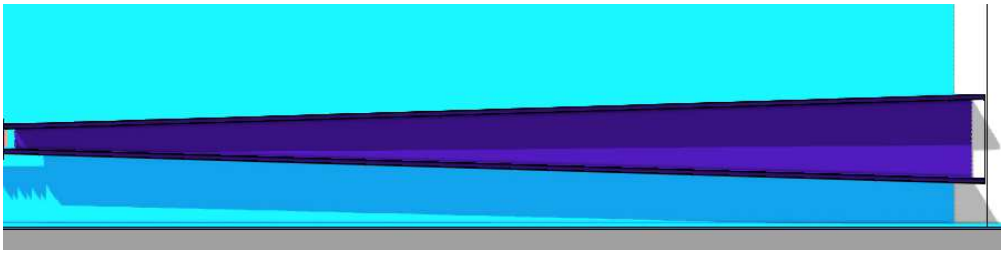
Figura 3.4: Visual en 3D del *Scattering and Neutrino Detector* a través de FLAIR.

de Aluminio. Esta configuración reduce significativamente la complejidad estructural y el presupuesto material del recipiente, manteniendo una baja probabilidad de interacción para las partículas esperadas dentro del volumen.

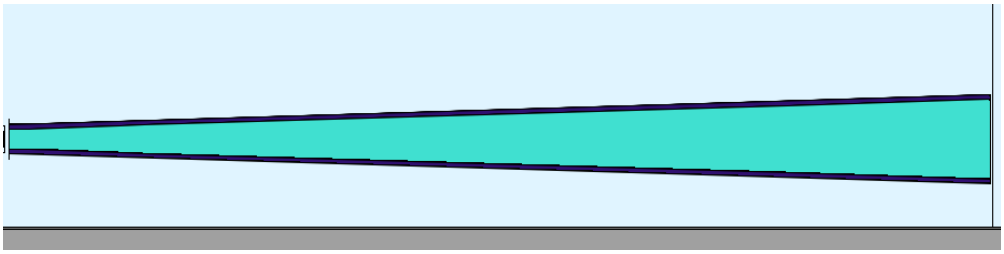
Para la construcción del volumen de desintegración, el cual presenta una morfología

prismática, se empleó la misma metodología de definición por planos e intersección de semiespacios descrita previamente para el escudo de muones (ver Sección 3.2.3). Reutilizando las rutinas de generación automática desarrolladas en *Python*, se extrajeron las dimensiones del volumen fiduciario directamente del diseño técnico, asegurando la fidelidad dimensional de la estructura.

Cabe destacar que la instrumentación detallada del sistema de veto fue excluida del modelo geométrico. Esta simplificación se justifica considerando el alcance de esta tesis: dado que el objetivo primordial es la caracterización del flujo de neutrones de fondo generados antes de alcanzar el volumen de desintegración, la inclusión de detectores activos en las paredes del decaimiento se estima que no altera la producción de neutrones incidentes y, por lo tanto, los estimadores no se ven alterados y así también se reduce el costo computacional.



(a) Representación 3D del DV. Esta imagen muestra la estructura de Aluminio construida (color morado). El fondo corresponde a la lámina de `ConcBor` (color celeste) utilizada para las estrategias de mitigación.



(b) Vista 2D del DV. Este corte transversal permite notar el material del ambiente tanto dentro como fuera del DV.

Figura 3.5: Representación, a través de FLAIR, del volumen de desintegración reproducido en FLUKA. Imágen izquierda muestra la composición de la estructura de Aluminio (color morado), mientras que la imágen derecha muestra la composición interior de Helio.

3.3. Definición de Materiales

La correcta definición de los materiales es un aspecto crítico en la simulación Monte Carlo, dado que determina directamente las secciones eficaces macroscópicas y, por ende, la física del transporte de partículas. Para esta investigación, la selección de materiales se rigió por un criterio mixto que busca balancear la fidelidad con el diseño de ingeniería de SHiP y la eficiencia computacional de FLUKA.

Los materiales utilizados se clasifican en dos categorías: aquellos pertenecientes a la biblioteca estándar del código y aquellos definidos explícitamente para esta simulación.

3.3.1 Materiales de la Biblioteca Estándar

Se priorizó el uso de materiales predefinidos en FLUKA siempre que sus propiedades físicas (densidad y peso atómico) fueran consistentes con los materiales utilizados en FairSHiP. El uso de la biblioteca estándar ofrece ventajas en el tiempo de inicialización y asegura el uso de secciones eficaces validadas por los desarrolladores del código.

Entre los materiales estándar seleccionados destacan:

- **Blindajes y Estructura:** Hierro (`IRON`) para el *hadron stopper* y los componentes del escudo de muones; Aluminio (`ALUMINIU`) para la estructura del volumen de desintegración.
- **Blanco y Ambiente:** Molibdeno (`MOLYBDEN`) y Agua (`WATER`) para los componentes del blanco de protones; Aire (`AIR`) y Helio (`HELIUM`) para la atmósfera de la caverna y el volumen de desintegración, respectivamente.

3.3.2 Materiales Definidos por el Usuario

En aquellos casos donde los materiales estándar no estaban disponibles, o bien existían discrepancias en la densidad con respecto al diseño de referencia de FairSHiP, se procedió a definir materiales compuestos.

Esta necesidad fue particularmente evidente en el caso del Tungsteno utilizado en el blanco activo del SND. A pesar de existir en la biblioteca estándar, la densidad nominal del diseño experimental difiere del valor por defecto en FLUKA, por lo que se redefinió manualmente para asegurar la equivalencia de la masa interactuante. Asimismo, materiales complejos como el TZM (aleación de Titanio-Zirconio-Molibdeno) fueron definidos siguiendo la literatura técnica del experimento [60].

La composición elemental de los materiales más complejos, como las emulsiones nucleares y el concreto de la caverna, se detalla en la Tabla 3.1.

3.4. Fuente inicial de protones

La fuente de partículas primarias se definió como una aproximación a las condiciones de extracción del acelerador SPS del CERN hacia el blanco de SHiP. El haz incidente consiste en protones con una energía cinética de 400 GeV.

Para la distribución espacial del haz, se modeló un perfil rectangular uniforme de 10×10 cm^2 en el plano transversal (xy), centrado en el eje del experimento (z). Esta configuración garantiza una amplia cobertura de la superficie frontal del blanco. En términos de definición

Tabla 3.1: Composición y características de materiales compuestos definidos para la simulación, junto a la región que los contiene.

Región	Material	Densidad [g/cm^3]	Composición
`Caverna`	`Concrete`	2.30	O (60.5 %), Si (22.8 %), H (10.0 %), Ca (5.0 %), Al (1.4 %), Fe (0.3 %)
`SND`	`Emulsion`	2.90	Ag (58.8 %), Br (32.1 %), C (3.3 %), I (2.4 %), O (1.7 %), N (1.4 %), H (0.039 %), Si (0.0308 %) Na (0.014 %), Sr (0.011 %), S (0.207 %).
`SND`	`Scint`	1.03	C (92.3 %), H (7.7 %)
`Blanco`	`TZM`	10.22	Mo (99.87 %), Ti (0.08 %), Zr (0.05 %)
`Blanco`	`Ta2.5W`	16.65	Ta (97.5 %), W (2.5 %)
`SND`	`CarbComp`	1.54	C (100 %)
`Caverna`	`BorConc`	1.30	B (10 %), Concrete (90 %)

en FLUKA (tarjeta `BEAM`), se consideró un haz monoenergético con divergencia nula, una aproximación válida para los propósitos de transporte a través del blanco masivo.

El punto de inyección de las partículas (definido mediante la tarjeta `BEAMPOS`) se situó a 20 cm de la cara frontal del blanco. Esta distancia asegura que las partículas primarias inicien su transporte en una región bien definida antes de impactar el material.

El número total de partículas primarias (*primaries*) simuladas varió según el objetivo específico de cada etapa de la investigación (validación vs. producción de datos), detalles que se discutirán en la Sección 3.9.

3.5. Definición de Detectores y *Scorings*

En una simulación Monte Carlo, el transporte de partículas por sí mismo no genera datos útiles a menos que se definan mecanismos explícitos para registrar la historia de los eventos físicos. En FLUKA, estos mecanismos se denominan *scorings* (estimadores). Conceptualmente, actúan como detectores virtuales que, a diferencia de los detectores físicos reales, no perturban el campo de radiación y permiten muestrear observables físicos en ubicaciones arbitrarias de la geometría.

Dependiendo de las cantidades objetivo de estudio, existe una variada gama de *scorings* que permiten al usuario definir un detector acorde a sus necesidades. En esta investigación, se utilizaron dos tipos de estimadores: los de superficie (*Boundary Crossing*) y los volumétricos (*Mesh-based*).

A pesar de la variada oferta ofrecida por FLUKA, se eligió un reducido grupo de

scorings que describiremos a continuación, cuyas magnitudes observables fueron descritas en la Sección 1.3.6. Además, para nuestros objetivos de investigación también fue necesario desarrollar modificaciones a rutinas internas de FLUKA, así lograr acceder a un nivel de detalle inaccesible con *scorings* predeterminados, lo cual se detallará en la Sección 3.5.4.

3.5.1 Estimadores de Superficie (*Boundary Crossing*)

Estos estimadores están diseñados para contabilizar partículas que cruzan la frontera física entre dos regiones, siendo ideales para obtener corrientes o flujos de partículas unidireccionales que transitan desde una región a otra.

`USRBDX` es un estimador de fluencia o corriente que permite obtener el flujo doble-diferencial con respecto a la energía de la partícula y al ángulo sólido. Para definirlo, se requiere especificar una región de origen y una región de destino, siendo el usuario quien determina las interfaces de interés donde se situará la medición.

El resultado entregado por este estimador corresponde al flujo y se expresa dimensionalmente como Particulas/(GeV cm^2 Primaries) (ver Sección 1.3.6). Debido a la dependencia del área en esta unidad, contar con una superficie bien definida para contabilizar el flujo es de vital importancia. La metodología específica utilizada para lograr esta correcta definición geométrica se detallará en la Sección 3.5.3.

Para nuestros propósitos, cada estimador se configuró para abarcar un rango de energía correspondiente a los espectros de neutrones térmicos, epitérmicos, rápidos y relativistas (los rangos específicos se detallan en la Figura 1.5). Para cada uno de estos rangos, se definió una discretización (*binning*) consistente en 100 bins logarítmicos para la energía y 6 bins lineales para el ángulo sólido (en estereoradianes). Se consideró apropiado dividir en 100 bins de energía para barrer todo el espectro de energías de los neutrones, manteniendo un balance entre buena estadística y una apropiada descripción de los rangos de energía.

3.5.2 Estimadores Volumétricos y de Malla (*Mesh-based*)

Estos estimadores se basan en la densidad de longitud de traza (*Track Length Density*). Permiten calcular la fluencia (Φ) promedio dentro de una región o mapear la distribución espacial de la radiación tanto superponiendo una rejilla virtual independiente de la geometría (como en el caso de `USRBIN`) o en una región definida en la geometría (como en el caso de `USRTRACK`).

La tarjeta `USRBIN` permite caracterizar la fluencia en función de la posición. Su principal utilidad radica en que entrega la distribución espacial de la densidad de energía o fluencia sobre un volumen virtual arbitrario (malla o *mesh*), independiente de la geometría específica del experimento. Generalmente, el resultado entregado es integrado en energía (*energy-integrated*), lo que resulta ideal para generar mapas de calor (*heatmaps*) y visualizar macroscópicamente el comportamiento del flujo de radiación a través del sistema.

`USRTRACK` está diseñado para estudiar la fluencia en función de la energía dentro de una región geométrica específica (Fluencia vs. Energía). Este estimador entrega un resultado diferencial respecto a la energía, proporcionando el espectro de longitud de traza (*Tracklength spectrum*). Esto permite obtener un detalle preciso de la distribución energética de las partículas en volúmenes de interés concretos.

3.5.3 Estrategia de Regiones Fiduciarias

Una limitación práctica al trabajar con geometrías complejas es la dificultad para definir superficies/volúmenes de *scoring* poco ambiguas. Por ejemplo, al intentar cuantificar el flujo de neutrones que escapa desde el blanco, la superficie exterior puede ser irregular o estar compartida por múltiples componentes, lo que introduce ambigüedad en la normalización de los resultados. Incluso el buscar caracterizar el flujo en un dispositivo arbitrario en la geometría de SHiP genera un problema a la hora de definir el ambiente como la región de origen o destino, dado que caracterizar la superficie por la que ingresa/escapa la partícula es imposible con un *scoring* predeterminado.

Para afrontar este desafío y garantizar la precisión de los datos, se implementó una metodología basada en crear regiones fiduciarias. Esta técnica consiste en crear volúmenes auxiliares dentro del ambiente (compuestos del mismo material) situados en los alrededores de las regiones de interés. Para ello, se crea una región denominada `SC` (región de *scoring*) y una región `AUX_SC` (región auxiliar). La idea consiste en situar la región auxiliar tras la superficie de `SC` por donde ingresan las partículas, logrando cumplir dos requísitos esenciales:

- **Control direccional:** Al situar un detector de cruce de frontera (como en el caso del estimador `USRBDX`) entre la región auxiliar y la región de *scoring*, se asegura contabilizar solamente partículas que crucen en una dirección de interés.
- **Control de normalización**: Los resultados obtenidos del *scoring* vienen normalizados por área; al tener control en la definición de ambas superficies, se accede con facilidad al factor de normalización.

Las zonas de *scoring* de interés serán detalladas en la Sección 3.8, y la metodología para corroborar el funcionamiento de esta técnica se detallará en la Sección 3.6.

3.5.4 Subrutina mgdraw.f

La subrutina de FLUKA llamada `mgdraw`, tiene la capacidad de escribir una *collision tape* (cinta de colisiones). Esta capacidad implica poder registrar eventos de importancia a través del transporte de partículas. Generar tales registros permite obtener un detalle más profundo en los diferentes observables permitidos en una simulación Monte Carlo.

Como se detallará en el siguiente Capítulo, los resultados preliminares se basaron en caracterizar las direcciones de escape de neutrones en las superficies del *Hadron Stopper*. Aquellos resultados mostraron que en todo el espectro energético, la mayor población de neutrones se concentró en dirección *upstream* al blanco (sentido contrario a la dirección del haz del SPS). Esto fue corroborado con simulaciones posteriores que se detallarán en la Sección 3.9.

Se estudiaron diferentes escenarios para fundamentar la razón detrás de la gran producción de neutrones *upstream*. Para ello, se modificó la subrutina `MGDRAW` de FLUKA para obtener dos mayores observables:

1. Caracterización de partículas escapando;
2. Caracterización de partículas madre.

Las partículas madre corresponden a las partículas que, a través de interacciones con la materia, producen neutrones en dirección contraria al haz. Esto conllevó a identificar las siguientes variables de las partículas madre: Energía, Posición, Momentum, Canal de reacción y tipo de partícula.

Con las variables mencionadas fue posible obtener diferentes estadísticas sobre la produccón de neutrones en el blanco. Los resultados se detallarán en el siguiente Capítulo.

3.6. Verificaciones

La construcción de una geometría compleja mediante *Constructive Solid Geometry* (CSG) conlleva inherentemente el riesgo de errores topológicos. Si bien el editor visual de FLAIR proporciona una herramienta de depuración capaz de identificar *overlaps*, existen inconsistencias geométricas que no son detectadas visualmente y que pueden comprometer la validez de la simulación.

Por otro lado, definir un estimador requiere precisión a la hora de identificar zonas, rangos energéticos y el tipo de partícula de interés. No siempre implica resultados coherentes con sólo situar un estimador dentro del mundo de la geometría, sino que también requiere realizar depuraciones para verificar el correcto uso de los datos obtenidos.

3.6.1 Depuración geométrica

Verificar la geometría constituye una etapa importante a la hora de adicionar dispositivos en la simulación. Para ello, se implementó un protocolo de validación sistemático en dos etapas: la construcción modular y la prueba de transporte en *pseudo-vacío*.

Estrategia de Construcción Modular

Para mitigar la propagación de errores, se adoptó una estrategia de encapsulamiento. Cada componente del experimento fue definido inicialmente en un universo local indepen-

diente, asegurando la integridad de sus fronteras internas. Posteriormente, estos dispositivos fueron insertados en la caverna principal utilizando la técnica de volúmenes contenedores descrita en la Sección 3.2. Esto implica que, por cada inserción, se redefinió la región del ambiente (`AMB`) mediante sustracción lógica, aislando los posibles errores al volumen específico del nuevo dispositivo.

Prueba de Transporte de Baja Densidad

Para verificar la hermeticidad de la geometría y la correcta definición de fronteras, se realizó un test de transporte de partículas desacoplado de los procesos físicos. La metodología consiste en irradiar la geometría completa con un haz de partículas primarias que cubra la totalidad del volumen experimental (generalmente se utilizó un haz rectangular de neutrones de 1 GeV).

Para esta prueba, la densidad de todos los materiales asignados se reduce artificialmente a un valor despreciable ($\sim 10^{-16}$ g/cm^3). Esta configuración persigue dos objetivos:

1. **Validación de Materiales**: Probar la funcionalidad de la definición y asignación de materiales (descrita en la Sección 3.3), verificando que la base de datos de secciones eficaces sea bien manipulada. Si un material se encuentra mal definido, entonces la simulación entrega un error de ejecución debido a no encontrar las bases de datos de estos materiales.

2. **Detección de *Agujeros* Geométricos**: Al prácticamente anular la probabilidad de interacción física debido a la baja densidad, las partículas deberían atravesar la geometría completamente. Si una partícula se detiene o desaparece, es indicativo de un error en el transporte debido a una región mal definida.

3.6.2 Análisis del Balance Energético y *Missing Energy*

La herramienta final de diagnóstico reside en el análisis del archivo de salida estándar (`.out`) de FLUKA, específicamente en la sección de *Run Summary*, donde se detalla el balance energético de cada *run* (el concepto de *run* se detallará en la Sección 3.9). Una variable crítica en este reporte es la denominada *Missing Energy* (Energía perdida).

Es fundamental interpretar correctamente esta magnitud, ya que posee un doble significado dependiendo del contexto de la simulación [43]:

Significado Físico (Balance Nuclear)

En una simulación con física activa, la *Missing Energy* es una cantidad física legítima equivalente al valor Q en física nuclear.

- En reacciones endoenergéticas (e.g., $(n, 2n)$), donde $Q < 0$, FLUKA reporta una *Missing Energy* positiva. Esto indica que parte de la energía cinética se ha transformado en masa del núcleo final.
- En reacciones exoenergéticas (e.g., captura térmica (n, γ) o fisión), donde $Q > 0$, se reporta una *Missing Energy* negativa. Esto indica que parte de la energía de enlace nuclear se ha transformado en energía cinética.

Por tanto, en una simulación estándar, un valor distinto de cero en esta variable es natural y esperado.

Significado en *Debugging* (Error Geométrico)

En el contexto de una prueba de baja densidad (donde las interacciones nucleares son despreciables), el balance energético debería ser perfecto. Si el archivo de salida reporta una cantidad de *Missing Energy*, indica que partículas primarias han entrado en una región mal definida de la geometría y han sido descartadas por el código de transporte.

Gracias a este protocolo, fue posible identificar y corregir errores de frontera en cada dispositivo ubicado dentro de la caverna antes de proceder con simulaciones, garantizando que cualquier valor de Q distinto de cero en los resultados finales corresponda exclusivamente a fenómenos físicos y no debido a artefactos geométricos.

3.6.3 Control de cantidades observadas a través de *scorings*

Situar un estimador debe ser un proceso cauteloso, de tal forma que los resultados obtenidos a través de una simulación sean correctos.

Para poner a prueba los diferentes *scorings*, se utilizó un haz idéntico al de la depuración geométrica. La idea consiste en situar un *scoring* plano, de tal forma que el haz ingrese de manera normal al plano. Esto, con el fin de definir un bineado en escala logarítmica que registre un sólo valor en el rango de energía esperado. Luego, se sitúa el haz primario con un ángulo arbitrario de tal forma que el *scoring* registre la dirección de ingreso deseada. Se hace una predicción al valor esperado y, finalmente, se registran los procesos detectados.

Con esta técnica, se mantiene un control exacto de las cantidades a medir en la simulación. Generalmente, esta técnica se utiliza para los *scoring* de superficie, dado que al contar el flujo de partículas que atraviesan una superficie, se mantiene una cuenta exacta de las unidades de energía, superficie y partículas primarias.

3.7. Aplicación de *biasing*

Para aplicar la técnica descrita en la Sección 1.4.2 en FLUKA, la geometría del *Hadron Stopper* se modeló segmentado artificialmente en regiones consecutivas e idénticas. La

motivación para segmentar este dispositivo viene de la necesidad de transportar neutrones de baja energía en zonas de blindaje, donde su transporte a través de este requiere estrategias para disminuir la varianza en los resultados.

3.7.1 Segmentación del *Hadron Stopper*

Para la aplicación efectiva de las técnicas de *biasing*, el volumen físico del *Hadron Stopper* fue sometido a una segmentación artifical. Específicamente, el bloque se dividió en 16 regiones transversales consecutivas e idénticas entre sí.

Sobre esta geometría discretizada se definió un gradiente de importancia exponencial creciente con un factor de multiplicación $k = 2$. Se asignó a cada segmento n (con $n = 1, .., 16$) un valor de importancia I_n determinado por:

$$I_n = 2^n \tag{3.2}$$

De este modo, la importancia en cada interfaz se duplica ($R = I_{n+1}/I_n = 2$), comenzando con $I_1 = 2$ en la primera capa y culminando con una importancia final de $I_{16} = 2^{16} = 65536$ en la última capa de blindaje.

La decisión de limitar la segmentación a 16 capas fue motivada por las restricciones intrínsecas del código FLUKA, el cual establece un límite operativo práctico para la importancia relativa de una región en el orden de 10^5 [43]. Dado que $I_{16} < 10^5$, esta configuración permite maximizar la tasa de *splitting* manteniéndose dentro del margen de estabilidad numérica del software. La visualización de esta configuración geométrica se presenta en la Figura 3.6.

La implementación técnica en el archivo de entrada se realizó mediante el uso iterativo de la tarjeta `BIASING`, asignando explícitamente los valores de importancia calculados a cada región generada. El impacto de esta estrategia en la convergencia estadística de los resultados se analizará en el capítulo siguiente.

Finalmente, para ilustrar la dinámica de la reducción de varianza, la Figura 1.4 esquematiza la estrategia global implementada. De manera específica, la Figura 1.4a detalla el comportamiento de un neutrón al ingresar a una segmentación del *Hadron Stopper* de mayor importancia (activación de *Surface Splitting*), mientras que la Figura 1.4b representa el cruce de la frontera final desde el blindaje hacia el ambiente, en dirección a los detectores (activación de *Russian Roulette* para eliminar el seguimiento de partículas de bajo peso estadístico y mantener el valor esperado).

3.8. Regiones de Interés en el experimento

La ubicación de los estimadores en la simulación siguió un proceso de estudio iterativo orientado a identificar las zonas de mayor sensibilidad bajo flujo de partículas. La imple-

Figura 3.6: Visual, a través de FLAIR, de la segmentación del *Hadron Stopper* en 16 regiones. Por cada región, se aumenta en un factor de dos.

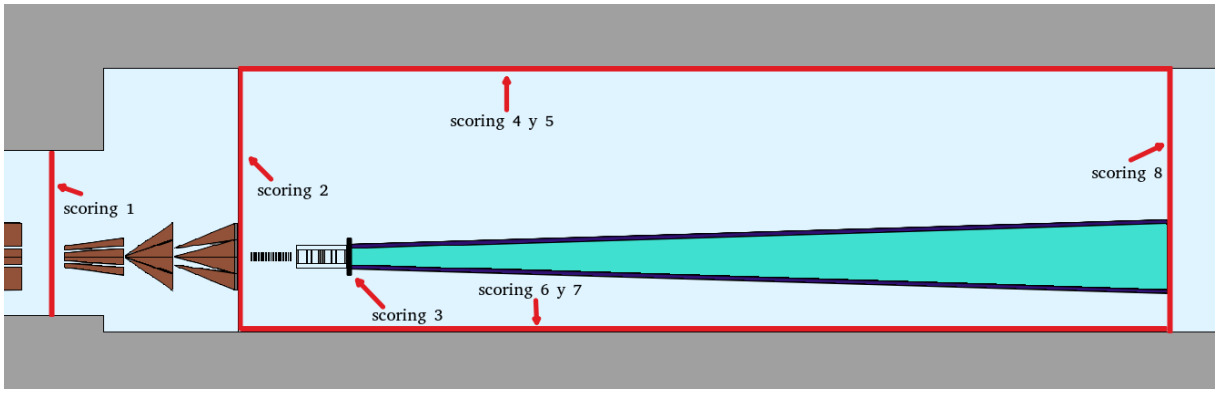
mentación de estos detectores utilizó la metodología de regiones de *Scoring* (`SC`) y regiones Auxiliares (`AUX`) descritas previamente, lo que permitió insertar superficies de medición en los alrededores de los dispositivos de SHiP sin alterar la geometría física del experimento.

Inicialmente, la estrategia de caracterización se centró en instrumentar las seis caras del *Hadron Stopper* con el fin de determinar los perfiles de escape de neutrones. Sin embargo, los resultados de las simulaciones preliminares revelaron un fenómeno crítico: una población predominante de neutrones sufría *backscattering* en dirección *upstream* del blanco. Este hallazgo, sumado a la transición desde una geometría simplificada a una detallada, motivó la redefinición de la estrategia hacia zonas de monitoreo en el complejo del blanco: *Upstream Target, Downstream Target* y *Downstream Hadron Stopper*.

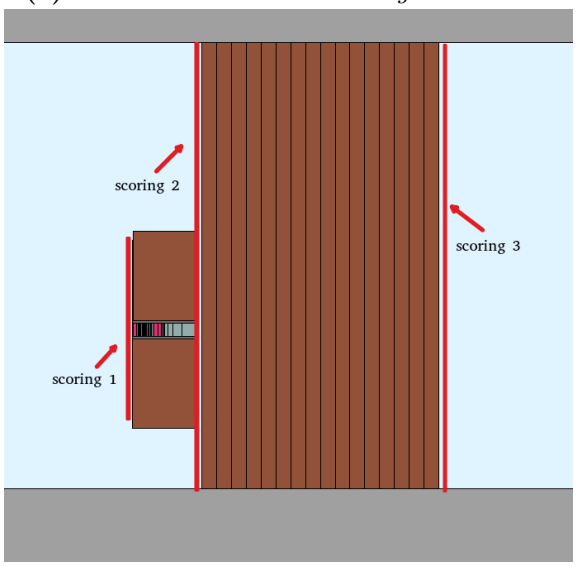
La implementación de estas tres zonas permite abordar los siguientes objetivos físicos:

- **Validación Geométrica:** Comparar la fluencia de neutrones obtenida con la nueva geometría detallada, incluyendo blindajes en los alrededores.
- **Eficiencia de Atenuación:** Cuantificar la reducción del flujo neutrónico entre la entrada (*Downstream Target*) y la salida (*Downstream Hadron Stopper*) debido al *Hadron Stopper*.
- **Caracterización de la Fuente de Fondo:** Analizar la componente espectral y direccional de los neutrones que logran atravesar el blindaje en dirección de los detectores, así como aquellos dispersados hacia el ambiente, los cuales constituyen la amenaza principal para la condición de *zero-background* requerida por SHiP.

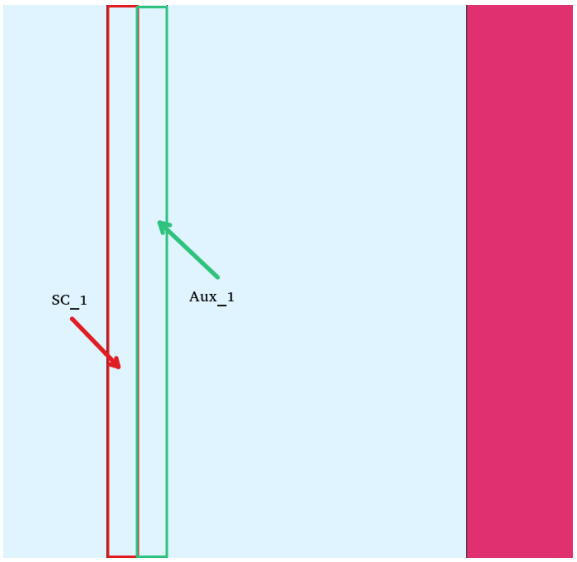
Extendiendo este análisis hacia las zonas sensibles de los detectores, se definieron 7 regiones de monitoreo adicionales. Estas incluyen la zona *Downstream Muon Shielding*, las interfaces anterior y posterior del *Decay Volume*, y regiones estratégicas situadas en las paredes de la caverna experimental. Los detalles de las regiones en donde se agregaron zonas de *scoring* se muestran en la Figura 3.7.



(a) Vista de las zonas de *scoring* en las simulaciones descritas en la Sección 3.9.2 y la Sección 3.9.3.



(b) Tres zonas de *scoring* utilizadas en la simulación con geometría reducida (ver Sección 3.9.1).



(c) Vista zona de *scoring* 1 con doble región (descrita en la Sección 3.5.3).

Figura 3.7: Diagramas esquemáticos de las zonas de *scoring* para la obtención de datos. En la Figura **(c)** se muestra el diseño de la región auxiliar y la región *score*.

La inclusión de detectores en las paredes de la caverna es fundamental para evaluar el efecto de *scattering*: neutrones de baja energía que se ven reflejados por el concreto de la caverna de vuelta hacia el volumen de decaimiento y sus alrededores. Esta configuración asegura una caracterización completa de las posibles rutas de ingreso de ruido que podrían comprometer el desempeño de los sistemas de detección.

3.9. Simulaciones realizadas

El proceso de obtención de datos se dividió en dos etapas: una fase preliminar de validación y una fase de producción a gran escala.

Previo a la ejecución de las simulaciones definitivas, se realizaron ejecuciones de control destinadas a verificar la integridad de la geometría y asegurar la ausencia de errores topológicos (solapamientos o regiones mal definidas). Asimismo, estas pruebas permitieron confirmar la funcionalidad de la estrategia de *biasing* geométrico implementada en el *Hadron Stopper*. Una vez validados todos los parámetros de la simulación, se ejecutaron tres rondas de simulaciones para caracterizar progresivamente el espectro de neutrones de baja energía.

Todas las simulaciones a gran escala fueron ejecutadas utilizando el Clúster del Instituto Milenio SAPHIR (ver Sección 3.9.4).

3.9.1 Caracterización de fuente en geometría reducida

Esta primera ronda de simulaciones se redujo a la zona de interacción primaria, modelando únicamente el blanco, sus blindajes inmediatos y el *Hadron Stopper*. Se optó por una geometría reducida para minimizar el costo computacional y así mejorar la convergencia estadística en la zona de emisión con menor cantidad de partículas primarias. Los objetivos específicos fueron:

- Obtener una caracterización direccional de los neutrones que escapan del *Hadron Stopper*, para luego analizar la estrategia de *biasing* a implementar.
- Evaluar el desempeño de los estimadores en la zona del blanco.
- Implementar la rutina externa `mgdraw.f` para realizar un seguimiento genealógico detallado, permitiendo aislar el espectro energético de las partículas madre y cuantificar la población de neutrones retrodispersados hacia la región *upstream* del blanco.

3.9.2 Transporte en Geometría Completa

Esta ronda integró la totalidad de la geometría del experimento SHiP detallada en la sección anterior, incorporando la segmentación del *Hadron Stopper* optimizada según los resultados de la Fase I. Se instrumentaron estimadores en zonas críticas *Downstream Hadron Stopper*, incluyendo las paredes de la caverna, el *Decay Volume* y el escudo de muones. Para garantizar una estadística robusta, se simuló un total de 1.2×10^7 partículas primarias. La carga computacional se gestionó mediante la paralelización en 2000 ejecuciones diferentes (*runs*) de 6000 partículas primarias cada una, logrando así la estadística necesaria para caracterizar el fondo en zonas de baja probabilidad.

3.9.3 Estrategia de Mitigación con Concreto Borado

La tercera ronda de simulaciones replicó los parámetros de transporte y estadística de la segunda, introduciendo una modificación geométrica estratégica para evaluar la supresión del fondo neutrónico. Se añadió una capa de 10 cm de concreto con una concentración de 10 % de Boro (material `ConcBor`, ver Tabla 3.1) recubriendo las cuatro paredes de la caverna experimental a la altura del *Decay Volume* (ver color celeste en la Figura 3.1). El objetivo fue cuantificar la reducción del flujo de neutrones aprovechando la alta sección eficaz de captura del isótopo ^{10}B para neutrones térmicos, comparando directamente los resultados con la configuración base.

3.9.4 Recursos computacionales

La estrategia de cómputo se dividió en dos etapas diferenciadas según la demanda de recursos: un entorno local para desarrollo y validación, y un entorno de alto rendimiento (HPC) para la producción de datos.

Entorno de ejecución local

Para las fases preliminares de construcción geométrica, depuración de errores y pruebas de validación con baja estadística, se utilizó una estación de trabajo local operando bajo Ubuntu 22.04 LTS. El equipo cuenta con un procesador Intel Core i5 de 11ª generación (8 núcleos lógicos) y 16 GB de memoria RAM.

Si bien esta configuración permitió verificar la integridad del transporte y la lógica de los detectores en tiempos razonables para simulaciones de baja densidad, su capacidad de procesamiento resultó insuficiente para las simulaciones de producción de datos. La limitación principal radicó en la imposibilidad de paralelizar masivamente los trabajos para alcanzar estadística suficiente.

Infraestructura de Alto Rendimiento (Clúster SAPHIR)

Para superar las restricciones de cómputo local y ejecutar las simulaciones a gran escala descritas en la Sección 3.9, se recurrió a la infraestructura del Centro de Datos del Instituto Milenio SAPHIR[1]. Este centro provee recursos de Cómputo de Alto Rendimiento dedicados, permitiendo la paralelización masiva de las cadenas de transporte Monte Carlo.

El clúster presenta una arquitectura heterogénea basada en tecnología Intel x86_64, compuesta por servidores Dell y Supermicro. La infraestructura de cómputo utilizada se detalla a continuación:

- Nodos de Cómputo (*Worker Nodes*): La carga principal de simulación se distribuyó en nodos de alto rendimiento (series *wn*), equipados con procesadores Intel Xeon

[1] https://cluster.institutosaphir.cl/docs/resources#Resources

Gold 6248R (3.0 GHz) y Intel Xeon Gold 6338 (2.0 GHz). Estos servidores ofrecen una densidad de procesamiento de entre 48 y 64 núcleos físicos por nodo (hasta 128 hilos de ejecución).

- Memoria y Estabilidad: Cada nodo dispone de una capacidad de memoria RAM que varía entre 256 GB y 512 GB, lo cual garantiza la estabilidad numérica necesaria para simulaciones de alta demanda y evita la saturación de memoria durante la ejecución paralela de múltiples trabajos.

- Nodos Especializados: Adicionalmente, la infraestructura cuenta con nodos de gestión y aceleración (series *ac* y *gc*) basados en procesadores Intel Xeon Gold 5220, los cuales integran capacidades de aceleración por hardware (FPGA y GPU) para tareas específicas de análisis y pre-procesamiento.

Los servidores operan bajo el sistema operativo AlmaLinux 9, y la distribución de recursos y la gestión de la cola de trabajos se realiza mediante el planificador Slurm. Aprovechando esta arquitectura, la ejecución en el clúster se dividió en dos fases de producción principales:

- **Ronda de simulacion Principal (ref. Sección 3.9.2):** Esta simulación se distribuyó en 2000 trabajos independientes. Aprovechando la capacidad del clúster, se utilizaron hasta 273 nodos/procesos en paralelo de forma simultánea. El tiempo promedio de ejecución por trabajo (*runtime*) fue de aproximadamente 32 horas y 20 minutos. La simulación operó de manera continua durante 11 días, desde el 20 de noviembre (23:25 hrs) hasta el 2 de diciembre de 2025 (02:13 hrs). Esto representa una carga de trabajo computacional masiva que valida la necesidad del uso de HPC.

- **Ronda de simulación de Blindaje con Boro (Ref. Sección 3.9.3)**: Inmediatamente después, se ejecutó la configuración con blindaje de hormigón borado, distribuida en 500 trabajos independientes, con 8000 partículas primarias cada uno. Debido a la complejidad añadida por el material absorbente y mayor cantidad de primarias, el tiempo de cómputo aumentó a un promedio de 45 horas y 50 minutos por trabajo. Esta fase se extendió por 4 días, comenzando el 2 de diciembre (14:36 hrs) y finalizando el 6 de diciembre de 2025 (09:59 hrs).

3.10. Limitaciones de este estudio

Si bien la simulación desarrollada en FLUKA representa una aproximación detallada y robusta del experimento SHiP, es necesario establecer los límites de validez de este modelo. Las simplificaciones adoptadas responden a restricciones de tiempo, recursos computacionales y disponibilidad de datos técnicos extraíbles automáticamente desde FairSHiP. A continuación, se detallan las principales aproximaciones consideradas.

3.10.1 Aproximaciones Geométricas y Campos magnéticos

Una limitación importante en la actual implementación es la ausencia de campos magnéticos activos en los componentes del *Muon Shielding* y en el imán del SND. Aunque los neutrones primarios no son afectados por el campo magnético, se reconoce que la deflexión de partículas cargadas altera la distribución de materia con la que estas interactúan, pudiendo generar neutrones secundarios en los alrededores.

La exclusión de estos campos no se debe a una desestimación de su importancia física, sino que se fundamenta en dos razones:

1. **Extracción de datos desde FairSHiP:** La extracción automatizada de mapas de campo detallados desde la geometría GDML de FairSHiP presentó ausencias en las configuraciones físicas de algunos dispositivos. Por lo tanto, se priorizó la fidelidad geométrica y la cantidad de material por sobre la propiedad electromagnética, lo cual es una aproximación válida y suficiente para el transporte de partículas neutras.

2. **Implementación:** La estructura del *Muon Shielding* es altamente compleja; cada uno de los seis imánes está compuesto por 8 cuerpos distintos entre sí, lo que imposibilita la implementación de la polarización de campo magnético en cada una de las componentes de los imánes. Además, la geometría GDML exportada desde FairSHiP presentó incompatibilidades que provocaron fallas en la implementación en FLUKA para los campos magnéticos.

Por consiguiente, los resultados presentados asumen una simplificación de la componente de neutrones inducidos por partículas cargadas. La integración completa de la óptica magnética se identifica como una tarea prioritaria para futuras simulaciones utilizando el código desarrollado durante esta investigación.

3.10.2 Simplificación de la geometría de detectores

Respecto a la instrumentación del experimento, se adoptaron las siguientes exclusiones basadas en la disponibilidad de detalles geométricos y la relevancia física para el flujo de fondo.

1. **Sistema de Veto (SBT):** Se excluyó la implementación del SBT que recubre las paredes del volumen de desintegración. Esta decisión metodológica se fundamenta en la estimación de que su presencia no alteraría de manera significativa la distribución global del fondo de neutrones en las zonas de interés caracterizadas. Por consiguiente, se priorizó la eficiencia computacional, dado que la inclusión de la compleja geometría del SBT habría incrementado drásticamente el número de regiones y el tiempo de simulación.

2. **Componentes del detector HSDS (imán principal, *timing detector*, *ECAL*, *HCAL*, etc.):** La decisión de no incluir los componentes del HSDS se justifica por la ubicación del detector (al final de la línea del haz); se estima que su presencia o ausencia tiene una influencia despreciable en la retrodispersión de neutrones hacia las zonas críticas previas, que es el foco principal de la caracterización del fondo en este trabajo.

3.10.3 Representatividad Estadística y Normalización

Es fundamental aclarar la relación entre la simulación y las condiciones reales de operación. Durante un ciclo de extracción (*spill*) típico del SPS, inciden sobre el blanco aproximadamente 4×10^{13} protones. Simular la totalidad de estos eventos de manera análoga es computacionalmente inviable con los recursos a nuestro alcance, por lo tanto, la limitación no radica en el número absoluto de partículas simuladas (1.2×10^7 para la mayor simulación en este estudio), sino en la incerteza estadística asociada a la normalización de los resultados.

Para amortiguar estos resultados computacionales con el desempeño final del experimento, funcionando bajo las condiciones impuestas experimentalmente, se han adoptado distintas estrategias, como el *biasing* principalmente, para obtener una estimación de lo que podrá ocurrir en condiciones normales. Los resultados de fluencia obtenidos (partículas por primario) deben ser escalados por el factor de cantidad de partículas primarias para obtener tasas reales. La validez de esta extrapolación lineal asume que la muestra simulada es estocásticamente representativa de la física del sistema.

Es posible también implementar otras estrategias de *biasing* en zonas diferentes al *Hadron Stopper* dentro del universo de la simulación. Para obtener una mejor estadística y mayor detalle en las zonas de *scoring*, podrían ser implementadas diferentes estrategias que podrían aportar a los resultados de esta simulación. Sin embargo, fue posible obtener resultados coherentes con las técnicas implementadas, pero como trabajo futuro es posible pensar en nuevas estrategias para mejorar la estadísitca en este trabajo.

Capítulo 4

Resultados

El presente Capítulo expone y discute los resultados integrales obtenidos mediante la simulación Monte Carlo del experimento SHiP utilizando el código FLUKA. El análisis se centra en la caracterización espectral y espacial del flujo de neutrones, evaluando su evolución desde la fuente de partículas primarias hasta las zonas de detección.

Para sistematizar la presentación de los resultados, este Capítulo se estructura en torno a cuatro rondas de simulación en orden creciente de complejidad:

1. **Simulación 0 (Estudio preliminar):** Evaluación del término fuente y capacidad de blindaje intrínseca del sistema *Target–Hadron Stopper* en un entorno sin la influencia de la caverna y sus alrededores. Simulación con 10^5 partículas primarias (p.p).

2. **Simulación I (Geometría reducida):** Primera caracterización a gran escala (3.27×10^6 p.p) enfocada en la validación de la fuente de neutrones y el análisis de la zona *Upstream* bajo una configuración geométrica de menor dimensión.

3. **Simulación II (Geometría completa):** Simulación principal ($1.2{\times}10^7$ p.p). Integra la totalidad de la geometría experimental, permitiendo el estudio del transporte profundo de neutrones y el efecto de retrodispersión en los alrededores.

4. **Simulación III (Estrategias de Mitigación):** Comparativa del impacto de implementar un recubrimiento de Concreto borado al 10 % capaz de absorber neutrones térmicos en las paredes de la caverna. Se simularon 4.40×10^6 p.p.

El análisis espectral se realizó discriminando el flujo de neutrones en cuatro rangos energéticos bajo 1 GeV en los cuales se centra esta investigación, detallados en la Tabla 4.1.

Los datos de fluencia fueron recolectados mediante *scorings* situados estratégicamente a lo largo de la línea del haz y en la periferia de la caverna. Para garantizar consistencia estadística, se empleó la estrategia detallada en la Sección 3.5.3.

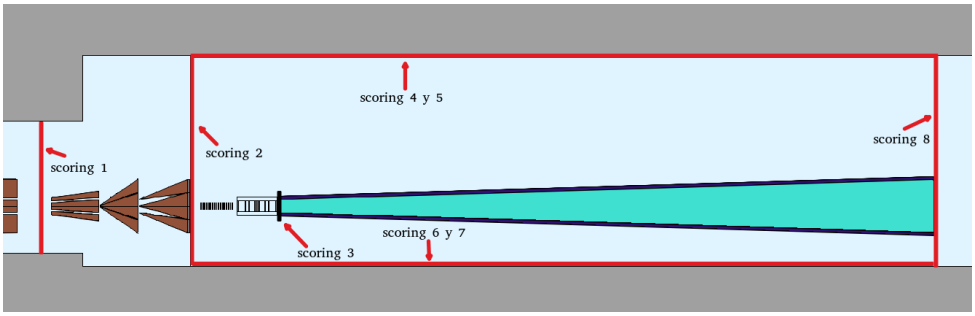
Para facilitar la interpretación física de los espectros obtenidos, que abarcan varios órdenes de magnitud, los gráficos se presentan en representación letárgica ($d\Phi/d(logE)$ vs

Tabla 4.1: Energías correspondientes para cada rango energético.

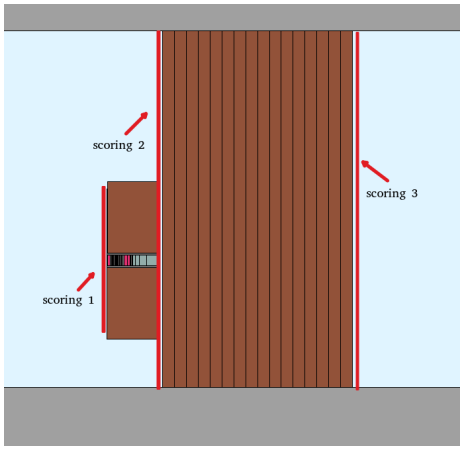
Rango Energético	**Energía**
Térmico	0.01×10^{-9} GeV $\leq E < 0.3 \times 10^{-9}$ GeV
Epitérmico	0.3×10^{-9} GeV $\leq E < 1.0 \times 10^{-5}$ GeV
Rápido	1.0×10^{-5} GeV $\leq E < 2.0 \times 10^{-2}$ GeV
Relativista	2.0×10^{-2} GeV $\leq E \leq 1$ GeV

dE). Asimismo, cabe mencionar que para las simulaciones I, II y III se aplicaron técnicas de reducción de varianza (descrita en la Sección 3.7) para aumentar la estadística en zonas de interés.

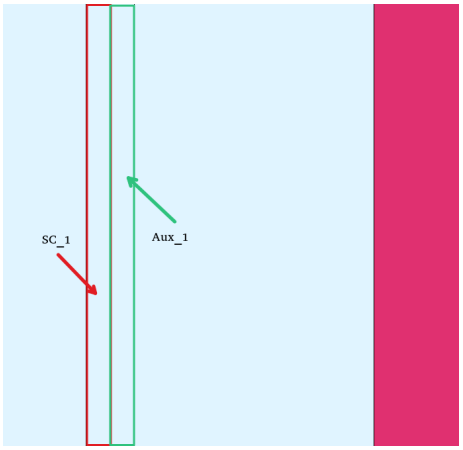
Para facilitar el seguimiento de las zonas mencionadas a lo largo de la discusión, se reproduce a continuación la Figura 4.1 con la distribución espacial de los detectores.



(a) Zonas de *scoring* en las simulaciones descritas en la Sección 4.4 y Sección 4.5.



(b) Tres zonas de *scoring* utilizadas en la Sección 4.3.



(c) Estrategia de doble región descrita en la Sección 3.5.3.

Figura 4.1: Diagramas esquemáticos que representan las zonas de *scoring* para la obtención de datos.

4.1. Simulación 0: Resultados preliminares sobre la población de neutrones en los alrededores del *Hadron Stopper*

Antes de abordar la complejidad geométrica completa del experimento SHiP, se realizó una simulación preliminar con el objetivo de caracterizar el término fuente de neutrones y evaluar la capacidad de atenuación intrínseca del *Hadron Stopper*.

Para aislar la física de producción y transporte dentro de los componentes primarios, se implementó una geometría simplificada que incluyó únicamente el blanco y el *Hadron Stopper* (bloque de hierro de 125 m^3), situados en un entorno libre. Esta aproximación permitió desacoplar el flujo directo de los efectos de dispersión con los alrededores, obteniendo así una estimación pura de la radiación que emana de estos dispositivos.

Cabe destacar que esta etapa se ejecutó mediante una simulación análoga, es decir, sin aplicar técnicas de *biasing*. El propósito fue obtener un mapa de referencia del transporte análogo de neutrones, para así identificar las regiones críticas que requerirían mayor esfuerzo computacional en etapas posteriores.

4.1.1 Escape de neutrones en superficies normales al haz primario

La estrategia de análisis consistió en instrumentar las seis superficies del *Hadron Stopper* con *scorings* para cuantificar el flujo de salida en cada dirección.

La Figura 4.2 detalla la fluencia de neutrones registrada en las superficies normales al eje del haz (z), discriminada por rangos de energía y dirección:

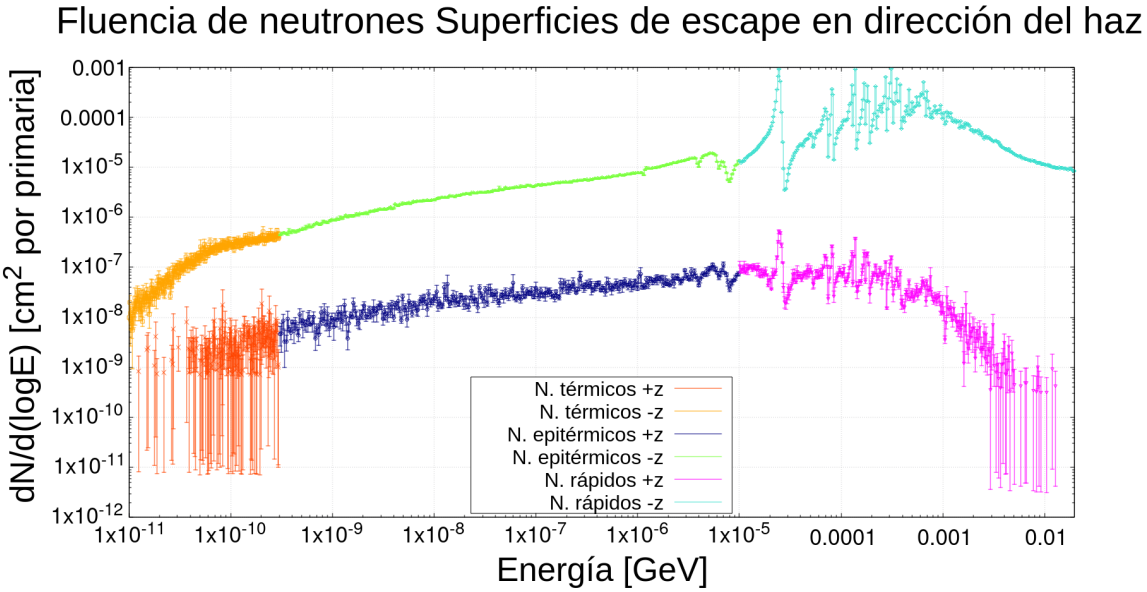


Figura 4.2: Fluencia de neutrones en las caras frontal (*Upstream*) y posterior (*Downstream*) del *Hadron Stopper*.

Del análisis de estos resultados preliminares se desprenden dos conclusiones fundamentales que guiaron la definición de zonas de *scoring* en las siguientes simulaciones:

1. Se confirmó una población de neutrones capaz de atravesar todo el blindaje. Aunque el flujo transmitido es bajo en comparación al retrodispersado, su mera existencia valida el riesgo que aquellos neutrones residuales se propaguen hacia la zona de los detectores, comprometiendo potencialmente su sensibilidad.

2. Se identificó una intensa concentración de neutrones en la zona *Upstream Hadron Stopper*. El bloque de hierro actúa como un potente reflector, devolviendo una gran fracción de los neutrones incidentes hacia la zona del blanco. Además, se presenta la hipótesis que el blanco presenta una capacidad productiva longitudinalmente, provocando una población de neutrones en todas direcciones.

Este fenómeno de retrodispersión evidenció el problema de radiación en SHiP, por lo que se justifican las siguientes implementaciones que envuelven el blanco en una configuración de blindajes adecuados para estos resultados.

Finalmente, se estima que la presencia de *peaks* en la Figura 4.2 se debe a la sección eficaz del Molibdeno presente en los materiales del blanco; dada su alta concentración en los cilindros del blanco, se espera que mayoritariamente los neutrones que son producidos en este dispositivo son ocasionados por la reacción neutrón-núcleo. Sin embargo, para validar tal afirmación, se deben explorar los diferentes mecanismos de producción de neutrones presentes en cada uno de los materiales implementados en el blanco.

4.2. Resultados de la implementación de estrategias de *Biasing*

La técnica de reducción de varianza utilizada en las simulaciones posteriores se basó en la segmentación del *Hadron Stopper* descrita en la Sección 3.7. La necesidad de aplicar estas técnicas proviene de las simulaciones de prueba realizadas, dado que el número de neutrones capaz de atravesar el blindaje fue bastante limitado, provocando estadística insuficiente para obtener resultados coherentes.

En la Figura 4.3 se muestra un mapa de calor 2D que representa la fluencia de neutrones en la región perteneciente al blanco y el *Hadron Stopper*. Como podemos notar, se aprecia una población de neutrones propagándose dentro del *Hadron Stopper*. Estos neutrones son absorbidos en su mayoría, provocando una baja estadística para aquellos que penetran el *Hadron Stopper* en su totalidad. Esta simulación análoga utilizó un haz de 2.5×10^5 p.p, los cuales fueron segmentados en 500 *runs* de 5.0×10^3 p.p cada una.

La Figura 4.4 presenta la fluencia de neutrones en una simulación en la que se utilizó la técnica de *biasing*, basada en la segmentación e importancia geométrica. Estos resultados se obtuvieron a través de simular un haz de 1.0×10^4 p.p.

Los resultados obtenidos en esta simulación muestran un mejor desempeño para el transporte de neutrones a través del *Hadron Stopper*. Se simularon 2.5×10^5 partículas primarias en la simulación análoga, mientras que 1.0×10^4 partículas primarias para la

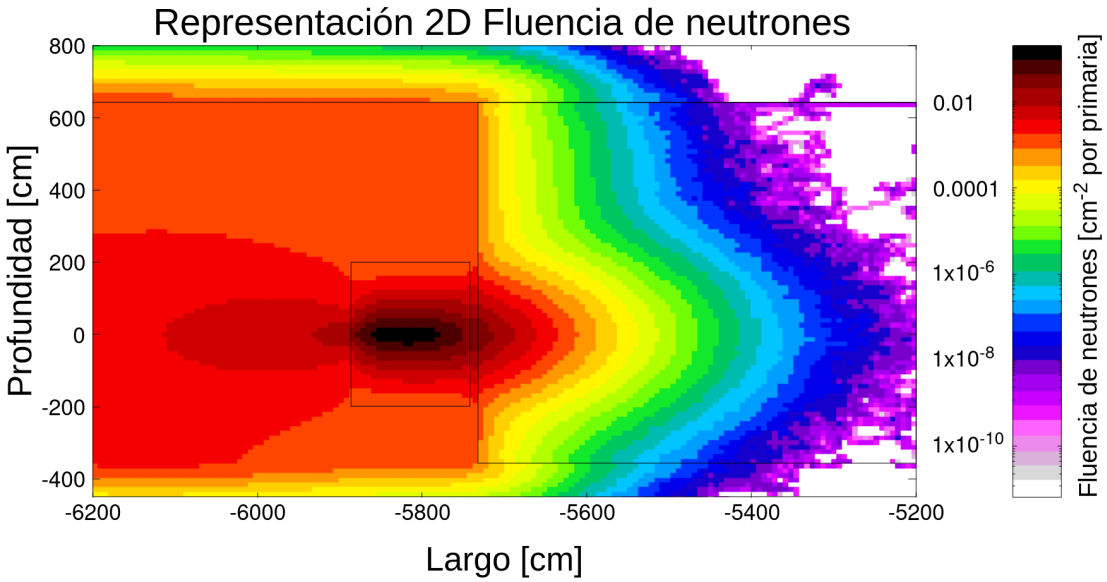


Figura 4.3: Representación 2D de la fluencia de neutrones propagándose en la región del *Target/Stopper*. Esta simulación análoga utilizó un haz de 2.5×10^5 p.p.

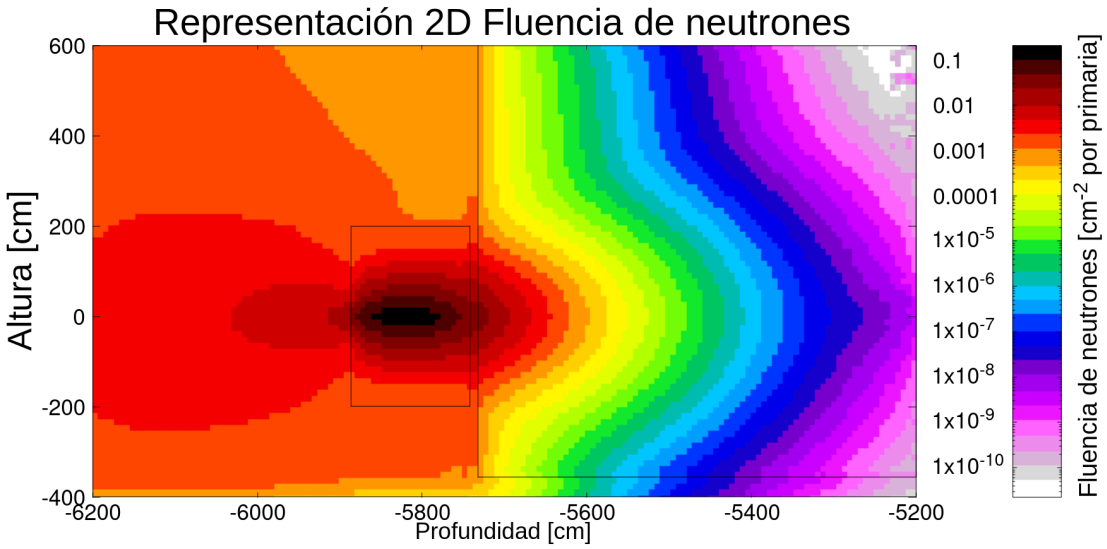


Figura 4.4: Representación 2D de la fluencia de neutrones transportado en la región del *Target/Stopper*. En esta simulación se utilizó un haz de 1.0×10^4 protones primarios y se aplicó un *biasing* geométrico al transporte de neutrones de baja energía a través del Hadron Stopper.

simulación no-análoga; comparando ambos espectros podemos notar una mayor fluencia de neutrones de baja energía a través del *Hadron Stopper*. De esta forma, esta estrategia de *biasing* ayuda a estudiar con mayor resolución las partículas de interés en este estudio, generando una mejoría estadística con una menor cantidad de partículas primarias.

4.3. Resultados de la Simulación I: Modelado del blanco y *Hadron Stopper* dentro de la Caverna en una geometría reducida

En esta Sección, se presentan los espectros de fluencia de neutrones obtenidos mediante la configuración de geometría reducida. Para la recolección de datos, se situaron estratégicamente tres zonas de *scoring* (ver Figura 4.1a) y se describen a continuación:

- *Upstream Target* (Scoring 1): Superficie situada en la cara frontal del blanco. Los resultados en esta zona cuantifican el flujo de retrodispersión (*backscattering*) que emerge en dirección opuesta al haz incidente.
- *Downstream Target* (Scoring 2): Superficie ubicada en la interfaz posterior del blanco. Representa el flujo de salida inmediato tras la interacción de los protones y la cascada hadrónica inicial, antes de ingresar al blindaje.
- *Downstream Hadron Stopper* (Scoring 3): Superficie situada tras el bloque de hierro (*Hadron Stopper*). Estos datos permiten evaluar la fluencia residual de neutrones que logra atravesar el blindaje y propagarse hacia la zona de los detectores.

4.3.1 Medición de flujo en zona *Upstream Target*

La Figura 4.5 presenta la distribución de fluencia obtenida en la cara frontal del blanco. Esta visualización permite identificar directamente el peso relativo de cada década energética en la composición total del fondo.

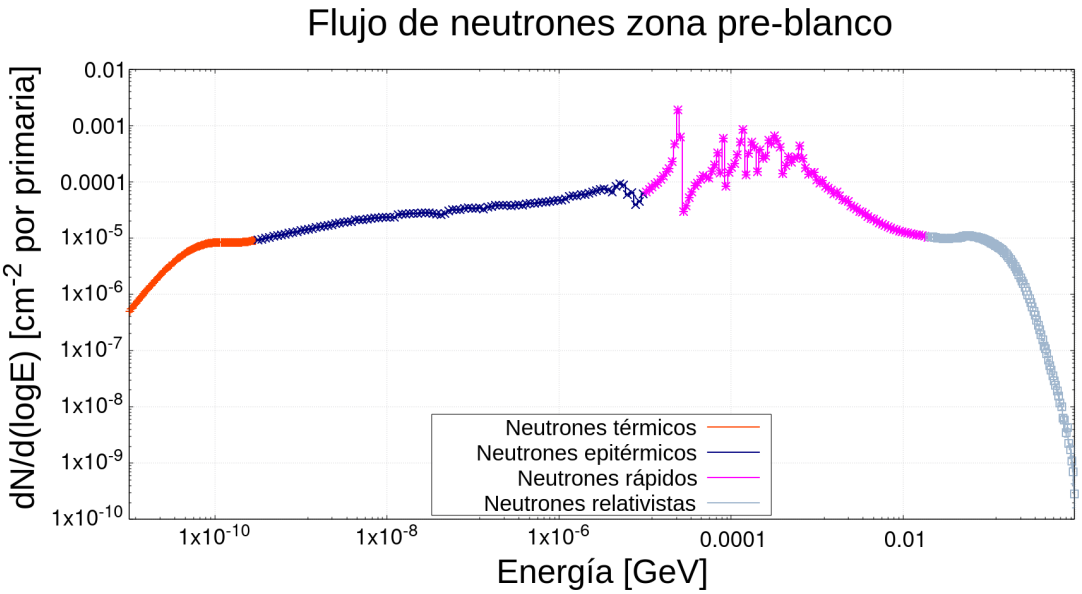


Figura 4.5: Representación de la fluencia en la zona previa al blanco de SHiP. Se aprecian solamente los neutrones que han sido retrodispersados en dirección contraria al haz primario de protones.

Del análisis espectral se desprende que la contribución mayoritaria al flujo se concentra en los regímenes epitérmico y rápido, dominando el intervalo entre 10^{-9} GeV y 10^{-3} GeV (1 eV - 1 MeV). La prominencia de este rango energético sugiere la existencia de un intenso proceso de moderación: los neutrones producidos inicialmente en el blanco sufren múltiples colisiones dentro del medio, disminuyendo su energía cinética antes de lograr escapar en dirección contraria al haz. Por contraparte, se observa una caída abrupta en la fluencia para energías superiores a 20 MeV (régimen relativista). Esta supresión se podría explicar por la cinemática de la reacción de espalación:

1. Conservación de Momentum: En colisiones de alta energía los nucleones arrancados directamente del núcleo tienden a conservar la dirección del proyectil incidente. Por lo tanto, es poco probable encontrar neutrones de alta energía que sean retrodispersados.

2. Mecanismo de Producción: La disminución en la población de neutrones relativistas en esta zona sugiere que el flujo observado no proviene de los productos primarios de la colisión protón-núcleo, sino que podría estar alimentado por generaciones secundarias o procesos de dispersión múltiple.

Para dilucidar el origen de esta población y analizar si proviene de reacciones secundarias, en la siguiente sección se presentan los resultados del análisis genealógico realizado mediante la subrutina `mgdraw`, la cual permite rastrear las partículas madre responsables de los neutrones que cruzan esta frontera.

4.3.2 Datos genealógicos obtenidos mediante `mgdraw.f`

La herramienta `mgdraw.f` permitió identificar individualmente cada neutrón que cruza la superficie de estimación *Upstream Target*, reconstruyendo su origen genealógico para identificar las propiedades de la partícula progenitora (madre).

El análisis de una muestra estadística de 1.0×10^4 p.p arrojó los siguientes hallazgos:

1. Se registró el cruce de $\sim 4.295 \times 10^3$ neutrones en la frontera. Esto indica una tasa de producción masiva, donde cada protón primario desencadena una cascada que resulta en cientos de neutrones retrodispersados.

2. El análisis de especies reveló que aproximadamente el 99,30 % de las partículas madre correspondieron a neutrones. Apenas un 0.70 % de los progenitores fueron partículas distintas, confirmando que el mecanismo predominante que sostiene este fondo es la interacción neutrón-neutrón.

3. La energía total de los progenitores osciló entre un mínimo de 6.586×10^{-13} GeV y un máximo de 377.726 GeV, indicando además que gran parte de los progenitores son neutrones de baja energía cinética.

La distribución energética de estas partículas madre se presenta en la Figura 4.6. El espectro completo evidencia que, si bien existen progenitores de alta energía (cercanos a los 400 GeV del haz) productos de la espalación, su contribución es pequeña con respecto a la población de baja energía.

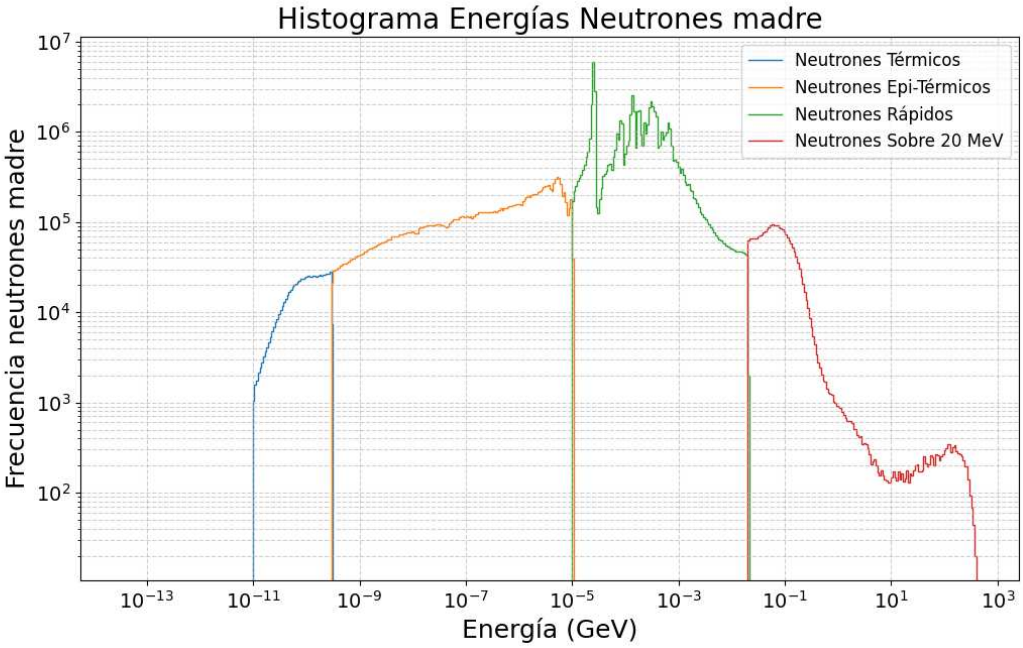


Figura 4.6: Distribución de la energía cinética de las partículas madre (neutrones solamente) responsables de la población retrodispersada. Se aprecia una mayor contribución de neutrones epitérmicos y rápidos, siendo en estos últimos también visible la contribución del Molibdeno discutida en la Sección anterior.

Para profundizar en el origen físico del fondo, se utilizó la subrutina `mgdraw` para reconstruir el vértice de producción (x, y, z) de cada partícula madre responsable de un neutrón retrodispersado. Esta técnica permite correlacionar la energía del progenitor con su ubicación física dentro del montaje.

La Figura 4.7 presenta un mapa de calor bidimensional que vincula la posición longitudinal (z) de producción con la energía partícula de la madre.

Del análisis topológico de esta gráfica se desprenden tres regímenes de producción claramente diferenciados:

1. Se observa una intensa concentración de eventos en la superficie frontal del blanco, dominando el rango energético entre 10^{-6} y 10^{-2} GeV (1 keV - 10 MeV). Esta acumulación es consistente con la estructura del blanco de SHiP, cuyos primeros bloques están compuestos de aleación TZM (99.8 % Molibdeno). La alta densidad de eventos en este rango sugiere la activación de resonancias de captura y dispersión propias de la sección eficaz del Molibdeno, favoreciendo la emisión isotrópica (y por ende, retrodispersada) de neutrones.

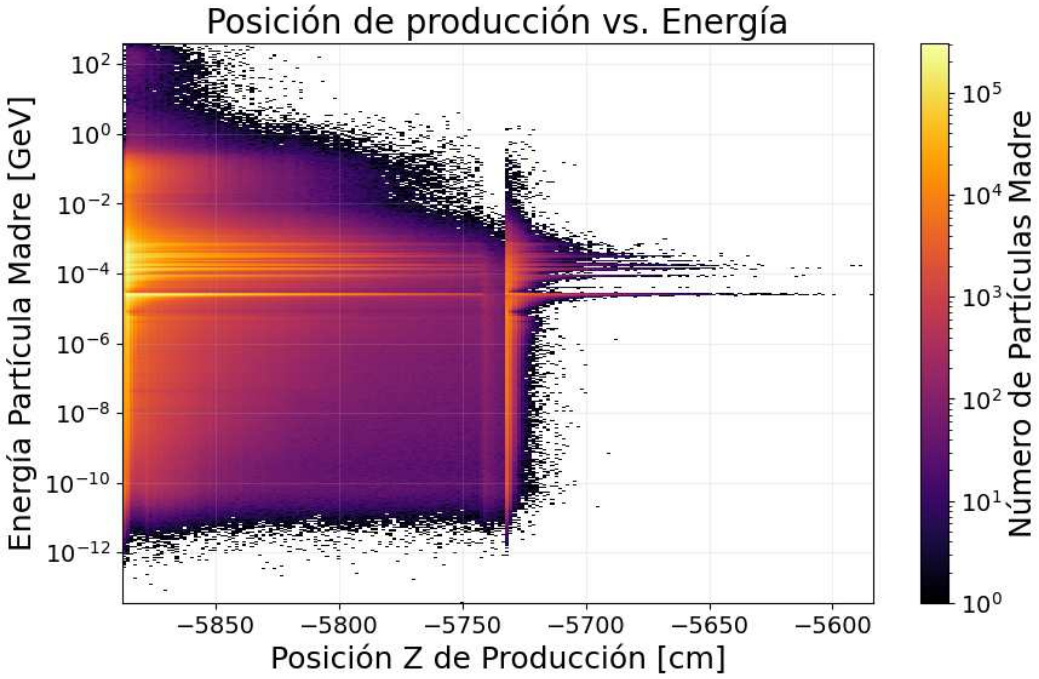


Figura 4.7: Distribución topológica y energética de las partículas madre (neutrones) generadoras del fondo de retrodispersión. El eje horizontal representa la profundidad a lo largo del blanco y la zona de interfaz posterior.

2. A pesar de la dominancia frontal, se confirma que el blanco actúa como una fuente extendida. Se registran eventos de producción a lo largo de todo el eje longitudinal, validando la hipótesis de que la cascada hadrónica se desarrolla en la profundidad del material, iluminando toda la longitud del dispositivo como un emisor de neutrones.

3. Resulta notable la presencia de una población significativa generada en la región posterior al blanco (zona de aire e interfaz con el *Hadron Stopper*). Si bien el aire posee una baja densidad, la interacción en esta frontera es crítica: los neutrones que escapan por la cara trasera del blanco o que son reflejados por la cara frontal de hierro del *Hadron Stopper* contribuyen a esta señal. Esto indica que la cavidad entre el blanco y el *Stopper* actúa como una cámara de reverberación, donde neutrones de un amplio espectro energético quedan atrapados rebotando entre materiales densos hasta alcanzar la energía necesaria para producir reacciones y así generar neutrones en diferentes direcciones.

4. Finalmente, en la parte superior del espectro ($E > 1$ GeV) se observan eventos distribuidos más uniformemente. Estos corresponden a reacciones de espalación directa, donde neutrones de alta energía arrancan nucleones del material. La cinemática de estos procesos permite que, ocasionalmente, productos de alta energía sean emitidos en ángulos grandes, contribuyendo al fondo observado.

4.3.3 Medición de flujo en zona *Downstream Target*

El segundo punto de control corresponde a la zona *Downstream Target*, y se sitúa en la interfaz posterior del blanco, inmediatamente después de los blindajes circundantes (ver Figura 4.1b). El objetivo de esta medición es caracterizar la población de neutrones que emerge tras atravesar longitudinalmente el dispositivo, permitiendo una comparación directa con el flujo de retrodispersión analizado en la sección previa.

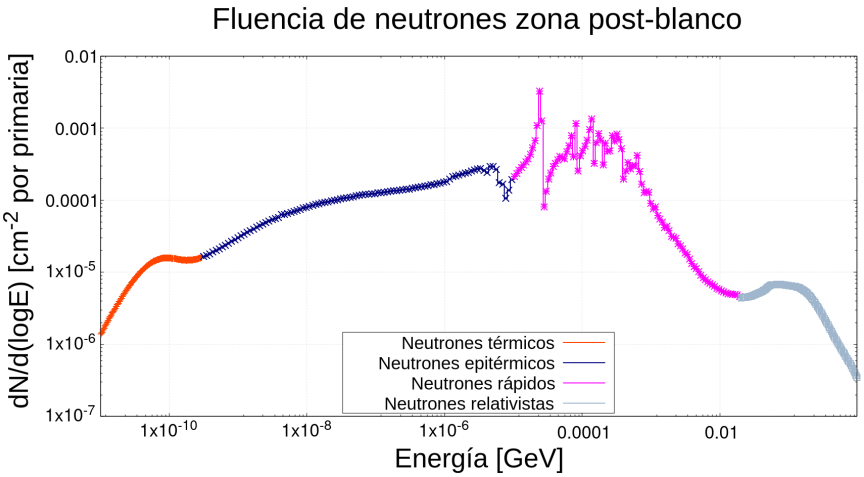


Figura 4.8: Distribución espectral de la fluencia de neutrones en la zona *Downstream Target*.

La Figura 4.8 presenta la fluencia por rango energético. Al igual que en la zona frontal, se observa una clara predominancia de los regímenes epitérmico y rápido. Es destacable la presencia de estructuras resonantes pronunciadas en el espectro de neutrones rápidos, las cuales pueden ser, una vez más, indicativas de las secciones eficaces de captura y dispersión características de los materiales del blanco (discutidos en la Sección 2.2.1).

Los neutrones detectados en esta zona han atravesado la totalidad de la longitud del blanco. Por consiguiente, se baraja todavía con más fuerza la idea previa que la producción de neutrones dentro del blanco sería de carácter longitudinal. Para verificar esta hipótesis, la Figura 4.9 presenta una comparativa de los espectros en ambos extremos.

Los neutrones que cruzan la superficie *Downstream Target* están sometidos a una mayor cantidad de material presente en el blanco. A pesar de esperar una mayor moderación en la energía y población de los neutrones, se puede apreciar que existe sólo una ligera preferencia para la dirección *Downstream*. Esto es un indicativo de que, a pesar de la diferencia de material al que se encuentran expuestos, el blanco no sólo funciona como un blindaje pasivo en sus últimos bloques de W, sino que en su totalidad funciona como un volumen productor de neutrones de baja energía en ambas direcciones.

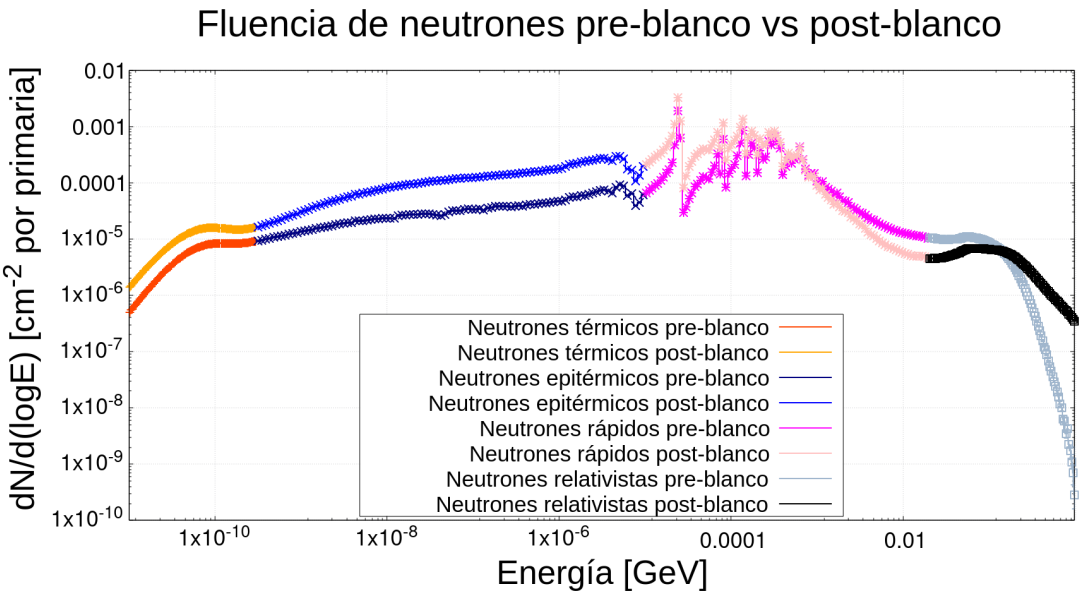


Figura 4.9: Comparación de los espectros de fluencia entre las zonas *Upstream* y *Downstream* del *Target* (blanco).

4.3.4 Medición de flujo en zona *Downstream Hadron Stopper*

La tercera zona de monitoreo corresponde a la superficie localizada inmediatamente después del absorbedor de hadrones (*Downstream Hadron Stopper*). Esta medición es fundamental para la validación del diseño, dado que la función primordial del *Hadron Stopper* es actuar como la barrera principal de contención, atenuando el flujo de hadrones remanentes antes de que alcancen los volúmenes sensibles del experimento.

La Figura 4.10 presenta el espectro de fluencia residual tras atravesar el primer dispositivo de supresión de ruido de fondo, y también la fluencia de neutrones en la superficie posterior al blanco. Ambos espectros se presentan para cuantificar el factor de supresión global.

Del análisis espectral se destacan tres fenómenos:

1. Se observa una severa atenuación de neutrones en todos los rangos de energía. Esto confirma que el dispositivo funciona eficazmente como un filtro, moderando los hadrones energéticos mediante colisiones inelásticas en el hierro.

2. A pesar de la implementación de estrategias de *biasing* en el *Hadron Stopper*, se aprecia un aumento considerable en la varianza de los datos, especialmente en los rangos de menor energía. Este comportamiento es común para el transporte de radiación a través de blindajes; sin embargo, la estrategia de *biasing* permitió reducir significativamente la varianza en los datos.

3. La población de neutrones rápidos (sobre 20 MeV) se vió severamente suprimido en la zona posterior al *Hadron Stopper*. Esto se debe en parte por la estrategia de

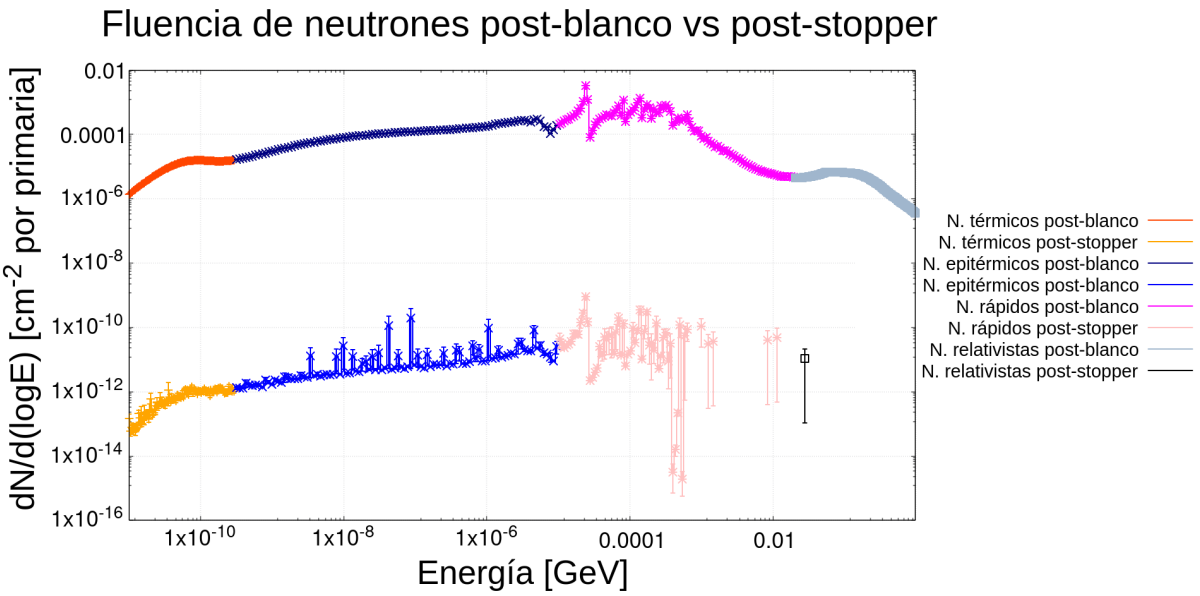


Figura 4.10: Espectro de fluencia residual en la cara posterior del Hadron Stopper. Se observa el efecto de filtrado energético y las fluctuaciones estadísticas propias de la baja tasa de conteo.

biasing implementada; debido al objetivo de este estudio, se priorizó el transporte de neutrones de baja energía (bajo 20 MeV) a través del *Hadron Stopper*, por lo que para el transporte de neutrones relativistas o de energías superiores fue de manera análoga.

La superposición de los espectros revela un resultado contundente: el tránsito a través del *Hadron Stopper* induce una reducción del flujo de neutrones de aproximadamente ocho órdenes de magnitud respecto a las zonas *upstream*. Este diferencial valida un excelente desempeño del dispositivo como blindaje, cumpliendo su rol como supresor de ruido de neutrones.

La Figura 4.11 representa el flujo de neutrones a través de un mapa de calor bidimensional.

La Figura 4.11 nos indica que existe una fluencia de neutrones en los alrededores del blindaje del blanco, además que los neutrones son, aparentemente, capaces de penetrar el *Hadron Stopper* en toda su extensión. Esta representación nos da indicios sobre las consideraciones que deben tomarse en los alrededores de la zona, siendo de importancia equipar los dispositivos sensibles a neutrones que se encuentren en zonas previas del blanco.

4.3.5 Flujo total ($\Phi_{\mathbf{INT}}$) en las zonas de *Scoring*

Para cuantificar la magnitud del fondo de neutrones más allá de su forma espectral, es necesario calcular el flujo total integrado en las zonas de interés. Los estimadores de fluencia en FLUKA, como `USRBDX`, entregan los resultados como una distribución

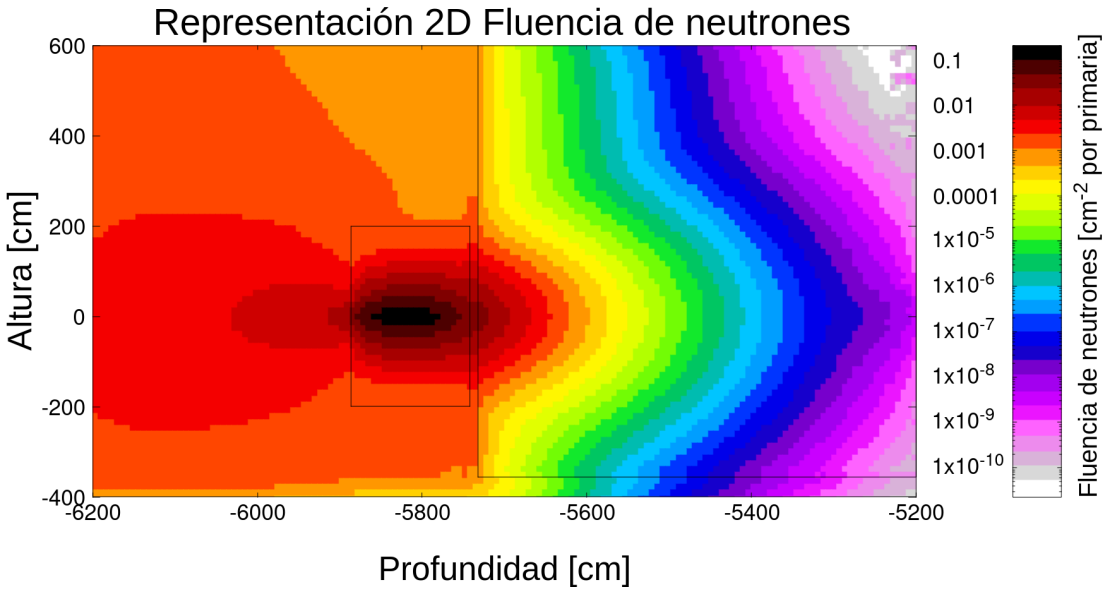


Figura 4.11: Mapa de calor bidimensional representativo del flujo de neutrones en la zona del blanco/*Hadron Stopper*.

diferencial normalizada por la fuente primaria. Las unidades estándar de salida son:

$$\left[\frac{d\Phi}{dE}\right] = \frac{\text{partículas}}{\text{GeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{primarias}} \tag{4.1}$$

Para obtener la fluencia total (Φ_{INT}) en un rango energético determinado, es necesario integrar esta distribución diferencial sobre el intervalo de energía $[E_{min}, E_{max}]$:

$$\Phi_{\text{INT}} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{d\Phi(E)}{dE} dE \tag{4.2}$$

Dado que la simulación entrega el espectro discretizado en histogramas, esta integral se aproxima numéricamente mediante una suma de Riemann, multiplicando el valor del flujo diferencial en cada bin i por su correspondiente ancho de energía ΔE_i:

$$\Phi_{\text{INT}} \approx \sum_i \left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_i \cdot \Delta E_i \quad \left[\frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \cdot \text{primarias}}\right] \tag{4.3}$$

El procesamiento de estos datos se automatizó mediante herramientas en Python, permitiendo integrar selectivamente los rangos de energía para neutrones térmicos, epitérmicos, rápidos y relativistas en cada zona de detección.

Finalmente, para estimar la población de partículas en condiciones reales de operación, el valor obtenido por FLUKA (Φ_{INT}) debe ser escalado por la intensidad del haz del SPS. Si definimos N_{POT} como el número de protones en el blanco durante un intervalo de tiempo

específico (lo que se refiere como *spill*), la fluencia real estimada viene dada por:

$$\Phi_{\text{SPILL}} = \Phi_{\text{INT}} \cdot N_{\text{POT}} \tag{4.4}$$

Esta metodología permite transformar la probabilidad de transporte calculada por una simulación Monte Carlo en una estimación física de la densidad de partículas en el experimento. A continuación, la Tabla 4.2 resume los valores de Fluencia integrada (Φ_{INT}) obtenidos para la Simulación I, normalizados por protones primarios.

Tabla 4.2: Fluencia Integrada Φ_{INT} por zona de *scoring* y rango energético.

Región	**Rango de Energía**	**Fluencia Integrada Φ_{INT} [neutrones cm^{-2} primario^{-1}]**
Upstream Target	Térmicos	$2.38 \times 10^{-5} \pm 3.94 \times 10^{-8}$
Upstream Target	Epitérmicos	$1.80 \times 10^{-1} \pm 1.46 \times 10^{-4}$
Upstream Target	Rápidos	$1.73 \times 10^{-1} \pm 2.39 \times 10^{-5}$
Upstream Target	Relativistas	$2.49 \times 10^{-4} \pm 9.28 \times 10^{-8}$
Downstream Target	Térmicos	$5.71 \times 10^{-5} \pm 5.23 \times 10^{-8}$
Downstream Target	Epitérmicos	$3.57 \times 10^{-1} \pm 1.85 \times 10^{-4}$
Downstream Target	Rápidos	$4.37 \times 10^{-1} \pm 9.22 \times 10^{-5}$
Dowstram Target	Relativistas	$1.26 \times 10^{-04} \pm 7.28 \times 10^{-08}$
Downstream Stopper	Térmicos	$3.45 \times 10^{-12} \pm 1.75 \times 10^{-13}$
Downstream Stopper	Epitérmicos	$2.71 \times 10^{-8} \pm 1.23 \times 10^{-9}$
Downstream Stopper	Rápidos	$7.39 \times 10^{-8} \pm 4.92 \times 10^{-9}$
Downstream Stopper	Relativistas	$1.08 \times 10^{-11} \pm 1.07 \times 10^{-11}$

De los resultados obtenidos en la Tabla 4.2 se desprende que la varianza en los resultados se mantiene bajo el 0.1 % en la mayoría de los casos, excepto para la zona posterior al *Hadron Stopper* donde tenemos un error igual a 5.07 %, 4.54 %, 6.67 % y 99.00 % para neutrones térmicos, epitérmicos, rápidos y relativistas, respectivamente.

Es necesario notar el valor entregado para neutrones relativistas en zona posterior al *Hadron Stopper*, donde tenemos un error igual al 99 % aproximadamente. Esto implica que no podemos extraer conclusiones válidas a partir de este resultado, dado que se requiere mejorar la estadística para este rango energético. Como se mencionó anteriormente, el transporte para neutrones sobre 20 MeV dentro del *Hadron Stopper* se realizó de manera análoga y, por lo tanto, la estadística es muy baja por lo que se debe mejorar en futuros estudios para este rango energético.

Por otro lado, tenemos certeza del flujo total para neutrones térmicos, epitérmicos y rápidos. Esto nos ayuda para obtener una estimación del número de neutrones en este rango energético que sean producidos por cada *spill* del SPS en el blanco de SHiP. El análisis correspondiente será presentado en la Sección 4.5.5.

4.4. Resultados de la Simulación II: Modelado de la geometría completa

En esta sección se presentan los resultados correspondientes a la segunda simulación, descrita metodológicamente en la Sección 3.9.2. Este modelo integra la geometría completa del experimento SHiP hasta el final del volumen de desintegración, incorporando las limitaciones y aproximaciones físicas discutidas en la Sección 3.10.

Para caracterizar la evolución longitudinal del fondo de neutrones, se definieron ocho zonas de estimación (*scoring zones*) distribuidas estratégicamente a lo largo de la línea del haz y en las paredes de la caverna. La disposición espacial de estos detectores se ilustra en la Figura 4.1b.

La motivación para extender la monitorización a estas ocho zonas, aplicando técnicas de reducción de varianza para neutrones de baja energía, radica en la necesidad de cuantificar el transporte de neutrones de baja energía en las regiones sensibles de los detectores (*Downstream*). De este modo, estos resultados complementan la caracterización de la fuente realizada en la simulación previa, permitiendo ahora evaluar el transporte y la moderación del flujo en el entorno real de la caverna.

Es importante mencionar que en los gráficos presentados a continuación la componente de neutrones relativistas (20 MeV - 1 GeV) ha sido drásticamente suprimida. Esto se fundamenta en los resultados de la sección anterior, donde se demostró que el *Hadron Stopper* suprime eficazmente el flujo de alta energía (reducción de > 8 órdenes de magnitud). En consecuencia, la estadística residual de neutrones relativistas en las zonas posteriores es considerablemente baja y no contribuye de manera significativa a los resultados presentados. Por lo tanto, el análisis se efectuará con una alta varianza en los datos para neutrones sobre 20 MeV. Se espera que en futuros estudios, la aplicación de *biasing* geometrico sea también implementada para este rango energético.

4.4.1 Flujo de neutrones en zona *Middle Muon Shield*

La zona de estimación denominada *Middle Muon Shield* (Scoring 1, ver Figura 3.7b) se sitúa estratégicamente tras el segundo imán del escudo de muones. Su importancia radica en que actúa como la superficie de control de entrada hacia la caverna experimental. Al estar ubicada inmediatamente después de la salida del *Hadron Stopper* y los primeros elementos del escudo, esta medición establece el término de fuente residual que alimentará

el fondo en el resto de la caverna.

La Figura 4.12 presenta el espectro de fluencia obtenido.

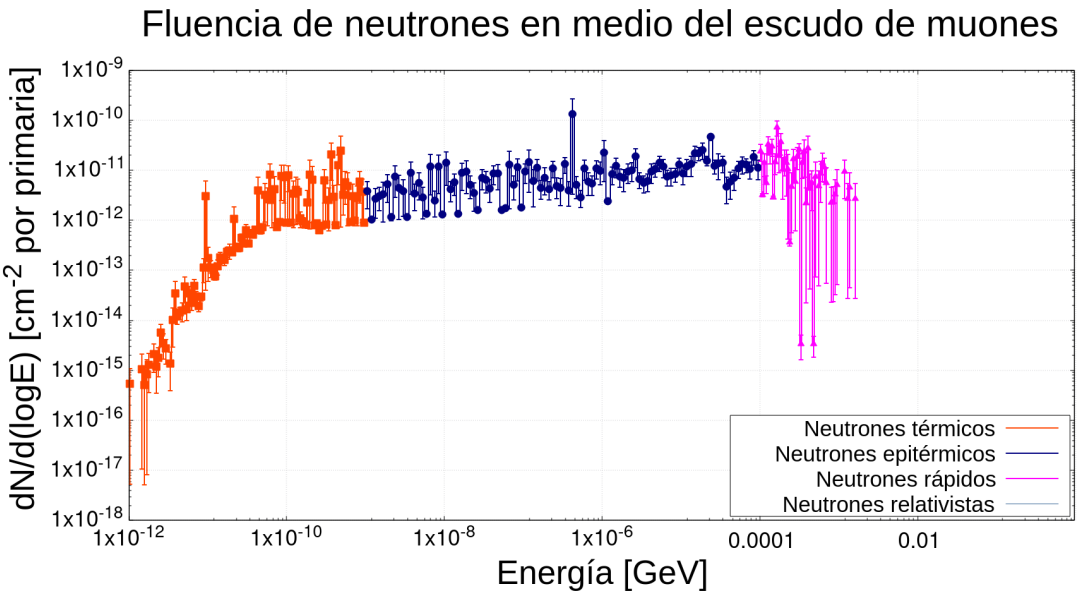


Figura 4.12: Espectro de fluencia en la zona *Middle Muon Shield*. Se observa el incremento en las fluctuaciones estadísticas producto de la severa atenuación previa.

Un aspecto distintivo de este resultado es el incremento en la varianza estadística en comparación con los resultados obtenidos en la simulación previa (Sección 4.3). Este fenómeno es coherente con la física del problema: dado que el *Hadron Stopper* atenúa el flujo en aproximadamente ocho órdenes de magnitud, la densidad de partículas que logra poblar esta región es extremadamente baja. A pesar de triplicar el número de historias primarias y aplicar técnicas de biasing, la estadística en este punto refleja la naturaleza de un problema de transporte a través de blindaje.

En cuanto a la composición espectral, se observa un predominio de las componentes epitérmica y rápida. Sin embargo, el espectro presenta dos particularidades críticas derivadas de la configuración de la simulación:

1. La dispersión en los datos para neutrones rápidos evidencia la dificultad de muestreo tras el blindaje masivo.

2. No se registraron eventos por encima del umbral energético de 20 MeV. Esto se debe a que la estrategia de *biasing* geométrico implementada se configuró, a través del usuario, con un corte efectivo en 20 MeV. Por consiguiente, el transporte de neutrones relativistas se realizó bajo un régimen puramente análogo. Dada la baja probabilidad de interacción que permite a una partícula de alta energía atravesar el *Hadron Stopper* sin ser moderada su energía, la estadística análoga resulta insuficiente para poblar este extremo del espectro con el número de primarios simulados.

4.4.2 Flujo de neutrones en zona *Downstream Muon Shielding*

La siguiente zona de monitoreo (*Scoring 2* en la Figura 3.7b) se ubica al final de los imanes del *Muon Shield*. Este dispositivo está optimizado para la deflexión magnética de muones cargados, pero su estructura masiva de hierro sugiere, en principio, un potencial rol como moderador pasivo de neutrones.

La Figura 4.13 muestra la fluencia registrada al final del escudo de muones.

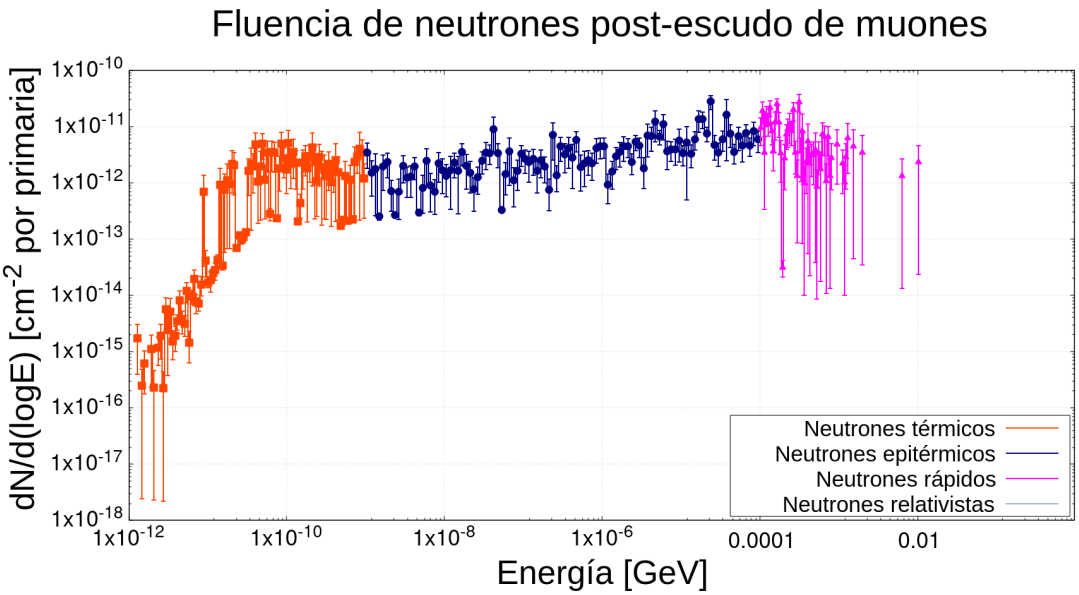


Figura 4.13: Fluencia de neutrones en la zona posterior al *Muon Shield*.

Como se aprecia en la Figura 4.13, la fluencia de neutrones no sufre cambios significativos con respecto a la zona previa de *scoring*. Para evaluar la efectividad de este blindaje frente a los neutrones, la Figura 4.14 presenta una comparación directa entre la entrada (*Middle*) y la salida (*Downstream*) del *Muon Shield*.

La comparación de la fluencia en ambas zonas revela un comportamiento de estabilidad del flujo; no se aprecia una atenuación significativa entre la entrada y la salida. Este fenómeno responde a factores geométricos y de entorno:

1. A diferencia del *Hadron Stopper* (bloque sólido), el *Muon Shield* posee una geometría segmentada en bloques y con canales entre ellos. Los neutrones tienden a transportarse a través de estos canales y huecos geométricos, disminuyendo interacciones inelásticas con el material presente.

2. Al encontrarse dentro de la caverna experimental, el flujo medido también se constituye de los neutrones que se dispersan en las paredes de concreto y poblan el ambiente, manteniendo el nivel de fluencia constante a lo largo del dispositivo.

La Figura 4.15 presenta el mapa de calor bidimensional del flujo de neutrones en la región ocupada por el *Muon Shield*.

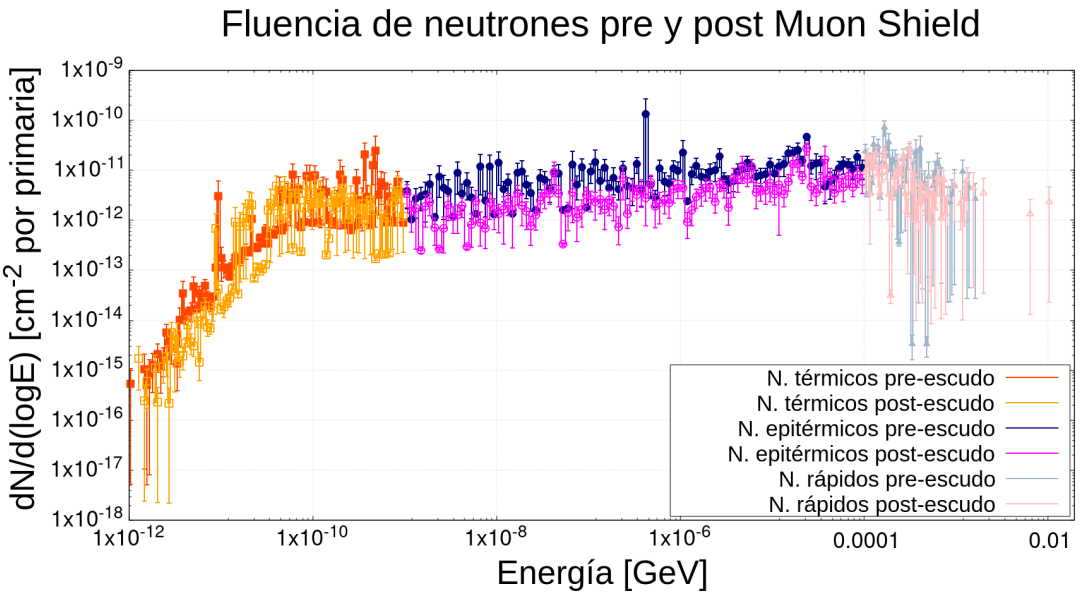


Figura 4.14: Comparativa de flujos a través del *Muon Shield*. La similitud en las magnitudes evidencia el efecto de transporte geométrico y rebote en paredes.

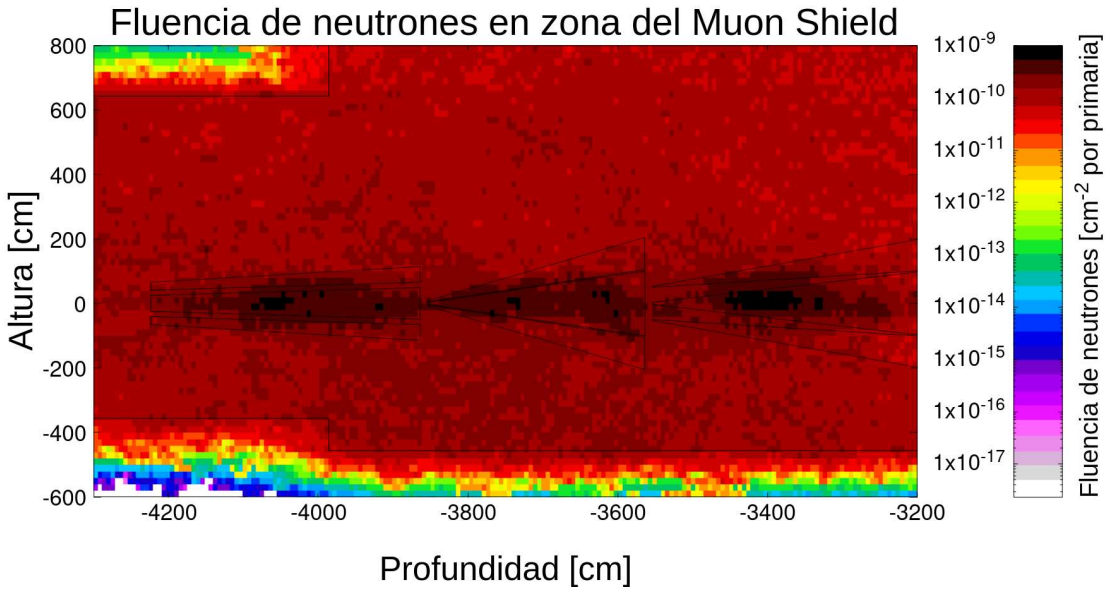


Figura 4.15: Distribución espacial bidimensional del flujo de neutrones a través de la sección del *Muon Shield*. Se observa la correlación entre la densidad de flujo y la ubicación de los bloques magnéticos.

Del análisis de esta distribución espacial se desprenden dos observaciones principales. En primer lugar, se aprecia una tendencia a la homogeneización del campo de radiación en el volumen circundante, producto de la difusión de neutrones en la caverna. En segundo lugar, y de manera más notable, se distingue una intensificación del flujo coincidente con la geometría física de los imanes.

Este patrón confirma visualmente la interacción entre la población de neutrones y los bloques masivos de hierro. El material denso no es transparente a la radiación; por el

contrario, actúa como un medio de dispersión que aumenta la densidad de colisiones y trayectorias dentro de los dispositivos, resultando en una fluencia localmente mayor en comparación con los espacios de aire adyacentes.

Por último, un aspecto físico relevante de esta región es su ubicación previa al detector SND. Este dispositivo contiene emulsiones nucleares con una concentración de Plata (Ag) superior al 50 %. Dado que la plata posee una sección eficaz de captura radiativa considerable para neutrones térmicos ($\sigma_{abs} \approx 63$ barns para Ag natural), existe el riesgo latente de activación del material. La absorción de neutrones puede generar isótopos inestables que, mediante desintegración beta, emitan radiación secundaria hacia el volumen de desintegración. Por lo tanto, monitorear el flujo incidente en esta zona es fundamental para evaluar este riesgo de ruido inducido.

4.4.3 Flujo de neutrones en zona *Upstream Decay Volume*

La zona de estimación correspondiente al *Upstream Decay Volume* (*Scoring 3* en Figura 4.1b) reviste una importancia crítica para la sensibilidad del experimento. Al situarse en la interfaz de entrada al volumen de desintegración, esta medición cuantifica el flujo de neutrones que podría interactuar directamente con los alrededores del volumen o ingresar a la región fiducial. Una caracterización precisa de este fondo es vital para estimar la tasa de falsos positivos inducidos por reacciones nucleares en los materiales estructurales.

La Figura 4.16 presenta el espectro de fluencia registrado en esta interfaz.

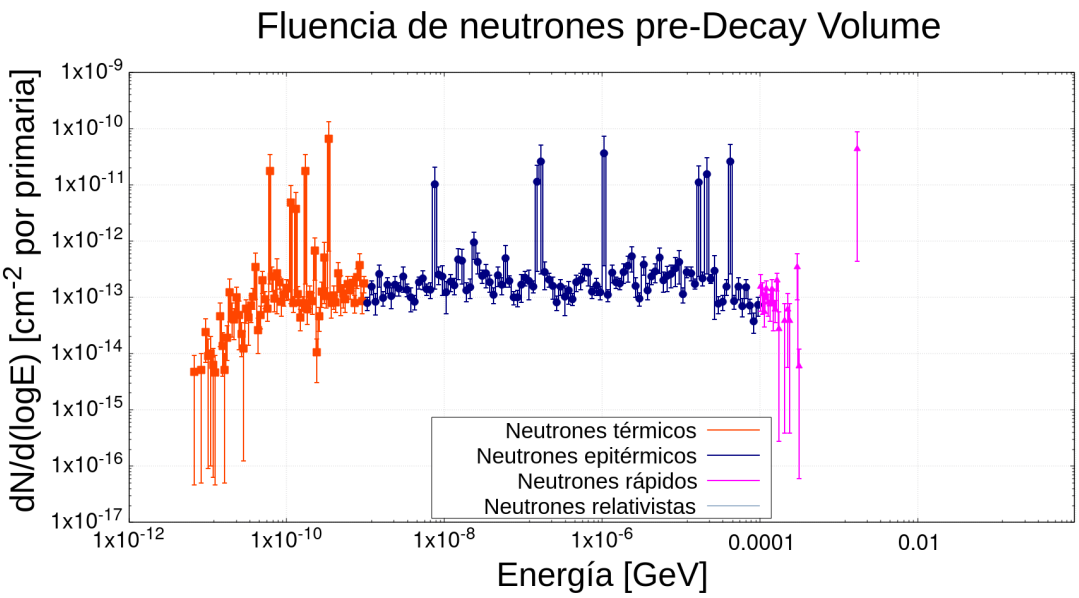


Figura 4.16: Espectro de fluencia de neutrones en la entrada del volumen de desintegración (*Upstream*).

El análisis espectral evidencia una alta incertidumbre estadística, lo cual es consecuencia directa de la severa atenuación que ha sufrido el flujo tras atravesar el blindaje previo.

No obstante, se observa que la contribución epitérmica se mantiene como la componente más estable y dominante, indicando una termalización progresiva de la población de neutrones. La componente de neutrones rápidos ha sido fuertemente suprimida y es notoria la disminución de eventos para este rango energético.

Para evaluar la influencia del detector SND sobre el campo de radiación —específicamente para discernir si este dispositivo actúa como una fuente secundaria (multiplicador de fondo) o como un elemento pasivo—, la Figura 4.17 presenta una comparación diferencial de la fluencia en la zona *Downstream Muon Shield* y en la zona *Upstream Decay Volume*.

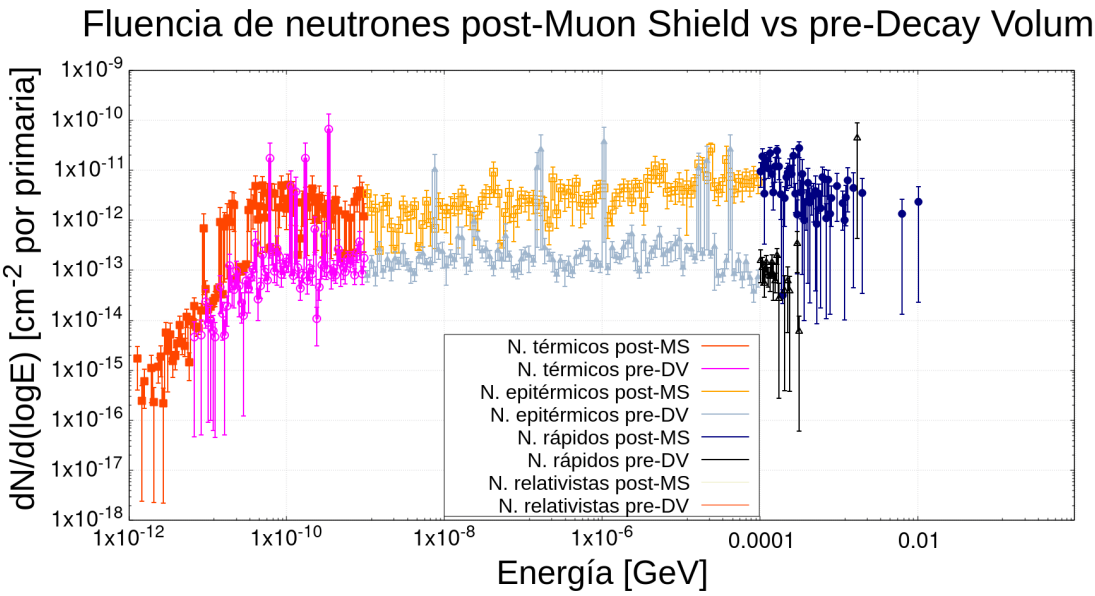


Figura 4.17: Comparación de fluencia: Salida del escudo de muones vs. Entrada del volumen de desintegración.

El análisis de las curvas revela que existe una atenuación del flujo al transitar hacia el volumen de desintegración. Esto permite inferir dos observaciones fundamentales sobre el transporte en estas zona:

1. La ausencia de un incremento en la fluencia permite descartar, en primera instancia, que los materiales del SND estén actuando como generadores significativos de neutrones que superen la tasa de absorción. El dispositivo se comporta, al parecer, como un atenuador pasivo.

2. La disminución del flujo evidencia que una fracción de la población de neutrones está siendo absorbida o dispersada por la masa del detector. Considerando la configuración de materiales del SND, esta atenuación es atribuible a la alta sección eficaz de captura de la Plata (Ag) presente en las emulsiones nucleares (concentración $> 50\,\%$) y a la densidad del Tungsteno (W) en las placas absorbentes.

Es crucial notar que esta disminución aparente de neutrones implica necesariamente interacciones nucleares dentro del detector. Por tanto, aunque el SND atenúe el flujo que

sigue hacia el volumen de desintegración, el proceso de absorción en sí mismo (especialmente la captura en Ag) conlleva un riesgo de activación del material y deposición de energía, lo cual podría comprometer la respuesta del detector y generar ruido de fondo intrínseco.

Finalmente, aunque la magnitud de la fluencia es baja (del orden de 10^{-12}), la mera presencia de una población no nula de neutrones térmicos y epitérmicos (también rápidos pero la varianza es muy alta para obtener conclusiones precisas) en la entrada del volumen justifica la implementación de estrategias de mitigación.

4.4.4 Flujo de neutrones en zona *Downstream Decay Volume*

La zona de estimación situada en el extremo posterior del volumen de desintegración, designada como *Scoring 8* en la Figura 4.1b, representa la última barrera de monitoreo previo a la instrumentación principal del HSDS.

La Figura 4.18 presenta los espectros de fluencia obtenidos en esta interfaz de salida.

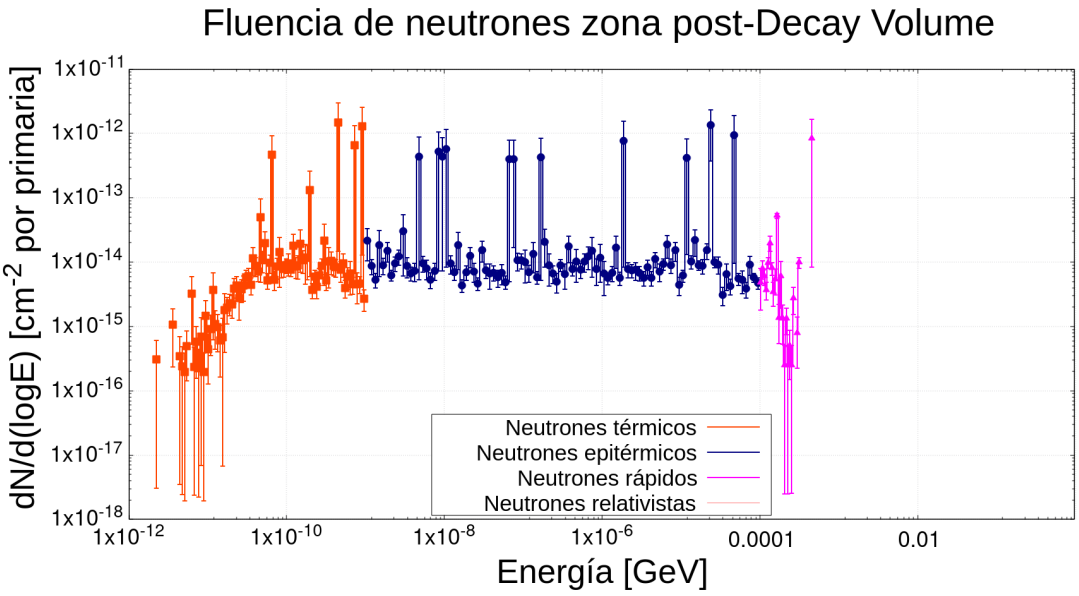


Figura 4.18: Fluencia de neutrones en la región final del volumen de desintegración (*Downstream Decay Volume*). Nótese el incremento en las fluctuaciones estadísticas debido a la baja tasa de conteo.

El análisis cuantitativo revela una disminución de la fluencia de aproximadamente un órden de magnitud con respecto a la entrada del volumen. Esta atenuación significativa se atribuye principalmente al transporte a través de la geometría a lo largo de los 50 m de longitud del volumen de desintegración. No obstante, esta reducción en la densidad de partículas trae consigo un desafío estadístico: se observa un marcado incremento en la varianza de los datos.

Este comportamiento es inherente a los problemas que presentan escacez de eventos; la cantidad de partículas que crucen la zona de *scoring* se ve disminuida debido al transporte a través de diferentes regiones a lo largo del experimento, logrando una menor convergencia

en los resultados. Si bien los resultados actuales permiten establecer un límite superior para el fondo, una caracterización espectral más suave en esta zona requeriría, en trabajos futuros, la aplicación de técnicas de *biasing* más efectivas o un incremento sustancial en el número de historias primarias.

Sin embargo, es imperativo interpretar estos resultados considerando el régimen de baja estadística alcanzado en este punto. El marcado incremento en la varianza de los datos refleja la naturaleza estocástica del transporte: la probabilidad de que un neutrón de baja energía atraviese toda la geometría sin ser absorbido es extremadamente baja. Por consiguiente, aunque la incertidumbre estadística impide una caracterización precisa de la forma del espectro, los resultados son válidos para establecer una mejor panorámica del fondo remanente.

Para complementar el panorama del transporte en la caverna, es necesario considerar no solo el flujo directo a lo largo del eje, sino también el efecto de dispersión y rebote en las paredes de concreto, cuyos resultados se muestran en la Figura 4.19.

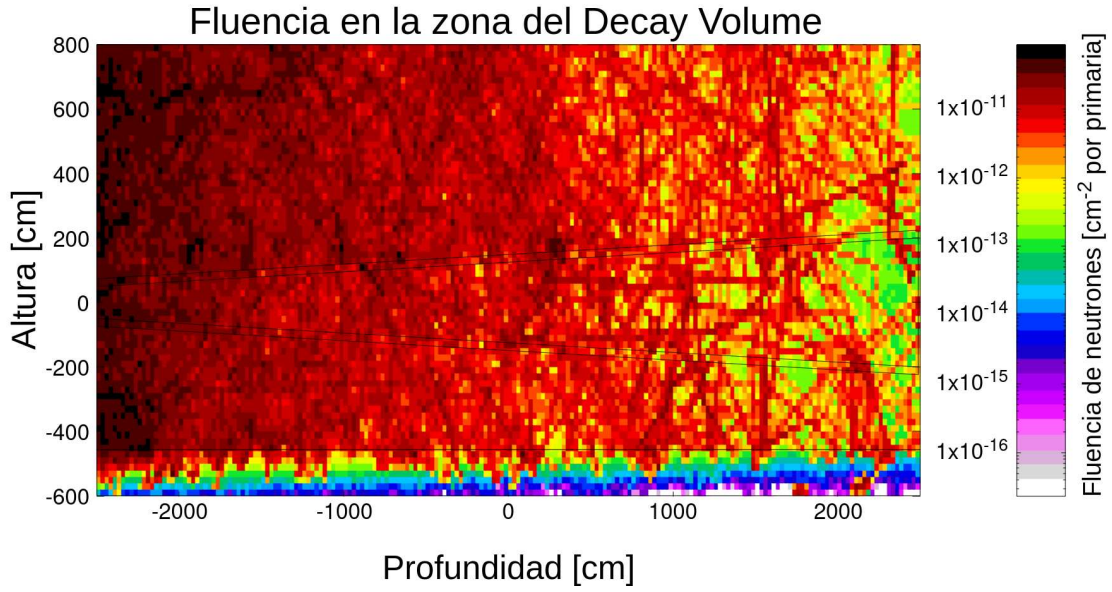


Figura 4.19: Mapa de calor bidimensional del flujo de neutrones a lo largo del volumen de desintegración.

El mapa de calor presentado en la Figura 4.19 confirma visualmente el gradiente de atenuación longitudinal. No obstante, el hallazgo crítico no es la atenuación en sí, sino la persistencia de ruido inducido por neutrones no despreciable que ocupa la totalidad del volumen. A pesar de la caída en la intensidad, la mera presencia de este fondo difuso constituye un riesgo para la operación del HSDS. Dado que este detector busca señales extremadamente débiles (desintegraciones raras), cualquier interacción inelástica de neutrones puede generar falsos positivos en las señales. Por tanto, se concluye que la atenuación natural por distancia no es suficiente para garantizar un ambiente libre de ruido, siendo necesaria una mitigación activa para aumentar la sensitividad del detector.

4.4.5 Flujo integrado ($\Phi_{\mathbf{INT}}$) en zonas descritas

De forma análoga a lo descrito en la Sección 4.3.5, la Tabla 4.3 describe los valores de Flujo integrado en diferentes rangos de energía para las diferentes zonas de *scoring* descritas hasta el momento.

Tabla 4.3: Fluencia Integrada Φ_{INT} por zona de scoring y rango energético. En la Tabla no se presentan los valores para neutrones relativistas debido a la falta de estadística suficiente.

Región	**Rango de Energía**	**Fluencia Integrada $\Phi_{\mathbf{INT}}$ [neutrones cm^{-2} primario^{-1}]**
Middle Muon Shield	Térmicos	$5.57 \times 10^{-12} \pm 2.35 \times 10^{-12}$
Middle Muon Shield	Epitérmicos	$1.66 \times 10^{-7} \pm 3.13 \times 10^{-8}$
Middle Muon Shield	Rápidos	$1.77 \times 10^{-9} \pm 2.06 \times 10^{-10}$
Downstream Muon Shield	Térmicos	$4.02 \times 10^{-12} \pm 8.47 \times 10^{-13}$
Downstream Muon Shield	Epitérmicos	$8.85 \times 10^{-8} \pm 2.20 \times 10^{-8}$
Downstream Muon Shield	Rápidos	$1.05 \times 10^{-9} \pm 1.23 \times 10^{-10}$
Upstream Decay Volume	Térmicos	$6.38 \times 10^{-13} \pm 3.27 \times 10^{-13}$
Upstream Decay Volume	Epitérmicos	$8.92 \times 10^{-9} \pm 2.23 \times 10^{-9}$
Upstream Decay Volume	Rápidos	$9.70 \times 10^{-12} \pm 2.14 \times 10^{-12}$

Al analizar los resultados de la Tabla 4.3, se observa una predominancia sistemática del componente epitérmico en todas las regiones estudiadas, alcanzando valores del orden de 10^{-7} en la zona *Middle Muon Shield*, superando por cerca de dos órdenes de magnitud a la componente rápida. Por otro lado, los flujos térmicos presentan las contribuciones más bajas ($\sim 10^{-12}$) y las mayores incertidumbres relativas, lo cual es indicativo de la baja estadística para neutrones de muy baja energía en estas regiones.

Espacialmente, se evidencia una atenuación del flujo al avanzar hacia la zona *Upstream Decay Volume*, donde las magnitudes disminuyen considerablemente respecto a la zona de *Muon Shield*. Estos valores normalizados servirán de base para estimar la carga total de neutrones por *spill* en la siguiente sección.

Finalmente, es importante notar que las incertidumbres estadísticas oscilan entre un 11 % y un 51 %. Estas fluctuaciones son inherentes al transporte en el método Monte Carlo cuando se analizan eventos de baja probabilidad (o eventos raros). Dada la magnitud de estos errores, los valores presentados para las zonas más profundas deben interpretarse con cautela, considerándose principalmente como indicadores del orden de magnitud de la fluencia esperada, más que como valores absolutos de alta precisión.

4.4.6 Flujo de neutrones en las paredes de la caverna

Para completar el análisis del entorno radiológico global, se procedió a caracterizar el flujo de neutrones en la periferia de la caverna experimental. Para ello, se definieron cuatro zonas de estimación de gran superficie (*Scorings 4, 5, 6 y 7* en la Figura 4.1b).

El objetivo de esta configuración que rodea la zona del experimento es analizar el flujo que vendrá proveniente de las paredes luego de sufrir dispersión en dirección hacia los dispositivos del experimento. Una fracción significativa de los neutrones que escapan del blindaje interactúa con el concreto de la caverna. Dado que la caverna funciona como moderador, estos neutrones pierden energía y son retrodispersados hacia el interior de la sala, generando un campo de fondo.

Para caracterizar la componente de neutrones que es retrodispersada por la infraestructura hacia el eje experimental, se analizaron los flujos incidentes desde las cuatro superficies principales que delimitan la caverna en la zona del volumen de desintegración. Las estimaciones corresponden a las superficies superior e inferior (techo y suelo, $\pm\hat{y}$) correspondientes a las Figuras 4.20 y 4.21, y las paredes laterales ($\pm\hat{x}$) correspondientes a las Figuras 4.22 y 4.23, respectivamente.

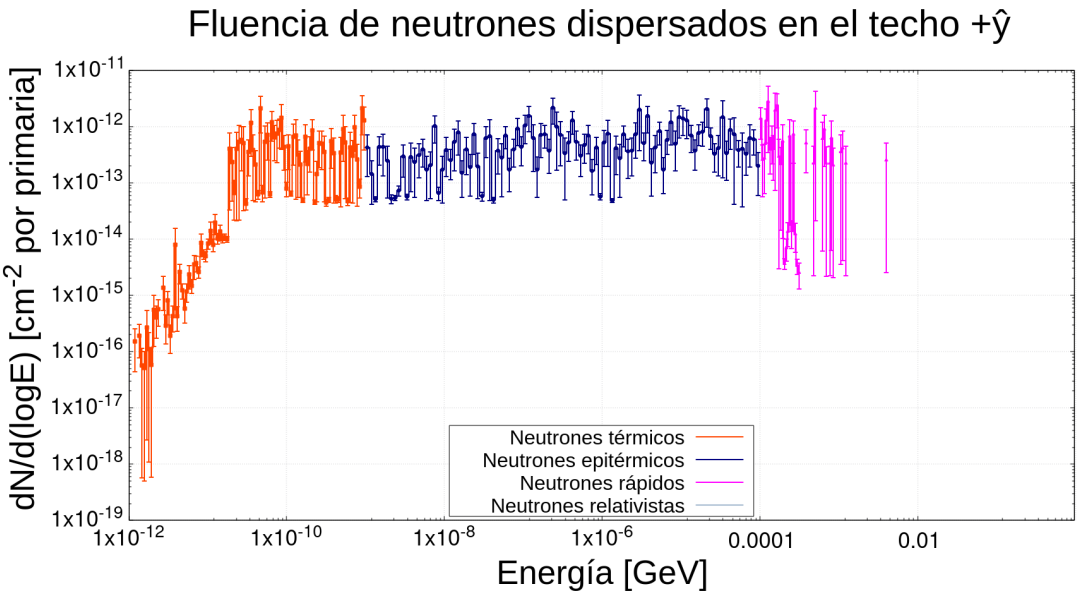


Figura 4.20: Fluencia de neutrones retrodispersados desde el techo de la caverna (superficie $+\hat{y}$).

Para evaluar si el campo de neutrones es homogéneo en todas las direcciones o si existen algunas privilegiadas, la Figura 4.24 muestra una comparación entre la superficie ubicada en dirección $+\hat{y}$ y la superficie ubicada en $+\hat{x}$.

La superposición de los espectros en la Figura 4.24 evidencia una notable similitud en magnitud y forma de las curvas entre diferentes superficies. Esto indica que los neutrones que escapan del blindaje sufren múltiples dispersiones con el ambiente del experimento, llenando el volumen de la caverna de manera casi uniforme. Este hallazgo confirma la

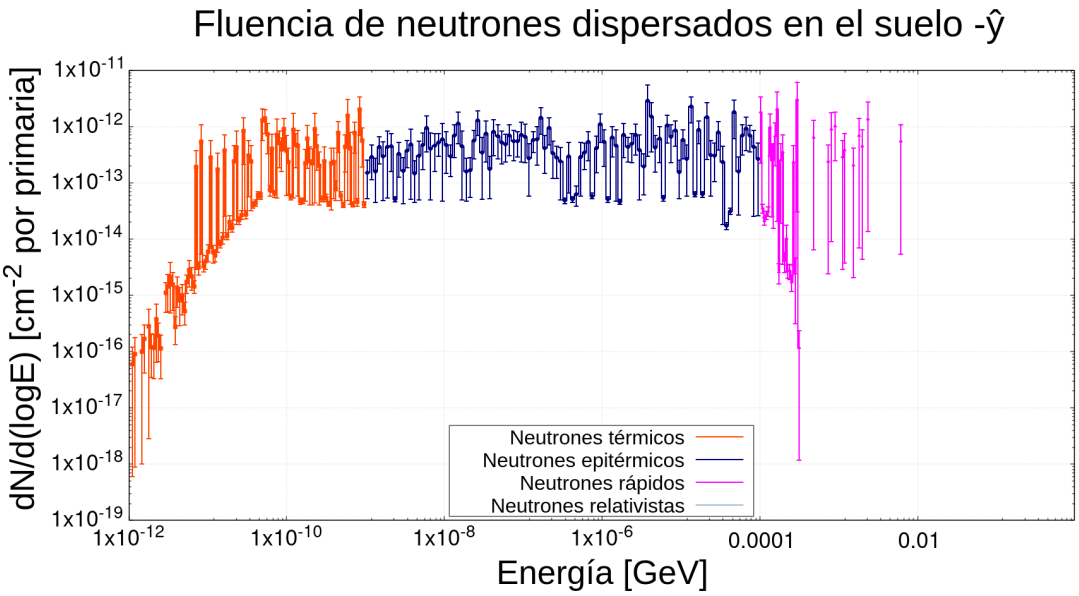


Figura 4.21: Fluencia de neutrones retrodispersados desde el suelo de la caverna (superficie $-\hat{y}$).

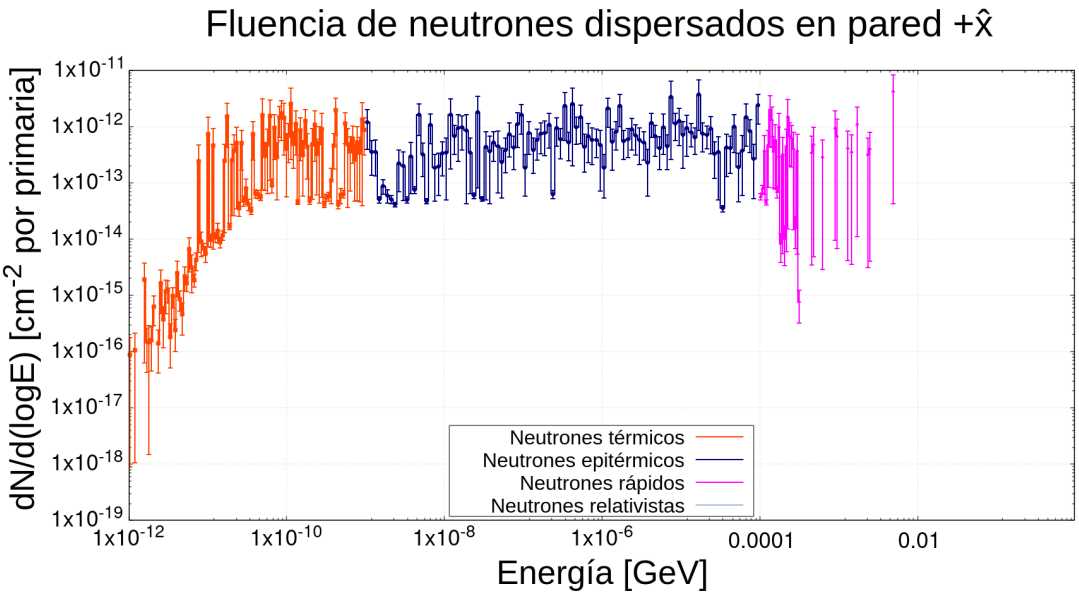


Figura 4.22: Fluencia de neutrones retrodispersados desde la pared lateral $+\hat{x}$.

presencia de un fondo estable que rodea al experimento desde todas las direcciones, el cual puede ser mitigado utilizando configuraciones en los alrededores del experimento.

Es importante notar la elevada varianza estadística observada en los gráficos. Este comportamiento responde al recorrido necesario ejercido por un neutrón para llegar hasta las zonas de la caverna, lo que implica pocos eventos registrados durante la simulación. Aunque la estadística es limitada en este estudio, la presencia confirmada de esta población sí plantea un riesgo para la sensibilidad de los detectores de SHiP.

Para atenuar los efectos producidos por el fondo de neutrones en el ambiente del experimento, la estrategia de suprimir la reflectividad de las paredes para eliminar las

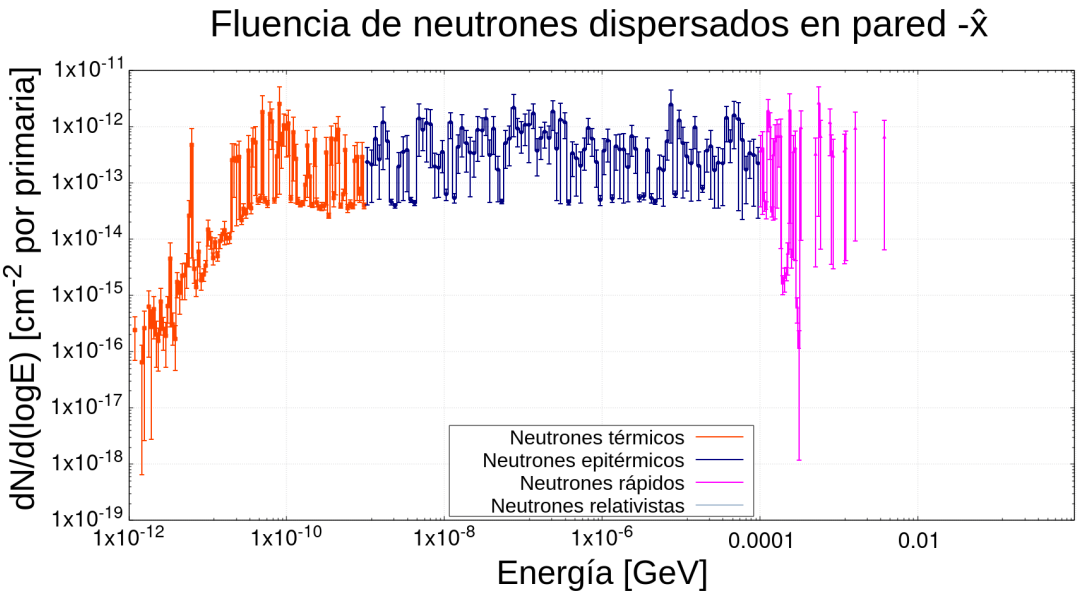


Figura 4.23: Fluencia de neutrones retrodispersados desde la pared lateral $-\hat{x}$.

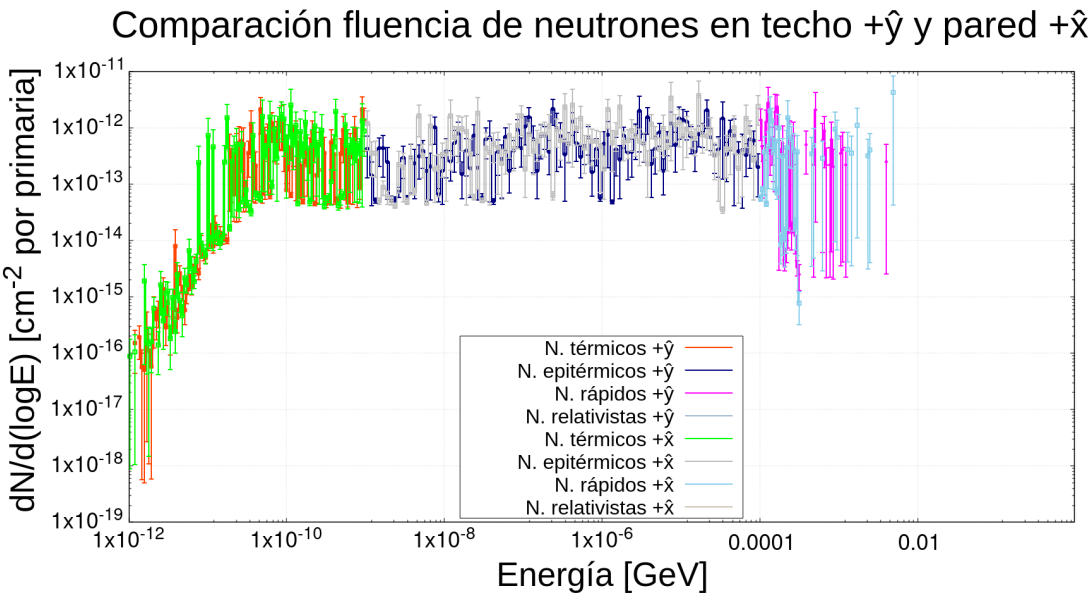


Figura 4.24: Comparativa de fluencia de neutrones retrodispersados en el techo de la caverna $(+\hat{y})$ y en la pared lateral $+\hat{x}$. Notar que la dirección del beam es $+\hat{z}$. La similitud de los resultados muestra un comportamiento isotrópico del fondo inducido por neutrones.

contribuciones de neutrones que han sido retrodispersados por las paredes de la caverna, es lo que se describe a continuación en la Sección 4.5.

4.4.7 Flujo Integrado ($\Phi_{\mathbf{INT}}$) interior de la Caverna

Para continuar la descripción realizada en la Sección 4.4.5, la Tabla 4.4 describe los valores de Flujo integrado en diferentes rangos de energía para neutrones que han sido dispersados en las superficies de la caverna, en dirección hacia el volumen de desintegración.

Tabla 4.4: Fluencia Integrada Φ_{INT} en zonas de scoring situadas en los alrededores de la caverna y distinguidas por rango energético. Se han omitido valores para neutrones sobre 20 MeV debido a la falta de estadística.

Región	**Rango de Energía**	**Fluencia Integrada Φ_{INT} [neutrones cm^{-2} primario^{-1}]**
Techo $(+\hat{y})$	Térmicos	$8.51 \times 10^{-13} \pm 1.48 \times 10^{-13}$
Suelo $(-\hat{y})$	Térmicos	$1.61 \times 10^{-12} \pm 6.34 \times 10^{-13}$
Pared $(+\hat{x})$	Térmicos	$2.10 \times 10^{-12} \pm 6.66 \times 10^{-13}$
Pared $(-\hat{x})$	Térmicos	$1.47 \times 10^{-12} \pm 8.26 \times 10^{-13}$
Techo $(+\hat{y})$	Epitérmicos	$1.27 \times 10^{-8} \pm 3.62 \times 10^{-9}$
Suelo $(-\hat{y})$	Epitérmicos	$1.39 \times 10^{-8} \pm 2.90 \times 10^{-9}$
Pared $(+\hat{x})$	Epitérmicos	$2.10 \times 10^{-8} \pm 8.46 \times 10^{-9}$
Pared $(-\hat{x})$	Epitérmicos	$1.95 \times 10^{-8} \pm 5.69 \times 10^{-9}$
Techo $(+\hat{y})$	Rápidos	$7.87 \times 10^{-11} \pm 2.16 \times 10^{-11}$
Suelo $(-\hat{y})$	Rápidos	$4.46 \times 10^{-11} \pm 1.86 \times 10^{-11}$
Pared $(+\hat{x})$	Rápidos	$4.37 \times 10^{-11} \pm 1.21 \times 10^{-11}$
Pared $(-\hat{x})$	Rápidos	$4.46 \times 10^{-11} \pm 1.13 \times 10^{-11}$

De los resultados presentados en la Tabla 4.4, nuevamente se habilita el poder estimar, de forma muy aproximada, la contribución que tendrá cada protón despositado en el blanco de SHiP en favor de producir neutrones de baja energía que estén presentes en el fondo del experimento. Como podemos notar, la varianza en los datos se ha incrementado en las zonas posteriores del experimento, dado por los pocos eventos que han sido registrados.

Para solucionar esto en un futuro, como se mencionó anteriormente, la implementación de técnicas de reducción de varianza más precisas en la simulación, permitirán una mayor certeza en los resultados.

Sin embargo, con estos resultados vemos de forma más clara la producción de neutrones por cada protón que incide en el blanco de SHiP. A pesar de que la contribución por cada neutrón en zonas alejadas de la zona de impacto, podemos acceder con estos resultados a una aproximación de lo que será la población de neutrones con la configuración actual del experimento.

4.5. Simulación III: Estrategias de blindaje en los alrededores de la caverna

Esta simulación fue motivada en respuesta al fenómeno de la retrodispersión de neutrones en las paredes de la caverna identificado en la sección anterior. La estrategia consistió en recubrir las paredes internas de la caverna con una capa de 10 cm de espesor distribuidas espacialmente sobre el volumen de desintegración. Cada capa consta de Concreto borado al 10 %.

La selección de este material se fundamenta en las propiedades nucleares del isótopo Boro-10, el cual presenta una sección eficaz de captura alta para neutrones térmicos ($\sigma_{\text{abs}} \approx 3840$ b a 0.0253 eV). El mecanismo de supresión opera mediante la reacción de captura $^{10}\text{B}(n, \alpha)^{7}\text{Li}$, la cual absorbe eficazmente los neutrones incidentes en las paredes, reduciendo drásticamente la probabilidad de que estos sean retrodispersados hacia los detectores sensibles.

A diferencia del análisis previo, los resultados de esta sección se presentan discriminados por rango energético en lugar de por zona geográfica. Este cambio de enfoque responde a la naturaleza física de la interacción del Boro (altamente dependiente de la energía) y permite visualizar de manera más clara el impacto del blindaje en la estadística de la simulación.

4.5.1 Impacto en el Régimen Térmico

El régimen térmico ($E < 0.5$ eV) constituye el objetivo primario de la estrategia de mitigación con Boro. La Figura 4.25 presenta la fluencia registrada en las cuatro zonas de monitoreo principales a lo largo del eje del haz tras la implementación del recubrimiento.

El resultado más contundente que se desprende de esta gráfica es la supresión virtualmente total del flujo de neutrones térmicos en las zonas posteriores al escudo de muones. Esta caída abrupta en la población de partículas trae consigo una consecuencia estadística visible: un aumento drástico en la varianza de los datos.

Más allá de ser un error, este incremento en la incertidumbre constituye una confirmación indirecta de la eficiencia del blindaje. La capa borada ha cortado eficazmente la dispersión en las superficies de la caverna, reduciendo el número de eventos que logran sobrevivir y regresar al detector a niveles marginales. La escasez de partículas sobrevivientes impide una convergencia estadística precisa, demostrando que el mecanismo de absorción ha logrado disminuir el fondo térmico ambiental.

No obstante, es necesario reconocer las limitaciones interpretativas en este régimen de baja estadística. La alta varianza impone un límite a la precisión cuantitativa con la que podemos describir el perfil espectral remanente. Si bien es innegable que la atenuación es masiva, la estadística actual no permite reconstruir con fidelidad la forma exacta de la cola

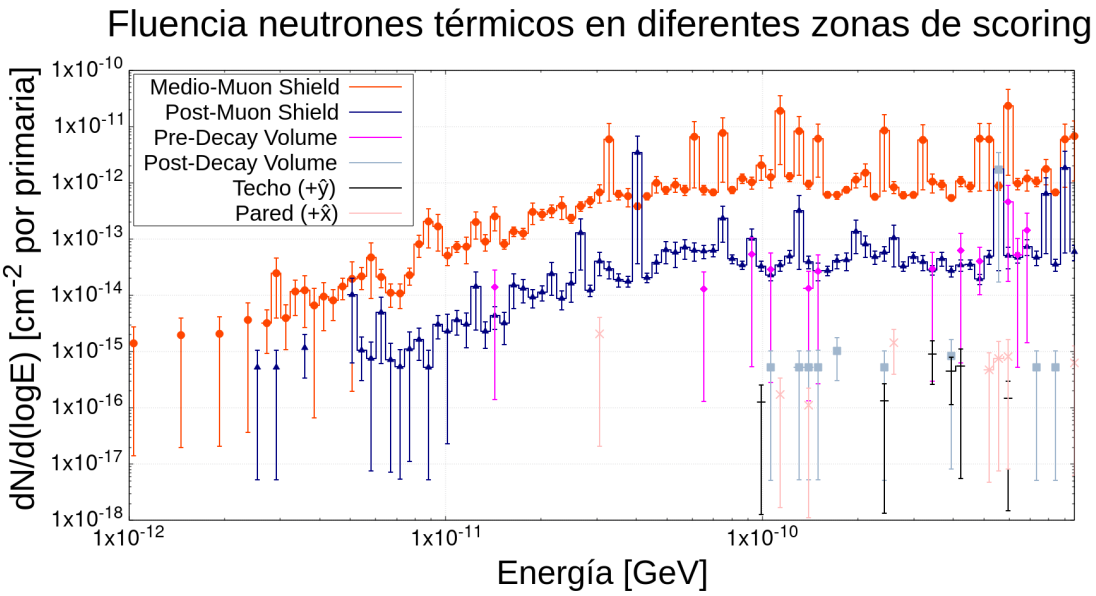


Figura 4.25: Fluencia de neutrones térmicos tras la implementación del blindaje borado. Se utilizaron zonas a lo largo del eje del haz y dos superficies de la caverna: techo ($+\hat{y}$) y pared ($+\hat{x}$). El incremento sustancial en la varianza estadística respecto a la Simulación II es indicativo de una severa reducción en la tasa de eventos registrados.

de distribución residual. Por consiguiente, se concluye que el flujo térmico ha sido reducido por debajo del umbral de sensibilidad de la configuración de simulación actual. Para caracterizar con mayor precisión en investigaciones futuras, será mandatorio implementar técnicas de reducción de varianza (*biasing*) de mayor complejidad y específicas para el transporte de neutrones térmicos post-captura.

4.5.2 Impacto en el Régimen Epitérmico

La Figura 4.26 muestra el comportamiento para los neutrones epitérmicos.

Si bien el Boro es un absorbente térmico, su efecto se propaga indirectamente al espectro epitérmico. Los neutrones de esta energía que inciden en las paredes sufren moderación con el concreto; al descender al rango térmico durante este proceso, son capturados inmediatamente por el Boro, impidiendo su dispersión de regreso a la caverna.

Cuantitativamente, los datos sugieren una atenuación global del flujo de aproximadamente un orden de magnitud respecto al escenario sin mitigación. Sin embargo, es imperativo mantener cautela en la interpretación fina de estas curvas. Aunque la estadística es superior a las del rango térmico y rápido, la gráfica exhibe aún una varianza significativa. Esto indica que, si bien la tendencia de reducción es innegable y físicamente consistente, la precisión numérica punto a punto sigue estando limitada por la estadística de la simulación. Por tanto, se concluye que la estrategia es efectiva para este rango, aunque una caracterización espectral de alta precisión requeriría, al igual que en los demás casos, un refinamiento en las técnicas de muestreo.

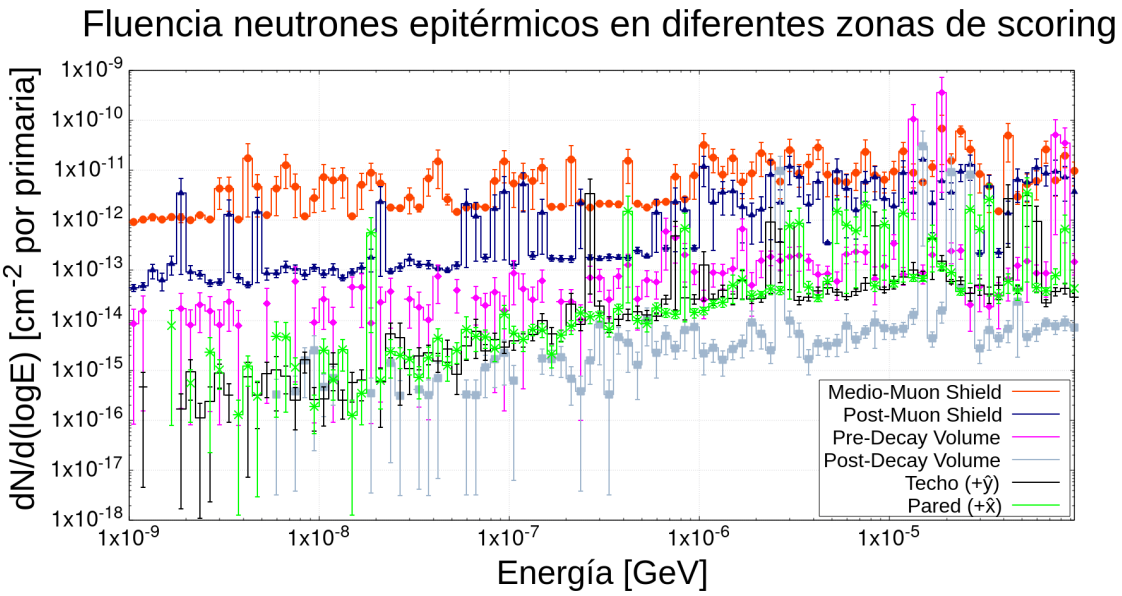


Figura 4.26: Fluencia de neutrones epitérmicos con mitigación de Boro. La alta varianza sugiere que la población de neutrones moderados también se ve afectada por la captura en las paredes.

4.5.3 Impacto en el Régimen Rápido

La Figura 4.27 presenta la fluencia de neutrones rápidos en las cuatro zonas de *scoring* que se presentaron anteriormente.

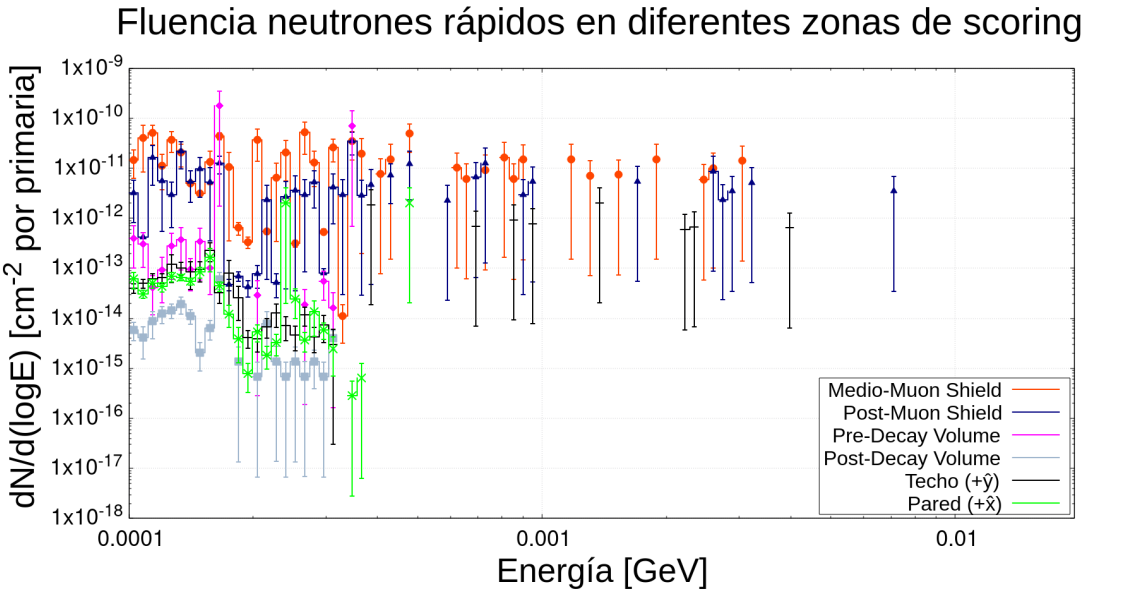


Figura 4.27: Fluencia de neutrones rápidos con mitigación. Se aprecia una disminución de eventos considerable, además de una supresión de eventos a partir de un claro rango energético.

El análisis del espectro revelado en la Figura 4.27 presenta una disminución considerable en la densidad de eventos registrados, al igual que el escenario sin mitigación. Esta caída

se manifiesta visualmente en una dispersión estadística severa y en la aparición de regiones vacías en el histograma, particularmente en las energías más altas.

Si bien esta reducción en el conteo de partículas sugiere preliminarmente una atenuación del flujo, atribuible posiblemente a la dispersión elástica en la masa adicional de concreto, la integridad estadística de los datos en este punto se encuentra comprometida. La escasez de historias que logran poblar este rango energético impide reconstruir un perfil espectral continuo y confiable.

Aunque es posible afirmar cualitativamente que existe una supresión del fondo, la obtención de conclusiones cuantitativas robustas sobre la magnitud exacta de la atenuación requiere imperativamente una optimización de las estrategias de transporte. En trabajos futuros, será necesario implementar técnicas de reducción de varianza específicas para neutrones rápidos que aseguren una población estadística suficiente para suavizar el espectro y validar la eficiencia del blindaje en este rango crítico.

4.5.4 Flujo Total ($\Phi_{\mathbf{INT}}$) con mitigación implementada

Para realizar una observación cuantitativa del espectro de neutrones en las zonas sensibles, utilizando estrategias de mitigación para la supresión del ruido inducido por neutrones, la Tabla 4.5 presenta los valores de Fluencia integrada (Φ_{INT}) obtenidos para la Simulación III.

A continuación, se presenta un análisis respectivo de los datos presentados en la Tabla 4.5.

Régimen térmico

Estos resultados permiten evaluar el impacto del blindaje borado en las superficies límite de la caverna (Techo, Suelo y Paredes) y en las zonas de *scoring* utilizadas en las superficies normales a la dirección del haz primario. En estas regiones, la población de neutrones térmicos exhibe el comportamiento más extremo de la simulación, caracterizado por una reducción drástica en la fluencia integrada pero acompañada de una incertidumbre estadística elevada.

Como se observa en los datos, la fluencia integrada para el rango térmico en las superficies de la caverna descendió desde órdenes de magnitud de $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$ (obtenidos en la fase sin mitigación) hasta valores residuales situados entre $\sim 10^{-15} - 10^{-18}$. Si bien esta caída de hasta seis órdenes de magnitud sugiere una supresión casi total del fondo térmico ambiental, la interpretación de estos valores debe realizarse con cautela debido a los errores relativos asociados.

En algunos casos, los errores relativos superan el 80 %, llegando en algunos puntos a ser comparables con la magnitud de la fluencia medida. Esta deficiencia estadística no es un defecto del modelo geométrico principalmente, sino una manifestación directa de la

Tabla 4.5: Fluencia Integrada Φ_{INT} por zona de *scoring* y rango energético utilizando estrategias de mitigación.

Región	**Rango de Energía**	**Fluencia Integrada $\Phi_{\mathbf{INT}}$ [neutrones cm^{-2} primario^{-1}]**
Middle Muon Shield	Térmicos	$3.30 \times 10^{-12} \pm 4.92 \times 10^{-13}$
	Epitérmicos	$8.02 \times 10^{-8} \pm 1.21 \times 10^{-8}$
	Rápidos	$2.05 \times 10^{-9} \pm 3.87 \times 10^{-10}$
Downstream Muon Shield	Térmicos	$2.80 \times 10^{-13} \pm 1.47 \times 10^{-13}$
	Epitérmicos	$1.69 \times 10^{-08} \pm 1.12 \times 10^{-08}$
	Rápidos	$5.95 \times 10^{-10} \pm 1.40 \times 10^{-10}$
Upstream Decay Volume	Térmicos	$5.90 \times 10^{-15} \pm 4.76 \times 10^{-15}$
	Epitérmicos	$4.31 \times 10^{-10} \pm 1.69 \times 10^{-10}$
	Rápidos	$7.56 \times 10^{-10} \pm 6.76 \times 10^{-10}$
Downstream Decay Volume	Térmicos	$3.97 \times 10^{-16} \pm 3.81 \times 10^{-16}$
	Epitérmicos	$9.59 \times 10^{-13} \pm 4.09 \times 10^{-13}$
	Rápidos	$8.39 \times 10^{-13} \pm 1.22 \times 10^{-13}$
Techo $(+\hat{y})$	Térmicos	$2.05 \times 10^{-18} \pm 1.02 \times 10^{-18}$
	Epitérmicos	$1.18 \times 10^{-11} \pm 4.32 \times 10^{-12}$
	Rápidos	$7.57 \times 10^{-12} \pm 1.54 \times 10^{-12}$
Suelo $(-\hat{y})$	Térmicos	$1.54 \times 10^{-15} \pm 1.52 \times 10^{-15}$
	Epitérmicos	$1.62 \times 10^{-12} \pm 5.26 \times 10^{-13}$
	Rápidos	$1.91 \times 10^{-12} \pm 4.80 \times 10^{-13}$
Pared $+\hat{x}$	Térmicos	$1.56 \times 10^{-16} \pm 1.51 \times 10^{-16}$
	Epitérmicos	$6.21 \times 10^{-11} \pm 3.70 \times 10^{-11}$
	Rápidos	$8.85 \times 10^{-12} \pm 3.82 \times 10^{-12}$
Pared $-\hat{x}$	Térmicos	$6.84 \times 10^{-17} \pm 5.98 \times 10^{-17}$
	Rápidos	$1.17 \times 10^{-11} \pm 5.55 \times 10^{-12}$
	Epitérmicos	$8.55 \times 10^{-12} \pm 3.66 \times 10^{-12}$

eficiencia de captura del Boro-10: la probabilidad de supervivencia de un neutrón térmico a través de la capa de mitigación es tan baja que el número de eventos registrados en los detectores virtuales es insuficiente para alcanzar la convergencia estadística.

Bajo estas condiciones, los valores registrados operan más como un límite superior de fluencia que como una medida espectral precisa. Por consiguiente, se concluye que aunque la mitigación es nominalmente exitosa, una caracterización precisa de la componente térmica remanente en estas zonas críticas requeriría, en trabajos futuros, la implementación de técnicas de *biasing* específicas para las regiones posteriores al *Hadron Stopper*, con el fin de forzar el transporte de partículas hacia la periferia y suavizar la varianza de los resultados.

Régimen epitérmico

En contraste con el régimen térmico, el rango epitérmico presenta los niveles de fluencia integrada más altos de la simulación con mitigación, mostrando una estabilidad estadística superior en las diversas zonas de *scoring*.

Físicamente, la adición de la capa de concreto borado induce un proceso de moderación y captura en cascada. Los neutrones incidentes pierden energía por colisiones elásticas con los núcleos ligeros del concreto; al transitar hacia energías térmicas, son capturados por el Boro-10. Este mecanismo no solo reduce la población térmica, sino que actúa como un sumidero para el flujo epitérmico, logrando una atenuación neta que se refleja en la Tabla 4.6. A pesar de la mejor convergencia en este rango, el aumento de la varianza respecto a la simulación sin blindaje sigue siendo notable, reflejando la complejidad del transporte en medios altamente absorbentes.

Régimen rápido

Los datos correspondientes a los neutrones rápidos (Tabla 4.5) presentan la menor varianza relativa del estudio. Esto se debe a que las secciones eficaces de interacción son menores en este rango, permitiendo que una mayor cantidad de partículas atraviese las zonas de detección y genere un historial estadístico más robusto.

A diferencia de los rangos anteriores, la disminución de aproximadamente un orden de magnitud en esta población no se atribuye primordialmente a la captura neutrónica, sino a la moderación inelástica y elástica sufrida al atravesar los 10 cm de concreto adicional. Este material actúa como un degradador de energía, desplazando parte del flujo rápido hacia energías menores.

Es fundamental advertir que las incertidumbres estadísticas aquí descritas se propagarán íntegramente al cálculo de la tasa de neutrones por *spill* ($N_{spill} \cdot \Phi_{INT}$) que se presenta en la Sección 4.5.5. Dado que en ciertas zonas los errores relativos son significativos, los valores finales de impacto radiológico deben ser considerados como estimaciones conservadoras. No obstante, la consistencia de la caída del flujo en todos los rangos permite validar la

estrategia de mitigación como una solución efectiva para reducir el ruido de fondo por debajo de los límites críticos de operación.

4.5.5 Comparación de Flujo Integrado

En la Sección 4.4.7 se presentaron los valores de Flujo Integrado para la simulación II, en la Sección 4.5.4 la cual presenta los valores de Flujo Integrado, pero esta vez con estrategias de mitigación implementadas en la Simulación III.

La Tabla 4.6 resume la estimación del número absoluto de neutrones inyectados en la caverna por cada ciclo de extracción del SPS (*spill*), comparando los escenarios con y sin estrategias de mitigación. Estos valores se obtuvieron utilizando la Ec. [4.4], aplicando la intensidad nominal del haz (4×10^{13} POT/*spill*) y la fluencia integrada.

Tabla 4.6: Número de neutrones obtenidos a través de la convolución entre Fluencia Integrada Φ_{INT} y número de POT por *spill* N_{POT} por zona de scoring y rango energético, utilizando la Ec. [4.4]. Comparación entre simulación con y sin implementación de mitigación.

Región de Scoring	**Rango Energía**	**Sin Mitigación neutrones/cm^2**	**Con Mitigación neutrones/cm^2**
Techo ($+\hat{y}$)	Térmicos	$3.40 \times 10^{1} \pm 5.92$	$8.20 \times 10^{-5} \pm 4.09 \times 10^{-5}$
	Epitérmicos	$5.08 \times 10^{5} \pm 1.45 \times 10^{5}$	$4.73 \times 10^{2} \pm 1.73 \times 10^{2}$
	Rápidos	$3.15 \times 10^{3} \pm 8.63 \times 10^{2}$	$3.03 \times 10^{2} \pm 6.16 \times 10^{1}$
Suelo ($-\hat{y}$)	Térmicos	$6.46 \times 10^{1} \pm 2.54 \times 10^{1}$	$6.15 \times 10^{-2} \pm 6.08 \times 10^{-2}$
	Epitérmicos	$5.57 \times 10^{5} \pm 1.16 \times 10^{5}$	$6.50 \times 10^{1} \pm 2.10 \times 10^{1}$
	Rápidos	$1.79 \times 10^{3} \pm 7.44 \times 10^{2}$	$7.64 \times 10^{1} \pm 1.92 \times 10^{1}$
Pared $+\hat{x}$	Térmicos	$8.40 \times 10^{1} \pm 2.66 \times 10^{1}$	$6.23 \times 10^{-3} \pm 6.04 \times 10^{-3}$
	Epitérmicos	$8.40 \times 10^{5} \pm 3.38 \times 10^{5}$	$2.48 \times 10^{3} \pm 1.48 \times 10^{3}$
	Rápidos	$1.75 \times 10^{3} \pm 4.84 \times 10^{2}$	$3.54 \times 10^{2} \pm 1.53 \times 10^{2}$
Pared $-\hat{x}$	Térmicos	$5.89 \times 10^{1} \pm 3.30 \times 10^{1}$	$2.74 \times 10^{-3} \pm 2.39 \times 10^{-3}$
	Epitérmicos	$7.81 \times 10^{5} \pm 2.28 \times 10^{5}$	$3.42 \times 10^{2} \pm 1.46 \times 10^{2}$
	Rápidos	$1.78 \times 10^{3} \pm 4.54 \times 10^{2}$	$4.68 \times 10^{2} \pm 2.22 \times 10^{2}$

Los resultados presentados en la Tabla 4.6 serán detallados a continuación.

Tabla 4.7: Numero de neutrones para presentación.

Región de Scoring	**Rango Energía**	**Sin Mitigación neutrones/cm^2**	**Con Mitigación neutrones/cm^2**
Techo ($+\hat{y}$)	Térmicos	$3.40 \times 10^{1} \pm 5.92$	$8.20 \times 10^{-5} \pm 4.09 \times 10^{-5}$
	Epitérmicos	$5.08 \times 10^{5} \pm 1.45 \times 10^{5}$	$4.73 \times 10^{2} \pm 1.73 \times 10^{2}$
	Rápidos	$3.15 \times 10^{3} \pm 8.63 \times 10^{2}$	$3.03 \times 10^{2} \pm 6.16 \times 10^{1}$
Pared ($+\hat{x}$)	Térmicos	$8.40 \times 10^{1} \pm 2.66 \times 10^{1}$	$6.23 \times 10^{-3} \pm 6.04 \times 10^{-3}$
	Epitérmicos	$8.40 \times 10^{5} \pm 3.38 \times 10^{5}$	$2.48 \times 10^{3} \pm 1.48 \times 10^{3}$
	Rápidos	$1.75 \times 10^{3} \pm 4.84 \times 10^{2}$	$3.54 \times 10^{2} \pm 1.53 \times 10^{2}$
Upstream Decay Volume	Térmicos	$2.55 \times 10^{1} \pm 1.31 \times 10^{1}$	$2.36 \times 10^{-1} \pm 1.91 \times 10^{-1}$
	Epitérmicos	$3.57 \times 10^{5} \pm 8.93 \times 10^{4}$	$1.73 \times 10^{4} \pm 6.78 \times 10^{3}$
	Rápidos	$3.88 \times 10^{2} \pm 8.54 \times 10^{1}$	$3.02 \times 10^{4} \pm 2.70 \times 10^{4}$

Neutrones Térmicos

En el caso de los neutrones térmicos, los niveles basales obtenidos en la Simulación II (sin mitigación) resultaron ser comparativamente bajos respecto a otros rangos. No obstante, el efecto de la capa de concreto borado fue notable. Tras su implementación, el número de neutrones térmicos retrodispersados se redujo hasta casi en seis órdenes de magnitud en las superficies analizadas. Esto valida la saturación de la capacidad de absorción del material para energías bajas.

Es imperativo señalar que esta drástica disminución de eventos conlleva un desafío estadístico inherente: la escasez de trayectorias que logran alcanzar los detectores virtuales provoca un notable incremento en la varianza de los datos. Si bien este ruido impide una caracterización espectral de alta resolución, la ausencia de cuentas es, en sí misma, una confirmación de la efectividad del blindaje. Para futuras investigaciones que busquen cuantificar los niveles residuales con mayor precisión, se requerirá la implementación de técnicas de transporte sesgado (*biasing*) que fuercen la convergencia estadística en estas zonas de atenuación radiológica.

Neutrones Epitérmicos

El impacto de la mitigación en el régimen epitérmico resulta ser el indicador más contundente de la eficiencia del blindaje. Previo a la implementación del concreto borado, las superficies de la caverna actuaban como reflectores activos, devolviendo hacia el

experimento una población de neutrones consistentemente elevada, del orden de $\sim 10^5$ neutrones por *spill* en todas las direcciones (ver Tabla 4.6). Tras la incorporación del concreto borado, se observa un colapso sistemático de este flujo, con una reducción global de hasta cuatro órdenes de magnitud.

Este comportamiento confirma que el mecanismo de absorción del concreto borado no se limita a la captura térmica directa. Al suprimir eficazmente los neutrones que intentan termalizarse en las paredes de concreto, el blindaje adicional interrumpe el ciclo de dispersión, indirectamente afectando también el espectro epitérmico y evitando que una mayor población de estos neutrones lleguen a alcanzar zonas sensibles.

Neutrones Rápidos

El espectro de neutrones rápidos resultó ser el régimen menos sensible a la presencia de Boro. A pesar de la mitigación, la población incidente se mantiene en el orden de alrededor de 10^2 neutrones por *spill*, sin mostrar variaciones estadísticas que permitan inferir una atenuación completa del espectro.

Este resultado es en algún sentido esperable dado que la sección eficaz de captura del Boro-10 decrece drásticamente con la energía, volviéndose transparente para partículas rápidas. Por consiguiente, la persistencia de esta población subraya que el rango rápido no puede ser menospreciado y sugiere que futuras estrategias de mitigación deberían incluir una etapa de moderación previa para frenar estos neutrones antes de que interactúen con la capa absorbente. Esta mitigación permitiría maximizar el rango de absorción para la capa de concreto borado, dado que el rango de energías para neutrones incidentes se ampliaría, llevando a una mayor aceptancia de absorción.

Capítulo 5

Conclusiones

El objetivo central de este trabajo consistió en la caracterización explicita del fondo de neutrones en el experimento SHiP mediante simulaciones Monte Carlo con el código FLUKA. Se logró implementar un modelo computacional de gran fidelidad geométrica, capaz de reproducir la física del transporte de neutrones en extensos blindajes y de esta manera se implementó el correcto manejo de neutrones de baja energía a través de la compleja distribución espacial de materiales y dispositivos, estableciendo una herramienta predictiva robusta para estimar el futuro desempeño del experimento.

Asimismo, mediante la identificación de zonas sensibles y de interés para este estudio, los resultados permitieron construir una descripción topológica detallada de la concentración de neutrones. Esta caracterización espacial constituye un insumo crítico para el futuro diseño: al disponer de un mapeo preciso de las zonas de mayor carga radiativa, las próximas simulaciones podrán focalizarse en estrategias de blindaje localizadas, optimizando la supresión del fondo y minimizando la probabilidad de falsos positivos en la detección de señales del Sector Oculto.

A partir de la caracterización en las once zonas de *scoring*, se construyó un perfil detallado de la evolución longitudinal del flujo. Se concluye que el blanco no actúa como una fuente puntual, sino como un productor longitudinal, generando un campo de radiación intenso a lo largo de toda su extensión. Se confirmó que la mayor población de neutrones es retrodispersada desde la cara frontal del blanco. La magnitud de este flujo sugiere la necesidad imperativa de blindajes dedicados para proteger la electrónica *upstream* o, alternativamente, valida la viabilidad de instrumentar esta zona para experimentos parásitos de física de neutrones (en línea con las propuestas de la colaboración n_TOF). Además, si bien el *Hadron Stopper* atenúa el flujo directo en órdenes de magnitud significativos, se demostró que no es hermético para el espectro de neutrones estudiado. Existe una fuga residual y un componente de dispersión lateral que logra evadir el núcleo de hierro, alimentando el fondo ambiental en la caverna.

Respecto a la estrategia de mitigación, el uso de concreto borado demostró ser una

solución primaria altamente eficaz para interrumpir el ciclo de retrodispersión en las paredes. La intervención fue exitosa para los regímenes térmico y epitérmico, logrando supresiones de varios órdenes de magnitud. No obstante, la elevada varianza observada en estos rangos —si bien es un indicador de la efectividad del blindaje— señala que el flujo remanente ha alcanzado el umbral de sensibilidad de la simulación, requiriendo mayor precisión estadística en trabajos futuros. Por el contrario, la atenuación en el espectro rápido fue menos efectiva debido a la transparencia del Boro-10 a altas energías. Se concluye que, para blindar el espectro neto, el Boro debe integrarse obligatoriamente con materiales moderadores. Esta etapa de moderación previa permitiría disminuir la energía de los neutrones rápidos, maximizando la probabilidad de captura y ampliando el rango de absorción efectivo de la capa de concreto.

Finalmente, el diseño de blindajes basados en Boro introduce una dicotomía en la radiación secundaria que debe ser considerada. Por un lado, la captura neutrónica genera la emisión de radiación, lo que abre una nueva interrogante sobre el fondo de fotones inducido y sugiere la necesidad de realizar estudios mixtos que abarquen la capacidad real del blindaje. Por otro lado, la reacción (n, α) del nucleido ^{10}B presenta una ventaja técnica fundamental: la partícula alfa resultante tiene un alcance extremadamente corto y es fácilmente absorbida por la propia matriz del concreto. Esta característica simplifica el control de los productos de desintegración cargados, consolidando al concreto borado como un material estratégico, siempre que se gestione correctamente la componente de fotones secundaria para asegurar la integridad de la respuesta de los detectores.

La propuesta de mitigación viene de la mano con los componentes en la configuración experimental de SHiP. Si este flujo de neutrones es capaz de penetrar zonas sensibles como el detector SND, es muy alta la probabilidad de absorción de neutrones térmicos en las emulsiones nucleares presentes, reduciendo la sensitividad del detector. En futuras investigaciones, deben tomarse en cuenta medidas de mitigación aún más agresivas para reducir el flujo de neutrones en varios órdenes. Por otro lado, dado que la estructura de Aluminio que contendrá el *Helium Balloon* es trasparente para neutrones, se debe considerar el riesgo de interacción del Helio con neutrones provenientes de la dispersión con las paredes de la caverna. Más aún, si existe una población de neutrones capaz de propagarse a través del HSDS, entonces es de gran importancia caracterizar la respuesta que tendrá el detector a este flujo y así no provocar una confusión en las señales detectadas. Una correcta mitigación de neutrones en etapas previas del experimento corresponde a una apropiada estrategia para reducir el ruido inducido de neutrones.

Es fundamental destacar que, independientemente de las simplificaciones geométricas adoptadas, este estudio confirma la persistencia de una población de neutrones no despreciable en los alrededores de los volúmenes sensibles. Los resultados demuestran que el flujo remanente posee la intensidad y energía suficientes para desencadenar mecanismos de interferencia directa. En consecuencia, podemos presentar una alerta temprana sobre la

consideración a tener para esta contribución específica de ruido. Estos datos establecen una base necesaria para diseñar blindajes localizados y validar que, sin estrategias de mitigación agresivas, el fondo de neutrones podría comprometer la sensibilidad final del experimento.

Trabajo Futuro

La presente investigación ha establecido una línea base robusta para la caracterización del fondo de neutrones en el experimento SHiP. Sin embargo, dada la complejidad del transporte de radiación en instalaciones de gran nivel de detalle, se identifican cuatro ejes fundamentales para profundizar y refinar estos hallazgos en investigaciones subsiguientes:

Refinamiento de la Fidelidad Geométrica y Campos Magnéticos

Para reducir la incertidumbre asociada a las aproximaciones del modelo, es necesario implementar una descripción detallada de los dispositivos presentes en el experimento. Esto implica la definición precisa de la geometría y materiales de los detectores SND y HSDS, permitiendo evaluar no solo el flujo incidente, sino la respuesta de los detectores con los neutrones presentes. Asimismo, es necesaria la activación de la magnetización correcta en el escudo de muones. Aunque los neutrones son neutros, el campo magnético altera drásticamente las trayectorias de las partículas cargadas secundarias y potenciales progenitoras de neutrones en otras zonas, modificando indirectamente la distribución del fondo radiativo en la caverna.

Estrategias Avanzadas de Reducción de Varianza

Dada la naturaleza de penetración profunda de este problema, las futuras simulaciones deben incorporar estrategias de reducción de varianza más robustas integradas en FLUKA. Se sugiere la implementación de técnicas como *Weight Windows* para optimizar el transporte regional, *Mean Free Path Biasing* para facilitar el cruce de blindajes masivos y la absorción no-análoga para evitar la desaparición prematura de neutrones de baja energía. El uso de estas herramientas permitirá forzar matemáticamente el transporte de partículas a través de la geometría, logrando una convergencia estadística adecuada para caracterizar eventos raros y minimizar las incertidumbres en las zonas críticas del experimento.

Trazabilidad Genealógica y Mapas de Producción

Una vez optimizada la estadística, el siguiente paso lógico es profundizar en el origen del fondo en diferentes zonas del experimento. Se propone la implementación sistemática de la subrutina `mgdraw.f` personalizada en todas las zonas de interés. Esto permitirá no

solo contar neutrones, sino realizar una trazabilidad inversa para identificar las coordenadas exactas de producción. Con esta información, será posible diseñar blindajes locales específicos en los puntos críticos de la infraestructura del experimento o de la línea del haz donde se generan los neutrones que eventualmente alcanzan la región fiducial.

Mayor Rendimiento Computacional

Finalmente, las limitaciones estadísticas observadas en este trabajo estuvieron condicionadas por el número de partículas primarias simuladas. Para alcanzar una descripción que emule fielmente las condiciones operativas de SHiP, es necesario aumentar el número de historias primarias en varios órdenes de magnitud, reduciendo los errores estocásticos y validando las estrategias de mitigación con un nivel de confianza estadística superior. Para realizar esto, se planea realizar simulaciones en un intervalo mayor de tiempo, así generar la estadística suficiente para la caracterización del espectro de neutrones.

Bibliografía

[1] Robert Mann. *An introduction to Particle Physics and the Standard Model*. CRC Press. Taylor and Francisc Group, 1 edition, 2009. doi: 10.1201/9781420083002.

[2] E. Lopez Sola et al. Design of a high power production target for the beam dump facility at cern. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 22:113001, 11 2019. doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.113001.

[3] S. Sponar, R. Sedmik, M. Pitschmann, H. Abele, and Y. Hasegawa. Tests of fundamental quantum mechanics and dark interactions with low-energy neutrons. *Nature Reviews Physics*, 3:309–327, 2021. doi: 10.1038/s42254-021-00298-2.

[4] SHiP Collaboration, ECN3 Project Team, et al. Ship experiment at the sps beam dump facility. *arXiv preprint arXiv:2504.06692*, 2025.

[5] K. Kershaw et al. Design development for the beam dump facility target complex at cern. *Journal of Instrumentation*, 13(10):10011–10011, 2018. ISSN 1748-0221. doi: 10.1088/1748-0221/13/10/p10011. URL http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10011.

[6] R Albanese et al. Bdf/ship annual report 2025. Technical report, CERN, Geneva, 2025. URL https://cds.cern.ch/record/2948477.

[7] C. Ahdida *et al.* The SHiP Collaboration. The ship experiment at the proposed cern sps beam dump facility. *The European Physical Journal C*, 82(486), 2022. doi: https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10346-5.

[8] Gino Isidori, Felix Wilsch, and Daniel Wyler. The standard model effective field theory at work. *Rev. Mod. Phys.*, 96:015006, Mar 2024. doi: 10.1103/RevModPhys.96.015006. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.96.015006.

[9] De Roeck A. Bass, S.D. and M. Kado. The higgs boson implications and prospects for future discoveries. *Nat. Rev. Phys*, 3:608–624, 2021. doi: 10.1038/s42254-021-00341-2.

[10] John F. Donoghue, Eugene Golowich, and Barry R. Holstein. *Dynamics of the Standard Model*. Cambridge University Press, 1 edition, 2014. doi: 10.1017/9781009291033.

[11] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, 716(1):1–29, 2012. ISSN 0370-2693. doi: https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X.

[12] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*, 716(1):30–61, 2012. ISSN 0370-2693. doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. URL http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021.

[13] R. D. Peccei. Neutrinos: Windows to new physics, 2006. URL https://arxiv.org/abs/hep-ph/0609203.

[14] R. D. Peccei. Matter-antimatter asymmetry in the universe and an arrow for time, 2006. URL https://arxiv.org/abs/hep-ph/0608226.

[15] R. D. Peccei. Cp violation: A theoretical review, 1995. URL https://arxiv.org/abs/hep-ph/9508389.

[16] Jorge de Blas et al. Physics briefing book: Input for the 2026 update of the european strategy for particle physics. Technical Report CERN-ESU-2025-001, CERN, 2025. URL https://cds.cern.ch/record/2944678. 320 pages.

[17] Joel N. Butler et al. Report of the 2021 u.s. community study on the future of particle physics (snowmass 2021) summary chapter, 2023. URL https://arxiv.org/abs/2301.06581.

[18] I. Belyaev, G. Carboni, N. Harnew, C. Matteuzzi, and F. Teubert. The history of lhcb. *The European Physical Journal H*, 46(3), 2021. doi: 10.1140/epjh/s13129-021-00002-z.

[19] Paolo Branchini. The belle ii experiment: Status and prospects. *Universe*, 4(10):101, 2018. ISSN 2218-1997. doi: 10.3390/universe4100101.

[20] SHiP Collaboration. Ship experiment progress report. *CERN-SPSC-2019-010 / SPSC-SR-248*, 2019.

[21] R. Essig et al. Dark sectors and new, light, weakly-coupled particles, 2013. URL https://arxiv.org/abs/1311.0029.

[22] The SHiP Collaboration. Sensitivity of the ship experiment to heavy neutral leptons. *JHEP*, 077(04), 2019.

[23] C. Ahdida *et al.* The SHiP Collaboration. Sensitivity of the ship experiment to dark photons decaying to a pair of charged particles. *The European Physical Journal C*, 81 (451), 2021. doi: 10.1140/epjc/s10052-021-09224-3.

[24] C. Ahdida *et al.* The SHiP Collaboration. Sensitivity of the ship experiment to light dark matter. *Journal of High Energy Physics*, 2021(199), 2021. doi: 10.1007/JHEP04(2021)199.

[25] Sergey Alekhin et al. A facility to search for hidden particles at the cern sps: the ship physics case. *Reports on Progress in Physics*, 79(12):124201, October 2016. ISSN 1361-6633. doi: 10.1088/0034-4885/79/12/124201. URL http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/79/12/124201.

[26] JL. Taster and I. Timiryasov. Dirac vs. majorana hnls (and their oscillations) at ship. *Journal of High Energy Physics*, 2020(4), 2020. doi: 10.1007/JHEP04(2020)005.

[27] Takehiko Asaka, Steve Blanchet, and Mikhail Shaposhnikov. The νmsm, dark matter and neutrino masses. *Physics Letters B*, 631(4):151–156, 2005. doi: 10.1016/j.physletb.2005.09.070.

[28] Takehiko Asaka and Mikhail Shaposhnikov. The νmsm, dark matter and baryon asymmetry of the universe. *Physics Letters B*, 620(1–2):17–26, 2005. doi: 10.1016/j.physletb.2005.06.020.

[29] Kang Young Lee *on behalf of* SHiP Collaboration. New physics searches with ship. *21st International Workshop on Neutrinos from Accelerators*, August 2019.

[30] R. Essig et al. Dark sectors and new, light, weakly-coupled particles, 2013. URL https://arxiv.org/abs/1311.0029.

[31] A Pastore. Neutrino physics with the ship experiment at cern. *Journal of Physics: Conference Series*, 1690:012171, 12 2020. doi: 10.1088/1742-6596/1690/1/012171.

[32] Junsung Park, Geunyoung An, Seonkwang Yoon, and Hee Seo. Experimental validation of monte carlo simulation model for x-ray security scanner. *Journal of Instrumentation*, 19(01):C01050, jan 2024. doi: 10.1088/1748-0221/19/01/C01050. URL https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/01/C01050.

[33] E.E. Lewis and W.F. Miller. *Computational Methods of Neutron Transport*. Wiley, 1984. ISBN 9780471092452. URL https://books.google.cl/books?id=hRxRAAAAMAAJ.

[34] Robert L. Harrison. Introduction to monte carlo simulation. *AIP Conference Proceedings*, 1204(1):17–21, 01 2010. ISSN 0094-243X. doi: 10.1063/1.3295638. URL https://doi.org/10.1063/1.3295638.

[35] Michael Evan Rising et al. MCNP® Code Version 6.3.1 Release Notes. Technical Report LA-UR-25-23548, Rev. 1, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA, April 2025. URL https://www.osti.gov/biblio/2563101.

[36] J. Allison *et. al.* Recent developments and applications. *Nuclear Instrumentation Methods A*, 83:186–225, 2016.

[37] Bryan R. Herman Adam G. Nelson Benoit Forget Paul K. Romano, Nicholas E. Horelik and Kord Smith. Openmc: A state-of-the-art monte carlo code for research and development. *Annals of Nuclear Energy*, 82:90–97, 2015.

[38] C. Ahdida et al. New capabilities of the fluka multi-purpose code. *Frontiers in Physics*, 9(788253), 2022.

[39] F. Cerutti P.W. Chin L.S. Esposito A. Fasso A. Ferrari A. Lechner A. Empl A. Mairani A. Mereghetti P. Garcia Ortega J. Ranft S. Roesler P.R. Sala V. Vlachoudis G. Smirnov G. Battistoni, T. Boehlen. Overview of the fluka code. *Annals of Nuclear Energy*, 82(10-18), 2015.

[40] others G. Hugo. Latest fluka developments. *EPJ Nuclear Sciences & Technologies*, 10, 2024.

[41] Donadon, André, Hugo, Gabrielle, Theis, Christian, and Vlachoudis, Vasilis. Flair3 – recasting simulation experiences with the advanced interface for fluka and other monte carlo codes. *EPJ Web Conf.*, 302:11005, 2024. doi: 10.1051/epjconf/202430211005. URL https://doi.org/10.1051/epjconf/202430211005.

[42] Johannes Ranft. Estimation of radiation problems around high-energy accelerators using calculations of the hadronic cascade in matter. *Part. Accel.*, 3:129–161, 1972.

[43] Alfredo Ferrari, Paola R. Sala, Alberto Fasso, and Johannes Ranft. FLUKA: a multi-particle transport code. CERN Yellow Reports: Monographs CERN-2005-010, INFN-TC-05-11, SLAC-R-773, CERN, 2005. URL https://flukafiles.web.cern.ch/manual/index.html.

[44] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, New York, 1988. Ver Capítulo 11, Sección 11.11 'Direct Reactions'.

[45] E. Mendoza, D. Cano-Ott, T. Koi, and C. Guerrero. NeutronHP maintenance and validation for Geant4 10. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(4):2357–2364, 2014. doi: 10.1109/TNS.2014.2314781.

[46] E. Mendoza, D. Cano-Ott, C. Guerrero, and R. Capote. New evaluated neutron cross section libraries for the Geant4 code. IAEA Technical Report INDC(NDS)-0612, International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna, 2012.

[47] E. Mendoza and D. Cano-Ott. Update of the evaluated neutron cross section libraries for the Geant4 code. IAEA Technical Report INDC(NDS)-0758, International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna, 2018.

[48] Ashok K. Das and T. Ferbel. *Introduction to nuclear and particle physics*. 1995.

[49] Hartmut Abele. The neutron. its properties and basic interactions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 60(1):1–81, 2008. ISSN 0146-6410. doi: https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2007.05.002. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641007000622.

[50] Sun Wenming. Monte carlo simulation of spallation and fission fragment distributions for ads-related nuclear reactions. *arXiv preprint arXiv:2509.08996*, 2025.

[51] Jaegwon Yoo. Neutron production from spallation reactions. *Proceedings of the Korean Nuclear Society Autumn Meeting*, 1998.

[52] James J Duderstadt and Louis J Hamilton. *Nuclear reactor analysis*. Wiley, 1976.

[53] D. S. Delion and S. Ghinescu. Systematics of neutron emission, 2025. URL https://arxiv.org/abs/2311.08180.

[54] Sun, Xiaodong, Wei, Zihao, Wang, Duan, Xu, Ruirui, Tian, Yuan, Tao, Xi, Zhang, Yingxun, Zhang, Yue, Zhang, Zhi, Ge, Zhigang, Wang, Jimin, Xia, Houqiong, and Shu, Nengchuan. Study of (n,2n) reaction cross section of fission product based on neural network and decision tree models. *EPJ Web of Conf.*, 294:04008, 2024. doi: 10.1051/epjconf/202429404008. URL https://doi.org/10.1051/epjconf/202429404008.

[55] M. Anelli *et al.* SHiP Collaboration. A facility to search for hidden particles (ship) at the cern sps. *CERN-SPSC-2015-016 / SPSC-P-350*, 2015. doi: arXiv:1504.04956. Technical Proposal.

[56] Shchedrina T.V. *et al.* SHiP Collaboration Polukhina, N.G. The ship experiment: Search for new physics in the neutrino sector. *Phys. Atom. Nuclei*, 81:1332–1336, 2018. doi: 10.1134/S1063778818090168.

[57] D. Abbaneo and *et al.* SND@LHC Collaboration. AdvSND, The Advanced Scattering and Neutrino Detector at High Lumi LHC Letter of Intent. 2024.

[58] Daniil Sukhonos. *Spectrometer Straw Tracker design studies for the SHiP experiment*. PhD thesis, Staats-und Universitätsbibliothek Hamburg Carl von Ossietzky, 2020.

[59] Andrea Miano, Antimo Fiorillo, Antonio Salzano, Andrea Prota, and Richard Jacobsson. The structural design of the decay volume for the search for hidden particles (ship) project. *Archives of Civil and Mechanical Engineering*, 21(1):3, 2020.

[60] E. Lopez Sola et al. Beam impact tests of a prototype target for the beam dump facility at cern: Experimental setup and preliminary analysis of the online results. *Phys.*

Rev. Accel. Beams, 22:123001, Dec 2019. doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.123001. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.123001.

[61] SHiP Collaboration. Measurement of the muon flux for the ship experiment, 2020. URL https://arxiv.org/abs/2001.04784.

[62] A. Akmete *et al.* The active muon shield in the ship experiment. *Journal of Instrumentation*, 12:05011, 2017.

[63] A Baranov, E Burnaev, D Derkach, A Filatov, N Klyuchnikov, O Lantwin, F Ratnikov, A Ustyuzhanin, and A Zaitsev. Optimising the active muon shield for the ship experiment at cern. *Journal of Physics: Conference Series*, 934(1):012050, 12 2017. doi: 10.1088/1742-6596/934/1/012050.

[64] GIT. URL https://github.com/ShipSoft.

[65] M Al-Turany, D Bertini, R Karabowicz, D Kresan, P Malzacher, T Stockmanns, and F Uhlig. The fairroot framework. *Journal of Physics: Conference Series*, 396(2): 022001, 12 2012. doi: 10.1088/1742-6596/396/2/022001. URL https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/396/2/022001.

[66] C Ahdida, A Akmete, R Albanese, A Alexandrov, A Anokhina, S Aoki, G Arduini, E Atkin, N Azorskiy, JJ Back, et al. Measurement of the muon flux from 400 gev/c protons interacting in a thick molybdenum/tungsten target. *The European Physical Journal C*, 80(3):284, 2020.