



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

Simulación de un detector de muones para el experimento ALICE 3

Tesis presentada como requisito parcial para obtener el grado de
Maestro en Ciencias en Física Aplicada

Presentada por:

Lic. Carlos Leonardo Fernández Luna

Asesorado por:

Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi

Puebla, Mexico

Diciembre 2025

Título: Simulación de un detector de muones para el experimento ALICE 3 .

Estudiante: Carlos Leonardo Fernandez Luna

COMITÉ

Dr. Arturo Fernández Téllez
Presidente

Dr. Enrique Varela Carlos
Secretario

Dr. Mario Iván Martínez Hernández
Vocal

Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi
Asesor

Resumen

El experimento ALICE estudia al estado de la materia conocido como QGP a través de la medición de su decaimiento, gracias a la colisión de iones pesados. Una señal de QGP sería el mesón J/ψ cuyo decaimiento más conocido es en el dimuón $\mu^+\mu^-$. Por sus propiedades de gran penetrabilidad en materiales, los muones pueden viajar a través de las capas de los aparatos y brindar información sobre el punto de interacción. A pesar de los avances obtenidos con ALICE, aun hay interrogantes fundamentales sobre el QGP, como su temperatura inicial. Esta característica puede estudiarse mediante la reconstrucción de J/ψ a bajo momento transverso, en función de obtener más estadística en las futuras colisiones del LHC en su etapa de toma de datos con alta luminosidad. Así, se propuso una actualización del experimento ALICE, conocida como ALICE 3. Un sistema importante de ALICE 3 será el identificador de muones o MID, cuya misión es identificar eventos con muones a bajo momento transverso, $p_T \sim 1.5 \text{ GeV}/c$ a una $|\eta| = 0$. Esto tiene el objetivo de detectar el decaimiento mesones vectoriales como el J/ψ . El uso de barras de plástico centellador equipadas con fibras ópticas acopladas a SiPM para la lectura de fotones, se considera la opción de arreglo experimental. En este trabajo de tesis se simuló un módulo del detector MID para evaluar su desempeño en diferentes configuraciones donde se consideró la separación entre capas del detector y número de fibras ópticas.

Para realizar la simulación se utilizó el software Geant4, especializado en la interacción de radiación con la materia. Se construyó en este ambiente un sólo módulo del MID, compuesto por cuarenta barras centelladoras divididas en dos capas, cada una con veinte barras. Cada capa formó un cuadro de 1 m x 1 m, separadas por una distancia de 20 cm. A 10 cm de una de las capas, se colocó un absorbedor de hierro de un grosor de 70 cm. A 3 m de los centelladores, se lanzan los muones y piones como partículas primarias hacia el módulo. Se realizaron tres estudios utilizando esta geometría; uno fue si la presencia del campo magnético afecta la obtención de datos en la simulación, otro fue cambiando la separación de las capas de centelladores, y por último, variando el número de fibras WLS colocadas en cada una de las barras.

Por cada estudio se simularon 20,000 eventos con partículas, cada una con un momento

transverso aleatorio entre 0.1 y 2.5 GeV/c. Cada partícula se generó con una dirección aleatoria entre 0 a 10.12 grados respecto a la distancia perpendicular del MID y el punto de origen de las partículas. Se generaron muones y piones, para simular eventos de interés con posible ruido de fondo. Se encontró que, para realizar simulaciones de un módulo del MID, se debe omitir la presencia del campo magnético de magnitud de 2 T, pues este defleca a todas las partículas generadas. Por otro lado, se encontró que la separación entre capas no provoca cambios significativos en la recuperación de energía depositada y fotones detectados en el modulo. Además, se encontró que el número de fibras es proporcional al número de fotones detectados. Se estimó que los muones que comienzan a depositar energía en el centellador son aquellos con un momento transverso mayor a 1 GeV/c; depositando en promedio 1.8 MeV, con una detección aproximada de 400 fotones en promedio. Al utilizar estos parámetros para definir la eficiencia de detección, se obtuvo que el módulo es 60 % eficiente detectando muones. Por otro lado, al usar como parámetros los promedios de energía y fotones detectados y sus desviaciones estándar, se alcanzó una eficiencia del 95 %. Respecto a los eventos de piones, solo el 2 % de estas partículas depositan energía en el detector, y su eficiencia de detección no supera el 6 %.

Agradecimientos

Agradezco enormemente a la Secretaria de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación (SECIHTI) por el apoyo financiero con la beca de maestría 64f7df3112a9427e89194746 durante los dos años de mis estudios de maestría. También agradezco a la benemérita universidad autónoma de puebla (BUAP) y a la facultad de ciencias físico matemáticas (FCFM) por albergarme durante este periodo de mi vida académica y prestarme sus servicios, así como sus instalaciones. Este trabajo se realizó en el marco de los proyectos: CBF-2025-G-423, VIEP-00260-PV/2023 y LNS.

También quiero expresar mi profundo agradecimiento a mi asesor, el doctor Mario Rodríguez Cahuantzi, por el apoyo, la guía y las enseñanzas académicas y no académicas que me brindó durante el desarrollo de este trabajo de tesis.

Por otro lado, quiero mostrar mi gran gratitud hacia mi familia; mi madre María Felix, mi padre Carlos Alberto, mi hermana Karla Paola y mi perro Dollarín, por estar incondicionalmente a mi lado en este viaje, apoyarme en los momentos más complicados, creer en mí y en mis sueños.

Quisiera expresar mi más profunda y sincera gratitud a mi novia, Adriana Cruz (mi querida 'boobie'), por su abundante apoyo incondicional, tanto en el plano emocional como profesional, y el inmenso amor que me ha brindado a mí y a mi carrera.

Además, estoy muy agradecido con mis entrañables amigos y colegas por el apoyo profesional y los momentos agradables que compartimos. Gracias a Beymar Mamani, Fabrice Bernes, Ingrid Claro, Juan Pablo, Juan Alcocer, Jesús Higuera, Lorena Victoria, Pedro Antonio y Ronaldo Jardiel.

Por último, pero no menos importante, quiero mostrar mi gratitud a los profesores, mis colegas y amigos pertenecientes al grupo de investigación ALICE-BUAP por acogerme como su colega y apoyarme en la realización de este trabajo. Agradezco a Andrea Aguirre, César Ramirez, Irandheny Yoval, Josué Martínez, Mario Armando y Yael Antonio, así como a los doctores Arturo Fernández, Guillermo Tejeda y Hector Novales.

A mis seres amados,
por siempre apoyarme.

Índice general

Resumen	III
Agradecimientos	v
1. Introducción	1
1.1. Interacción fuerte, el confinamiento y el QGP	1
1.2. Detección del QGP por colisiones de iones pesados	2
1.3. El experimento ALICE	3
1.4. El futuro de ALICE y ALICE 3	7
1.5. Hipótesis y objetivos	9
2. Marco teórico	11
2.1. Pérdida de Energía	11
2.2. Plásticos centelladores	16
2.3. Fibras ópticas WLS	19
3. Metodología	21
3.0.1. Geant4	21
3.1. Arreglo experimental	23
3.1.1. Geometría del detector	23
3.1.2. Características físicas de los materiales	36
3.1.3. Restricciones	45
3.2. Procesamiento de datos	53
3.2.1. Análisis de presencia de campo magnético	53

3.2.2.	Análisis separación de capas A y B	59
3.2.3.	Análisis cambio de fibras WLS	68
4.	Resultados y discusión	69
4.1.	Presencia de campo magnético	69
4.2.	Cambio de gap entre capas A y B	75
4.2.1.	Energía - muones y piones	75
4.3.	Cambio de fibras WLS	95
4.3.1.	Fotones detectados - muones y piones	95
4.4.	Discusión presencia de campo magnético	102
4.5.	Discusión de cambio de gap	103
4.6.	Discusión cambio de fibras WLS	112
5.	Conclusiones	115
	Bibliografía	120

Índice de cuadros

2.1. Cantidades y su significado de la ecuación de Bethe-Bloch.	13
2.2. Valores para calcular deposición de energía para PVT y Hierro	14
3.1. características ópticas de BC-404.	39
3.2. características ópticas de fibras WLS Kurary Y-11(200).	41

Índice de figuras

1.1.	Diagrama de experimento ALICE y el Muon Spectrometer.	4
1.2.	Factor de modificación nuclear de hadrones medidos en ALICE y CMS en colisiones p-Pb y Pb-Pb.	5
1.3.	Factor de modificación nuclear de J/ψ en ALICE como función del p_T para colisiones Pb-Pb a dos diferentes luminosidades comparando un modelo de transporte.	6
1.4.	Medición del elliptic flow contra el momento transverso.	6
1.5.	Representación conceptual de ALICE 3.	8
1.6.	Diagrama de distribución de detectores en ALICE 3 al rededor del beam pipe.	9
2.1.	Deposición de energía de muones en diferentes materiales.	12
2.2.	Deposición de energía de muones en PVT con grosor de 1 cm. Se tomó en cuenta la densidad del material.	15
2.3.	Deposición de energía de muones en Hierro con grosor de 70 cm. Se tomó en cuenta la densidad del material.	15
2.4.	Polimero PVT con su anillo de benceno.	16
2.5.	Niveles energéticos de una molécula con estructura π -electrón.	17
2.6.	Ejemplo de un centellador.(Arriba) una barra de plástico centellador. (Abajo) ejemplo de la luz de centelleo generada en un plástico cubierto excepto por una pequeña zona vertical.	18
2.7.	Angulo de incidencia de fotones dentro del centellador. El rojo es el caso donde $\theta < \theta_c$. El azul es el caso donde $\theta > \theta_c$	19

2.8. Arreglo de fibras ópticas WLS con una barra de plástico centellador.	20
3.1. Vista cenital de los centelladores de un módulo del MID.	24
3.2. Mundo y el sistema de referencia para la simulación.	24
3.3. Capas A y B de centelladores de un módulo del MID.	25
3.4. Arreglo de centellador, fibras WLS y SiPM.	26
3.5. Dimensiones de la fibra óptica WLS.	27
3.6. Lámina de mylar encerrando a su respectivo centellador.	27
3.7. Posición del mylar cero respecto al origen.	28
3.8. Posición de las 20 láminas de mylar que forman a la capa A del MID.	29
3.9. Separación de capas A y B tomando en cuenta las láminas de mylar.	29
3.10. Capas A y B de mylar en otra perspectiva.	30
3.11. Espacio entre centellador y mylar para fibras.	31
3.12. Arreglo de una sola barra.	32
3.13. Posicionamiento de SiPM.	33
3.14. Posicionamiento de SiPM en la dirección Z.	34
3.15. Posición y dimensiones del absorbedor.	35
3.16. Arreglo completo del módulo del MID.	36
3.17. Espectro de emisión de centellador BC-404.	39
3.18. Espectro de emisión de fibras Kuraray Y-11(200).	40
3.19. Trayectoria helicoidal de un muon debido a la fuerza Lorentz.	47
3.20. Radio de curvatura mínimo si se considera todo el MID.	49
3.21. Casos de interacción al límite de la capa A del módulo del MID.	52
3.22. Radio de curvatura mínimo para interacción entre muon y capa A del módulo del MID.	52
4.1. Impactos y no impactos en ambas capas del MID por $+\mu$ con diferentes configuraciones del campo magnético.	70
4.2. Impactos y no impactos en ambas capas del MID por $+\mu$ sin absorbedor.	70

4.3. Eficiencia de detección del módulo basada en la definición de hit para las tres configuraciones de campo magnético.	71
4.4. Momento transverso del muon contra la energía depositada en la capa B para la simulación sin campo magnético.	72
4.5. Momento transverso del muon contra la energía depositada en la capa B para la simulación con $ \vec{B} = 0.5$ T.	72
4.6. Momento transverso del muon contra la energía depositada en la capa B para la simulación con $ \vec{B} = 2$ T.	73
4.7. Momento transverso del muon contra la energía depositada en la capa B para la simulación sin absorbedor.	73
4.8. Momento transverso del muon contra promedio de la energía depositada en la capa B para la cuatro simulaciones.	74
4.9. Momento transverso del muon contra la energía depositada en el absorbedor para la simulación sin campo magnético.	75
4.10. Impactos y no impactos en ambas capas del MID por muones.	76
4.11. Impactos y no impactos en ambas capas del MID por piones.	76
4.12. Energía depositada en ambas capas por muones con gap de 20, 10 y 0 cm.	77
4.13. Energía depositada en capa B por muones con gap de 20, 10 y 0 cm.	77
4.14. Energía depositada en ambas capas por piones con gap de 20, 10 y 0 cm.	78
4.15. Energía depositada en capa B por piones con gap de 20, 10 y 0 cm.	78
4.16. Momento transverso de muones contra energía depositada en capa B en gap 20 cm.	79
4.17. Momento transverso de piones contra energía depositada en capa B en gap 20 cm.	80
4.18. Momento transverso de muones contra energía depositada promedio en capa B por todos los gaps.	80
4.19. Momento transverso de piones contra energía depositada promedio en capa B por todos los gaps.	81

4.20. Eficiencia de detección basada en energía depositada por muones con gap de 20 cm.	82
4.21. Eficiencia de detección basada en energía depositada por muones con gap de 10 cm.	82
4.22. Eficiencia de detección basada en energía depositada por muones con gap de 0 cm.	83
4.23. Eficiencia de detección basada en energía depositada por piones con gap de 20 cm.	83
4.24. Eficiencia de detección basada en energía depositada por piones con gap de 10 cm.	84
4.25. Eficiencia de detección basada en energía depositada por piones con gap de 0 cm.	84
4.26. Energía depositada por partículas secundarias en eventos de muones en todos los gaps.	85
4.27. Energía depositada por partículas secundarias en eventos de piones en todos los gaps.	85
4.28. Fotones detectados por ambas capas del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Muones como partícula primaria.	86
4.29. Fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Muones como partícula primaria.	87
4.30. Fotones detectados por ambas capas del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Piones como partícula primaria.	87
4.31. Fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Piones como partícula primaria.	88
4.32. Fotones detectados por ambas capas del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Partículas secundarias generadas por muones son las causantes del centelleo.	88

4.33. Fotonos detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Partículas secundarias generadas por muones son las causantes del centelleo. 89

4.34. Fotonos detectados por ambas capas del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Partículas secundarias generadas por piones son las causantes del centelleo. 89

4.35. Fotonos detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Partículas secundarias generadas por muones son las causantes del centelleo. 90

4.36. Promedio de fotonos detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm generados por muones. 90

4.37. Promedio de fotonos detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm generados por piones. 91

4.38. Eficiencia de detección basada en fotonos detectados en el módulo. Partícula primaria muones y gap entre capas de 20 cm. 92

4.39. Eficiencia de detección basada en fotonos detectados en el módulo. Partícula primaria muones y gap entre capas de 10 cm. 92

4.40. Eficiencia de detección basada en fotonos detectados en el módulo. Partícula primaria muones y gap entre capas de 0 cm. 93

4.41. Eficiencia de detección basada en fotonos detectados en el módulo. Partícula primaria piones y gap entre capas de 20 cm. 93

4.42. Eficiencia de detección basada en fotonos detectados en el módulo. Partícula primaria piones y gap entre capas de 10 cm. 94

4.43. Eficiencia de detección basada en fotonos detectados en el módulo. Partícula primaria piones y gap entre capas de 0 cm. 94

4.44. Fotonos detectados por ambas capas del módulo con 3, 2 y 1 fibra. Muones como partícula primaria. 95

4.45. Fotonos detectados en capa B del módulo con 3, 2 y 1 fibra. Muones como partícula primaria. 96

4.46. Fotones detectados por ambas capas del módulo con 3, 2 y 1 fibra. Piones como partícula primaria.	96
4.47. Fotones detectados en capa B del módulo con 3, 2 y 1 fibra. Piones como partícula primaria.	97
4.48. Promedio de fotones detectados en capa B con 3, 2 y 1 fibra generados por muones.	97
4.49. Promedio de fotones detectados en capa B con 3, 2 y 1 fibra generados por piones.	98
4.50. Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria muones y con 3 fibras.	99
4.51. Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria muones y con 2 fibras.	99
4.52. Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria muones y con 1 fibra.	100
4.53. Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria piones y con 3 fibras.	100
4.54. Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria piones y con 2 fibras.	101
4.55. Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria piones y con 1 fibra.	101
4.56. fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20 cm generados por piones.	110
4.57. fotones detectados en capa B del módulo con gap de 10 cm generados por piones.	111
4.58. fotones detectados en capa B del módulo con gap de 0 cm generados por piones.	111

Capítulo 1

Introducción

1.1. Interacción fuerte, el confinamiento y el QGP

El Modelo Estándar de la física de partículas es una teoría que describe las partículas fundamentales que forman la materia y sus interacciones. Este modelo cuenta con evidencia experimental, lo cual convierte a esta teoría en una buena descripción de la naturaleza física. El Modelo Estándar describe tres de las llamadas cuatro fuerzas fundamentales: la interacción electromagnética, la interacción nuclear débil y la interacción nuclear fuerte. Por otro lado, las partículas elementales se pueden clasificar por el tipo de interacciones que experimentan.

Los quarks y gluones son las partículas fundamentales asociadas a la interacción nuclear fuerte, siendo las únicas de todo el Modelo Estándar que experimentan esta fuerza. Debido a esta interacción, los quarks no existen de forma aislada, sino que se combinan para formar hadrones, como protones y neutrones, constituyendo así la materia hadrónica. Así, un hadrón está formado por un número de quarks enlazados, donde la fuerza que los mantiene unidos es proporcional a la distancia de separación entre estos, lo que impide observarlos como partículas libres, como los fotones o electrones. Esta propiedad, conocida como confinamiento, es una de las características más distintivas de la teoría que describe la interacción fuerte: la cromodinámica cuántica (QCD, por sus siglas en inglés). QCD es una de las ramas del Modelo Estándar y estudia las propiedades de los quarks y gluones. Antes de QCD, se creía imposible que el estado de confinamiento que mantiene a los quarks unidos por la interacción fuerte formando a los hadrones se pudiera romper [1]. Sin embargo, QCD demostraría lo contrario. En la década de 1980, Satz (1985) propuso que, bajo una alta densidad energética y alta temperatura, la materia hadrónica podría transitar a un nuevo estado, en el cual los quarks y gluones estarían libres o en estado de desconfinamiento. Este estado de la materia se conoce en la actualidad como plasma de quarks y gluones (QGP, por sus

siglas en inglés). Los constituyentes de color se encuentran desconfiadas gracias a las condiciones extremas. Esto provoca que el sistema se vuelva un conductor de carga de color [2]. Esto es una señal de desconfinamiento debido a que la materia hadrónica en condiciones normales es neutra de color. A este proceso se le conoce como apantallamiento de color y es un mecanismo que provee la existencia del estado QGP. Se teoriza que tales condiciones del QGP superan la densidad de energía en estrellas de neutrones, sobrepasando diez mil veces la temperatura del núcleo del Sol [3] y, lo más destacado, que en estas circunstancias se habrían alcanzado instantes después de la gran explosión (*big bang*), para después formar la materia hadrónica por los procesos de hadronización; donde además se espera la restauración de la simetría quiral.

Para estudiar las propiedades del QGP, es necesaria su reproducción en el laboratorio. Recrearlo ofrece una oportunidad para entender al universo en una etapa temprana. Una forma de conseguirlo es mediante la colisión de iones pesados a altas energías [4]. Esto se ha logrado, por ejemplo, en el acelerador RHIC [5, 6] o también en el acelerador LHC [7].

1.2. Detección del QGP por colisiones de iones pesados

Los experimentos de colisionador a energías ultrarelativistas han tenido un gran progreso desde su origen a mediados de la década de los ochentas. Las colisiones de partículas son una ventana de oportunidad para probar hechos de la termodinámica de alta temperatura del Modelo Estándar. Estas colisiones ponen a prueba el sector de interacción fuerte a densidades energéticas donde los grados de libertad partónicos dominan los procesos en equilibrio [8]. Así, estos experimentos nos permiten determinar las propiedades del QGP.

A partir de los experimentos de altas energías, como RHIC o LHC, surge una pregunta: ¿Cómo identificamos experimentalmente la formación del QGP? La QCD predice que, gracias a la medición de supresión de señal del mesón J/ψ , se proporciona una prueba clara del desconfinamiento [9]. El mesón J/ψ es el estado base del tipo Charmonium, esto es, un estado enlazado formado por un quark charm y antiquark charm ($c\bar{c}$). Gracias a las propiedades del J/ψ , este mesón es útil para obtener señales de estado de desconfinamiento en colisiones de iones pesados. Por el tamaño del radio de enlace del mesón, J/ψ no puede aparecer antes de la formación del QGP en una colisión de iones pesados. Además, la formación del plasma previene la creación de J/ψ al superarse la temperatura necesaria para alcanzar el estado de desconfinamiento. Esto se debe a que la formación de QGP apantallaría el potencial de enlace de color (*colour binding*

potential), impidiendo que los quarks c y \bar{c} formen estados charmonium y, por lo tanto, llevando a una medición de la supresión de producción de J/ψ . Por último, para garantizar que la señal de la supresión nos ayude a probar la existencia del QGP, es necesario que exista un rango donde la producción de J/ψ esté suprimida respecto a la producción de dimuones por un proceso del tipo Drell-Yan [10]. Por lo tanto, la supresión del mesón J/ψ en colisiones nucleares pesadas se ha establecido como una firma característica de la formación del QGP; por esta razón, el desconfinamiento de quarks y gluones.

1.3. El experimento ALICE

En la actualidad, el gran colisionador de hadrones o LHC (*large Hadron Collider*) es el colisionador de partículas más grande del mundo, siendo un anillo de veintisiete kilómetros de diámetro. Dentro del LHC se colisionan haces de partículas a velocidades cercanas a la de la luz. En el punto dos del LHC se instaló un experimento de iones pesados, ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*). Su objetivo principal es estudiar las propiedades de la materia nuclear en condiciones extremas de densidad de energía y temperatura.

ALICE estudia al QGP a partir de diferentes fenómenos causados por las colisiones de iones pesados; por ejemplo, a través de la supresión del mesón de J/ψ . Este mesón no es observado directamente, sino que se reconstruye mediante los productos de su decaimiento. Uno de los decaimientos más conocidos del J/ψ es en el dilepton de muones $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ [11]. Esta firma del QGP resulta interesante, pues los dimuones que son resultado del decaimiento del J/ψ no serán afectados por la interacción fuerte que existe durante la hadronización. Así, por sus propiedades de masa, tiempo de decaimiento y gran penetrabilidad en materiales, los muones pueden viajar a través de las capas de los aparatos y nos proporcionarán información relevante sobre lo sucedido en el punto de colisión y su probable interacción con el QGP creado.

ALICE se diseñó como un detector hermético; está compuesto de diferentes capas concéntricas casi cilíndricas para rodear tanto como sea posible el punto de interacción y cubrir un amplio rango del espacio fase. Cada capa fue construida para estudiar aspectos específicos de las partículas neutras y cargadas producidas en las colisiones. Estas partículas depositan energía en cada uno de los detectores que conforman a ALICE. Dentro de ALICE se pueden encontrar diferentes detectores como calorímetros, sistema de seguimiento, detectores de tiempo de vuelo, etc. Entre estos detectores existe uno especializado para estudiar a los muones en dirección frontal y, por lo tanto, el decaimiento $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. El espectrómetro de muones o *muon spectrometer* es el

sistema encargado de reconstruir J/ψ por el canal de decaimiento antes mencionado al registrar la posición de los muones. Este detector consiste en un absorbedor de 4.1 m de grosor para filtrar todas las partículas generadas en el punto de interacción, con excepción de los muones. Después del absorbedor, se encuentran los sistemas de rastreo (*trackers*) y disparo (*triggers*). Los trackers se dividen en cinco estaciones individuales, cada una con un par de *cathode pad chambers*. Seguido de los trackers, se encuentran los triggers. Consisten en dos módulos con un par de cámaras de placas resistivas o *RPC* por sus siglas en inglés, una por módulo. Cabe mencionar que entre el último tracker y el primer trigger hay un filtro de muones. Este detiene hadrones que lograron pasar el absorbedor [12]. Todo esto puede verse en la figura 1.1.

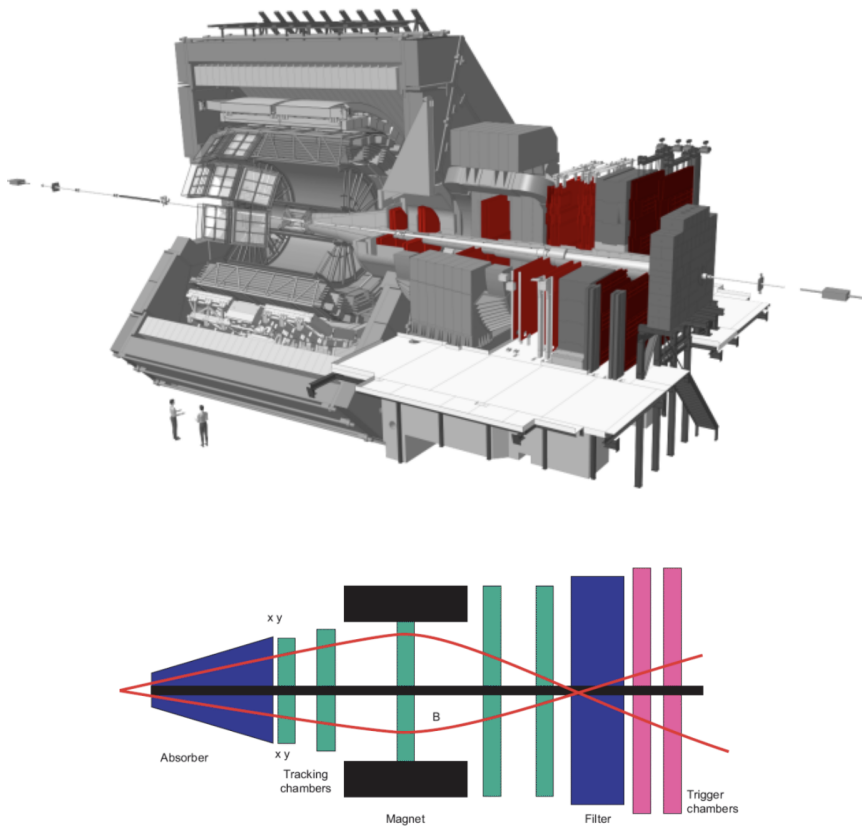


Figura 1.1: Diagrama de experimento ALICE y el Muon Spectrometer.

El muon spectrometer identifica muones en un rango de pseudorapidez $2.5 < \eta < 4$. Dentro de este rango, y durante las corridas o *run* uno, dos y tres del LHC, se han obtenido resultados que conducen a un mejor entendimiento de la producción de J/ψ en el estado de QGP, utilizando el factor de modificación nuclear (R_{AA}) como una observable para evaluar la supresión del J/ψ . El R_{AA} indica el cambio de la distribución del momento transversal de las partículas de colisiones tipo pp a tipo Pb-Pb y caracteriza los mecanismos de pérdida de energía en las colisiones. En las *run* uno y dos se observó el comportamiento de este factor de modificación, lo que puede verse en las figuras 1.2

y 1.3.

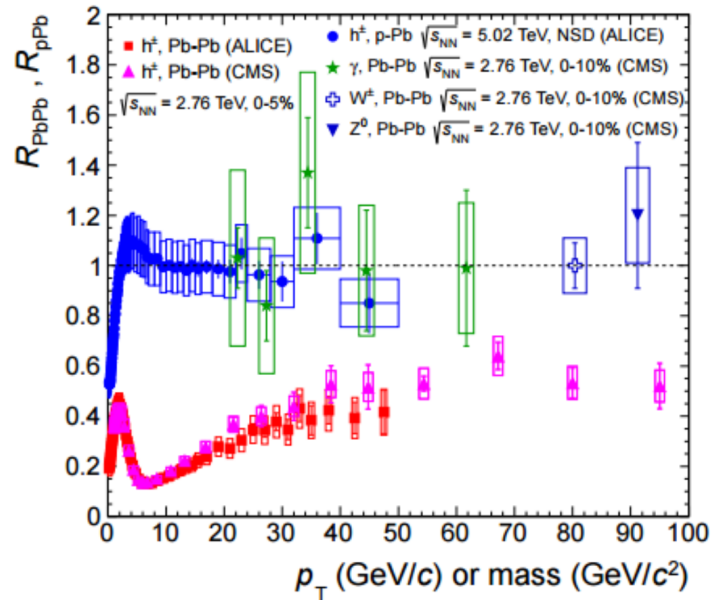


Figura 1.2: Factor de modificación nuclear de hadrones medidos en ALICE y CMS en colisiones p-Pb y Pb-Pb.

En la figura 1.2 se observa cómo el factor de modificación de colisiones centrales $Pb-Pb$ a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ se compara con el factor de colisiones centrales de $p-Pb$ a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ en ALICE, además del factor de otras partículas obtenidas en el experimento CMS [13]. Este resultado nos muestra claramente supresión de hadrones en comparación con fotones y bosones del sector electrodébil, pues la cantidad de hadrones que perdieron energía en $Pb-Pb$ es mayor que la pérdida por parte de fotones en colisiones $p-Pb$.

En colisiones $Pb-Pb$ a una mayor luminosidad y en un rango más pequeño de p_T se observa cómo la supresión aumenta con el p_T , pero hay un crecimiento de R_{AA} al disminuir p_T , específicamente en el rango de $[0-2] \text{ GeV}/c$. Este comportamiento del factor de modificación parece ser muy semejante para ambas energías ($\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ y $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$).

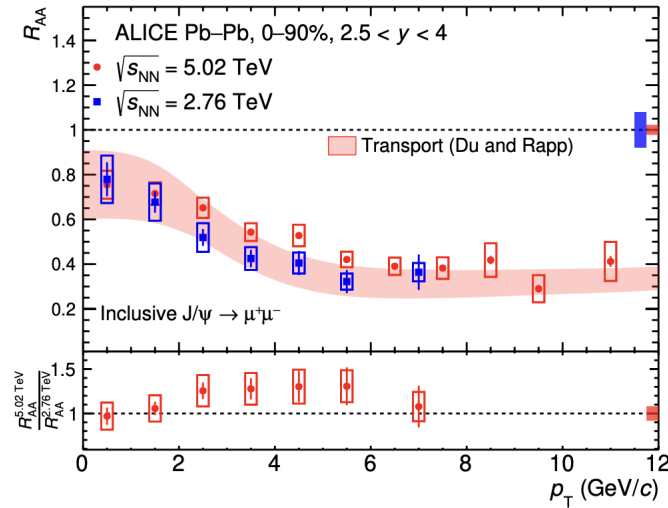


Figura 1.3: Factor de modificación nuclear de J/ψ en ALICE como función del p_T para colisiones Pb-Pb a dens diferentes luminosidades comparando un modelo de transporte.

Este comportamiento de R_{AA} en la figura 1.3 parece ser causado por un nuevo mecanismo de producción de J/ψ llamado regeneración [14]. Este mecanismo es uno de los resultados más destacables de las corridas pasadas estudiadas en ALICE. La regeneración consiste en la producción de J/ψ por la recombinación de pares quarks $c\bar{c}$. Esta hipótesis de generación es fuertemente sustentada por la medición de flujo elíptico o *elliptic flow* (v_2) del J/ψ diferente de cero en colisiones Pb-Pb, indicando una mayor interacción de los quarks con el medio QGP. La medición se muestra en la figura 1.4.

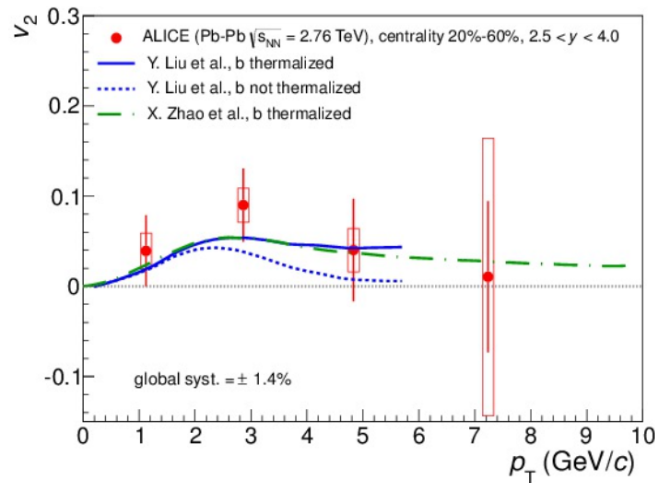


Figura 1.4: Medición del elliptic flow contra el momento transverso.

En la figura 1.4 se pueden observar las mediciones de v_2 de J/ψ en función del p_T para colisiones $Pb-Pb$ semi-centrales en ALICE a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ dentro del rango de rapidez adelantada o *forward rapidity* $2.5 < y < 4$, además de su coincidencia con los cálculos

de dos modelos de transporte. En el rango de $[1 - 5] \text{ GeV}$, el valor del flujo es $v_2 > 0$, lo cual es una firma del desconfinamiento, pues los $c\bar{c}$ pueden haber estado en esta condición en el estado QGP, interactuaron en él y después se combinaron para formar charmonium [8]. La relevancia de esta medición como soporte del mecanismo de regeneración de quarks charm está sustentada por una significancia estadística de 5σ [15].

1.4. El futuro de ALICE y ALICE 3

A partir de los ejemplos de resultados destacables anteriormente mostrados, podemos concluir que durante las corridas uno y dos de ALICE, se obtuvieron fuertes pruebas de que las mediciones del mesón J/ψ a partir de la detección del dimuon con el muon spectrometer a energías menores a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ en un rango de rapidity $2.5 < y < 4$ indican un mecanismo de producción de este mesón en el estado de desconfinamiento QGP.

Gracias a estos resultados de los experimentos del LHC y en especial de ALICE, se ha avanzado en el entendimiento fundamental de la materia estudiada por QCD. Pero, a pesar del progreso logrado hasta la actualidad, aún hay varias interrogantes fundamentales que se mantienen abiertas y cuyas respuestas puede que se encuentren experimentalmente. Por lo tanto, entender al QGP al nivel de sus constituyentes implica una alta resolución de los instrumentos experimentales. Esta resolución se alcanza utilizando procesos con una gran transferencia de momento, también conocidos como sondas fuertes o *hard probes*. Un ejemplo claro de sonda fuerte es el uso de los quarks pesados (quarks charm) para estudiar el interior del estado QGP. Al estudiar el desconfinamiento del quarkonium (formado por quarks charm) como sonda fuerte, se espera obtener una aproximación de la temperatura inicial del QGP [9]. En consecuencia, es necesario mejorar la medición de la producción de hadrones pesados. Desarrollar la detección de hadrones pesados conlleva tener una aceptación considerable, no solo por razones estadísticas, también para estudiar la dependencia de la producción de hadrones de su densidad y rapidez (*rapidity*). Al mismo tiempo, acceder a una estadística lo suficientemente grande de quarkonium implica su reconstrucción en un rango amplio de p_T , incluyendo uno cercano a cero. Al lograr esto, no solo se obtendría información de la temperatura, además se adquirirían mediciones de los mecanismos de interacción de los quark charm con el medio y se podría estudiar la relevancia del mecanismo de recombinación [16].

Por todo lo anterior, se planea una actualización importante para ALICE cuyo nombre es ALICE 3. Este nuevo experimento será la más grande modificación del experimento original desde el principio de su funcionamiento. Esta modificación está programada

para instalarse entre los años 2033 y 2034 y entrar en funcionamiento para las etapas de mayor luminosidad del LHC que se llevarían a cabo en la corrida cinco y seis comenzando el año 2035. Entre todos los detectores anteriores que se modificarán y los nuevos que se instalarán, está el identificador de muones o *muon identifier* (MID). El MID debe detectar muones a bajo momento transversal, $p_T \sim 1.5 \text{ GeV}/c$ y a una pseudorapidez nula $|\eta| = 0$. Esto tiene el objetivo de detectar el decaimiento del mesón J/ψ [8]. Para cumplir su meta, MID trabajará en conjunto con otros detectores de ALICE 3. El proceso de identificación de muones sucederá al comparar la información del sistema *tracker* y del MID. El tracker será un detector basado en *silicon pixels* ubicados muy cerca del punto de interacción, los cuales proveerán de la información del momento transversal (p_T) de las partículas, así como de información de su trayectoria. La información de p_T se obtiene a partir de la curvatura de la trayectoria de los muones gracias al campo magnético generado por un supermagneto, para el cual se planea tenga una magnitud de $B = 2T$ y que se encontrará unas capas más lejos que el tracker. Seguido de este magneto, habrá un absorbedor de hadrones hecho de acero. Al filtrarse los hadrones, los muones son las partículas que tienen mayor probabilidad de llegar al MID. La composición de estos detectores puede apreciarse en las figuras 1.5 y 1.6

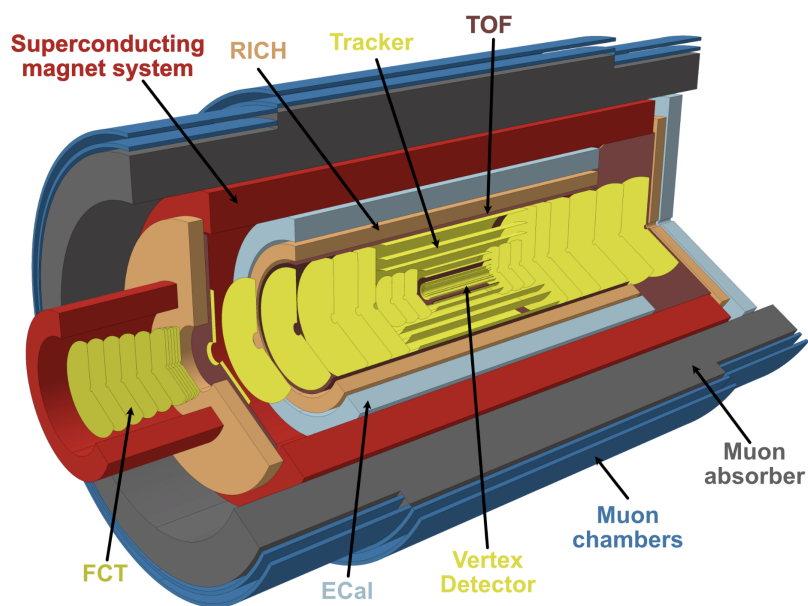


Figura 1.5: Representación conceptual de ALICE 3.

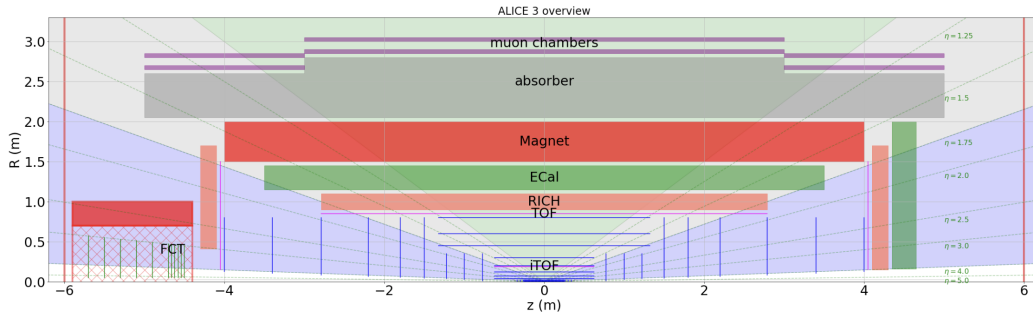


Figura 1.6: Diagrama de distribución de detectores en ALICE 3 al rededor del beam pipe.

Este detector estará compuesto de cámaras para rastrear las partículas cargadas que logren pasar por el absorbedor. El uso de barras de plástico centellador equipadas con fibras ópticas para corrimiento de fase o *wavelength shifting* y fotomultiplicadores de Silicio (SiPM) para la lectura de fotones, son consideradas como la opción base para este cambio, dada la simplicidad de este arreglo, su buen desempeño en otros experimentos [17–19]. Para conseguir el rastreo, se requieren dos capas de estas cámaras, ya que la identificación de muones sucederá al existir una coincidencia entre la trayectoria de los muones reconstruidas por el MID y la obtenidas por el tracker. Se proyecta que las cámaras estén formadas por centelladores cruzados de 5 cm de ancho con una separación entre capas de 20 cm. Por otro lado, el grosor del absorbedor ha sido establecido de tal forma que se alcance una aceptación mayor al 20% a $p_T = 0$ para la masa invariante del muon $M_{J/\psi} \approx 3 \text{ GeV}/c^2$ [8]. En este proyecto se consideró una geometría para los centelladores de $1 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 100 \text{ cm}$, basada en lo reportado en [20, 21].

En la figura 1.6 se muestra el esquema de los detectores de ALICE 3 desde una perspectiva longitudinal. El tubo del acelerador está alineado con el eje horizontal, por donde viajan los iones antes de colisionar, y que tradicionalmente se asocia con el eje cartesiano Z. En el eje vertical está la distancia R, que se asocia con la componente radial del sistema de coordenadas cilíndricas. A lo largo de R estarán colocados los diferentes detectores concéntricos a Z; a partir de $Z=0$ están diferentes trackers, luego el magneto y después, a dos metros del centro, el absorbedor con el grosor ya mencionado. Por último, a 2.7 m del centro se encuentran las dos capas de cámaras de muones.

1.5. Hipótesis y objetivos

En este trabajo de tesis se desarrollaron simulaciones de los detectores de muones que podrían estar colocados en ALICE 3 para evaluar su desempeño en términos de la separación de los arreglos de plásticos centelladores, el número de fibras ópticas, la energía depositada en el material y el número de fotones, para definir el impacto o

hit válido del detector. La determinación del hit puede basarse no solo en la eficiencia de detección, sino en otros parámetros como la deposición de energía o el número de fotones generados, de manera que se maximice la eficiencia del módulo propuesto para el MID en ALICE 3.

Objetivo general

- Simular con Geant4 las barras de plástico centellador propuestas para el detector MID de ALICE 3 para definir el hit y así evaluar sus posibles configuraciones y su rendimiento al paso de muones de bajo momento transversal como los esperados en colisiones entre iones pesados en condiciones de alta luminosidad del LHC.

Objetivos específicos

- Establecer las condiciones necesarias para realizar una simulación de un módulo del MID de tal manera que garantice su correcto funcionamiento y la adquisición de datos.
- Definir impactos válidos (*hits*) en el arreglo de barras de plástico centellador en términos de la energía depositada en los detectores y el número de fotones de centelleo producidos y detectados.
- Evaluar la eficiencia de diferentes arreglos de barras en función de la pérdida de energía por ionización y/o fotones detectados.

Al mismo tiempo, la hipótesis de este trabajo es la siguiente: *la adecuada definición del hit para las barras de plástico centellador provoca una óptima identificación de muones en uno de los posibles módulos del MID*. Comprobar esta hipótesis implica responder las siguientes preguntas:

- ¿Qué aspectos físicos, geométricos y computacionales deben establecerse para crear una simulación del módulo del MID en Geant4 que reproduzca de manera consistente lo que sucede a nivel físico en el paso de muones y piones por el detector?
- ¿De qué forma la cantidad de fotones detectados y la pérdida de energía obtenida en las simulaciones permiten discriminar entre un hit válido de muones y señales de ruido?
- ¿Cuál es la eficiencia relativa de distintos arreglos de barras de plástico centellador cuando se evalúan en función de la pérdida de energía por ionización y/o el número de fotones detectados?

Capítulo 2

Marco teórico

2.1. Pérdida de Energía

Las técnicas empleadas para detectar e identificar partículas dependen de la naturaleza de su interacción con la materia. El funcionamiento de los detectores se basa en este tipo de fenómenos, por ejemplo, pérdida de energía por ionización, creación de pares, efecto fotoeléctrico o efecto Compton. En este trabajo se considera particularmente a la ionización, la cual provoca la emisión de radiación electromagnética que puede transformarse en una señal detectable [22]. La ionización en experimentos de altas energías ocurre cuando partículas cargadas atraviesan un medio e interactúan electromagnéticamente con los electrones de los átomos del medio, perdiendo energía en el proceso. Esto sucede en gran medida gracias a las fuerzas de Coulomb que surgen entre las cargas de las partículas y los electrones. Al mismo tiempo, los electrones adquieren energía cinética mediante la excitación provocada por la partícula incidente; obteniéndose átomos excitados o pares de iones. Estos se componen por un electrón libre y el ion cargado positivamente, el cual se le removi6 el ya mencionado electr6n. Si consideramos que colisionan de forma elástica, se puede obtener la energía cinética máxima que puede transferir. De esta forma, la partícula incidente va perdiendo energía o depositandola con cada colisi6n con electrones mientras viaja por el material. Al mismo tiempo, los iones tienen una tendencia a recombinarse para volver a estar cargados de forma neutral, siendo esta recombinaci6n donde pueden suceder procesos, como la emisi6n de radiaci6n electromagnética, que servirán para determinar el fundamento de un detector.

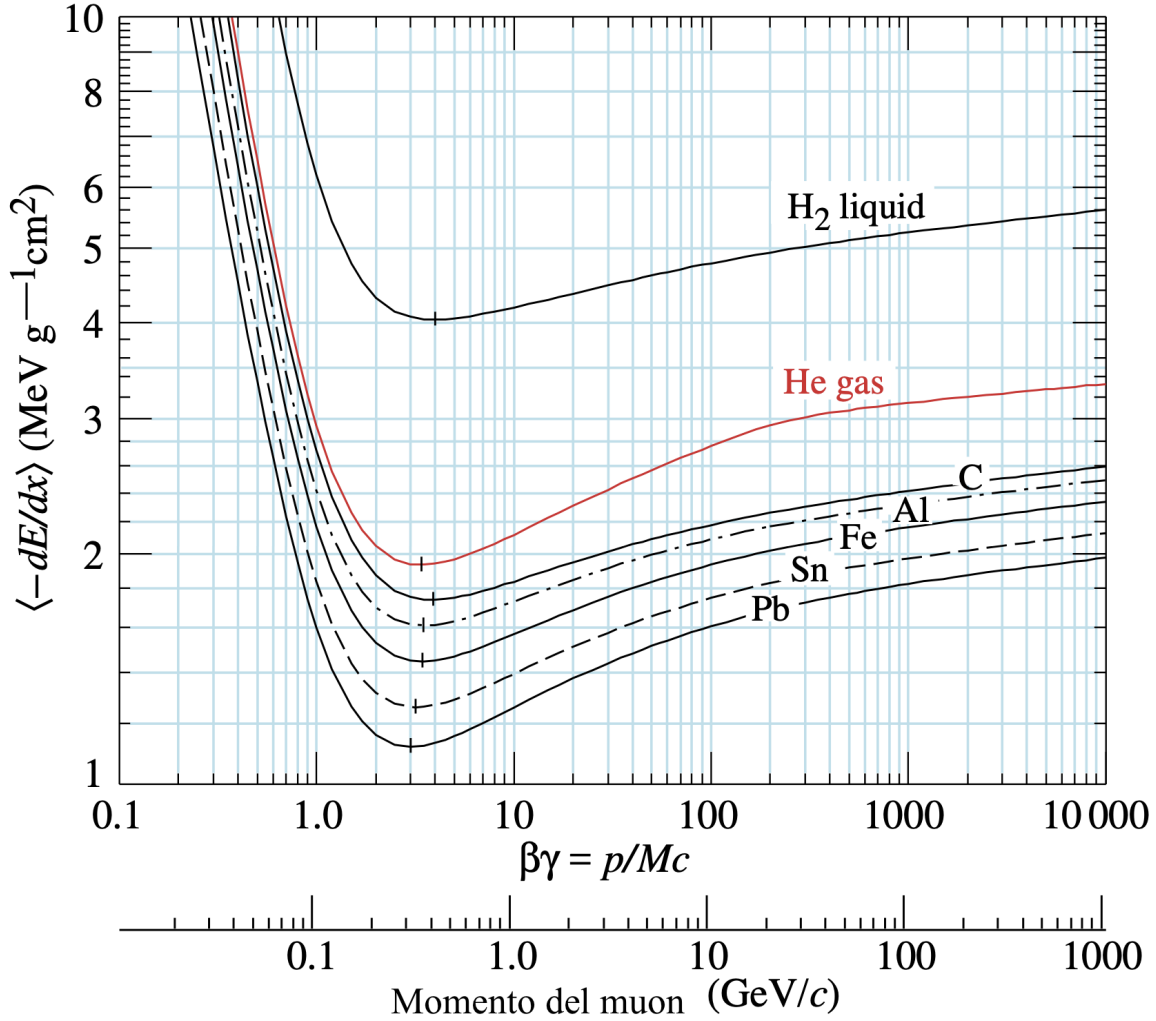


Figura 2.1: Deposición de energía de muones en diferentes materiales.

Cabe mencionar que la pérdida de energía por ionización no es el único proceso en el que se transfiere energía, también pueden suceder interacciones con los núcleos, radiación cherenkov, etcétera, pero la ionización/excitación es la más común [23]. Para muones con energías menores a 100 GeV, la ionización es el mecanismo de pérdida de energía dominante. Esto hace que los muones puedan viajar grandes distancias a través de materiales bastante densos como el hierro. Su pérdida de energía por unidad de distancia es pequeña. Los muones producidos en colisionadores llegan a atravesar todos los detectores, dejando una trayectoria de ionización, la cual nos permite identificar este tipo de partículas [23].

Se puede describir bien el promedio de energía perdida por una partícula relativista cargada pesada¹ por su recorrido dentro del material mediante la fórmula de Bethe-Bloch [24–26] que puede verse en la ecuación 2.1 y en la figura 2.1.

¹La masa de la partícula externa al material es mucho mayor que la masa del electrón ($M \gg m_e$, $m_e \approx 0,511 \text{ GeV}/c^2$). Por ejemplo, los muones son 200 veces más pesados que los electrones.

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \left[\frac{2\beta^2 \gamma^2 m_e c^2 T_{max}}{I^2} \right] - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.1)$$

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (2.2)$$

$$\delta(\beta\gamma) = 2(\ln 10)x - \bar{C} + a(x_1 - x)^k \quad (2.3)$$

$$\delta(\beta\gamma) = \delta_0 10^{2(x-x_0)} \quad (2.4)$$

Cantidades de la fórmula de Bethe-Bloch	
N_a	Número de Avogadro ($6.02214 \times 10^{-23} [mol^{-1}]$)
r_e	Radio del electrón (2.81794 [fm])
$m_e c^2$	Masa del electrón (0.510998946 [MeV])
K	$4\pi N_a r_e^2 m_e c^2$
z	Carga de partícula incidente [e]
Z/A	Relación nu. atómico y masa atómica del material
I	Energía de excitación promedio [MeV]
T_{max}	Transferencia máxima de energía [MeV]
M	Masa de partícula incidente ($105.6583745 [MeV/c^2]$)
β	Factor de v/c
γ	Factor de Lorentz
$\beta\gamma$	p/Mc
δ	Corrección por efecto de densidad
x	$x = \log_{10}(\beta\gamma)$
\bar{C}	$\bar{C} = 2 \ln(I/h\nu_p) - 1$
a, k	Parámetros para ajustar fórmula

Cuadro 2.1: Cantidades y su significado de la ecuación de Bethe-Bloch.

En la ecuación de Bethe-Bloch se consideran diferentes cantidades, mostradas en la Tabla 2.1. Destaca el factor de transferencia máxima de energía entre una partícula externa y un electrón, T_{max} . Esta cantidad está dada por la ecuación 2.2. Además, se muestra también a δ , que es un factor de corrección por efecto de densidad. Este factor se calculó utilizando la parametrización de Sternheimer[27] a partir de valores ya determinados para diferentes sustancias y de las ecuaciones 2.3 o 2.4, dependiendo de si el material es conductor o no, y también del orden del valor x . Esto es $\{2(\ln 10)x - \bar{C} + a(x_1 - x)^k \mid x_0 < x < x_1\}$, por otro lado, si el material es conductor se aplica $\{\delta_0 10^{2(x-x_0)} \mid x < x_0\}$, de lo contrario, el valor de δ es cero. Por otro lado, las unidades

consideradas para la ecuación 2.1 son $MeVcm^2/g$, multiplicando por la densidad del material (ρ [g/cm^3]), la fórmula termina considerando unidades de MeV/cm , lo cual es conocido como *linear stopping power*. Cabe mencionar que la ecuación de Bethe-Bloch es válida en el rango $0,1 < \beta\gamma < 1000$, que en términos de momento del muón, abarca aproximadamente desde 10.6 MeV/c a 105.6 GeV/c.

Valores numéricos para Bethe-Bloch		
Cantidad	PVT	Hierro
K	0.307075 [$MeVcm^2/mol$]	0.307075 [$MeVcm^2/mol$]
Z/A	0.54141	0.46556
I	64.7 [eV]	286 [eV]
δ_0	-	0.12
x_0	0	-0.0012
x_1	2.4855	3.1531
\bar{C}	3.1997	4.2911
a	0.16101	0.14680
k	3.2393	2.9632
ρ	1.032 [g/cm^3]	7.8740 [g/cm^3]

Cuadro 2.2: Valores para calcular deposición de energía para PVT y Hierro .

Usando la ecuación 2.1 para viniltolueno (PVT) y Hierro (Fe) con muones generados con energías entre 0.1 y 2.5 GeV, y junto a los valores del cuadro 2.2, se obtienen los gráficos que se muestran en las figuras 2.2 y 2.3. Se comparó el momento transversal de los muones generados con la energía depositada en el material multiplicada por su densidad. Como puede verse, para ambos materiales, los muones con menor momento ($p < 0,2$ GeV/c) depositan mucho más energía; aquellos muones con un $p > 0,4$ GeV/c depositan menos energía, y esta va aumentando conforme aumenta el momento, aunque el crecimiento es lento. La diferencia entre la cantidad de energía depositada entre los materiales se debe a la multiplicación por sus densidades. A partir de estos resultados, se puede estimar la cantidad de energía que se depositará en un centellador y escudo de hierro como los que estarán en el MID.

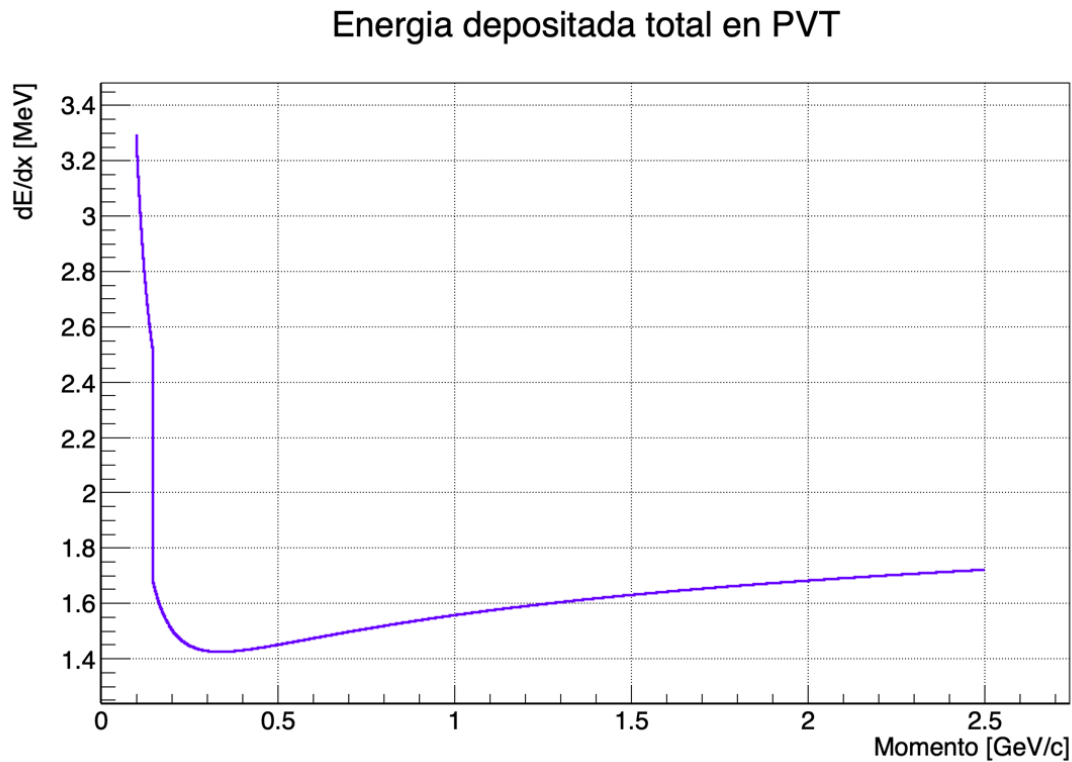


Figura 2.2: Deposición de energía de muones en PVT con grosor de 1 cm. Se tomó en cuenta la densidad del material.

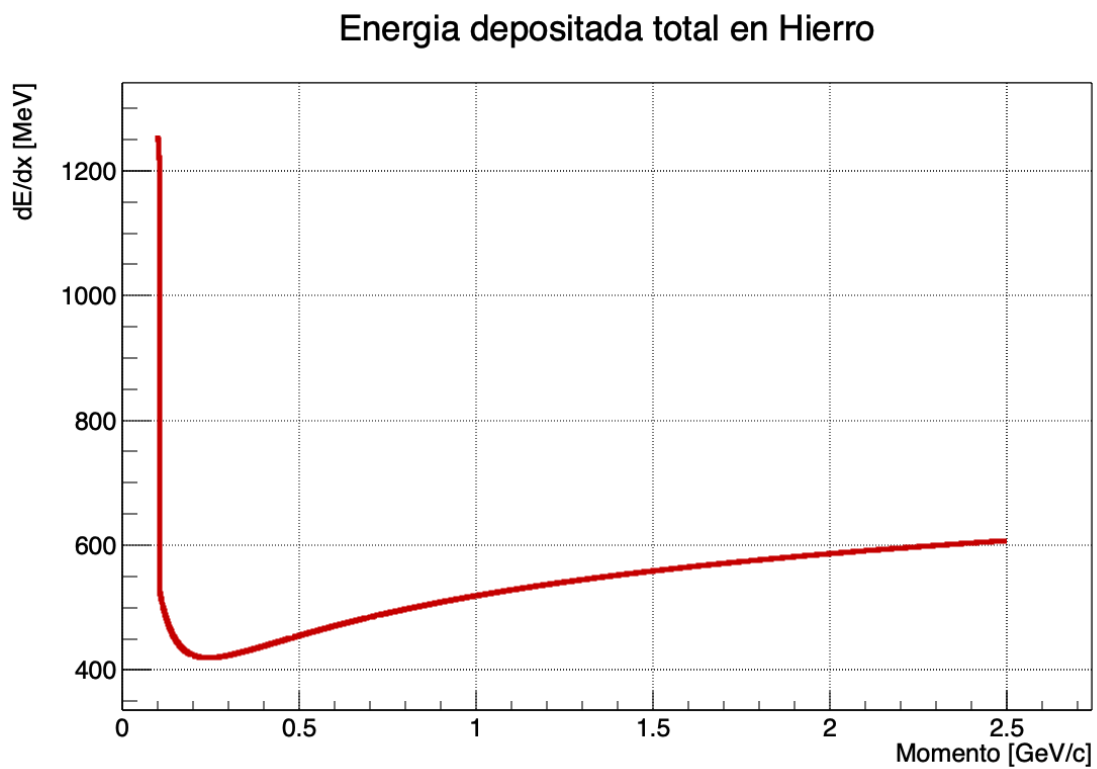


Figura 2.3: Deposición de energía de muones en Hierro con grosor de 70 cm. Se tomó en cuenta la densidad del material.

2.2. Plásticos centelladores

Hay diferentes formas de detectar radiación ionizante, dependiendo de la naturaleza de la interacción de partículas con la materia. Una de las formas más conocidas es mediante la luz producida por centelleo. Un centellador es un material cuyas moléculas tienen y producen fluorescencia. Este fenómeno sucede cuando una partícula cargada con la energía suficiente para considerarse ionizante, interactúa con las moléculas del centellador al depositar parte de su energía, modificando su estado energético. La molécula busca volver a su estado en equilibrio, por lo tanto se desexcita emitiendo luz visible [28]. Por otro lado, los centelladores pueden estar compuesto de moléculas orgánicas o inorgánicas, los primeros siendo en su mayoría plásticos o líquidos. En este trabajo se simuló centelladores plásticos, es decir, basados en polímeros.

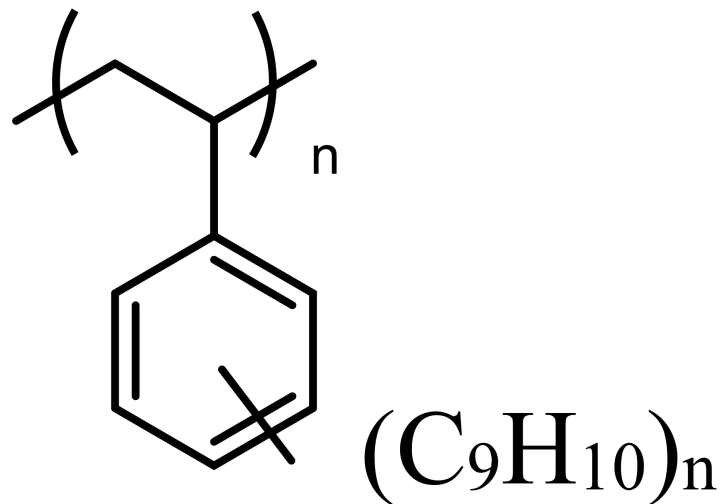


Figura 2.4: Polímero PVT con su anillo de benceno.

Los centelladores plásticos están compuestos por un monómero de plástico aromático, es decir, tiene un anillo de benceno como un grupo colgante (ver la figura 2.4). Este anillo es de suma importancia, pues es el responsable del fenómeno de fluorescencia como mecanismo de desexcitación [29, 30]. Hay otros procesos de emisión de fluorescencia o incluso de desexcitación que se conocen como *quenching*, pero lo deseado es que un centellador produzca la mayor cantidad de luz fluorescente. La fluorescencia en centelladores orgánicos sucede en la transición de nivel energético de los electrones del anillo de benceno, gracias a que tienen una estructura electrónica conocida como π -electrón. En esta estructura, la energía de la partícula cargada se absorbe al cambiar la configuración electrónica del benceno en uno de sus estados de excitación. Esto quiere decir que los estados energéticos de una molécula con estructura π -electrón son discretos. Cada uno de los niveles energéticos está subdividido en otras clases cuyas separaciones energéticas son más pequeñas y que corresponden a estados vibracionales

de la molécula. La separación de nivel energético es del orden de 3 a 4 eV, mientras que las subdivisiones de estados vibracionales están separadas por energías del orden de 0.15 eV. La figura 2.5 muestra los niveles energéticos de una molécula con la estructura π -electrón, donde las flechas hacia arriba representan la absorción de energía y las que apuntan hacia abajo representan la fluorescencia; S_i representan los diferentes niveles energéticos de los electrones, siendo S_0 el estado de menor energía. En S_{ij} , j representa el subnivel de energía vibracional. Es en la transición de estos estados vibracionales donde sucede la emisión de luz de centelleo [23].

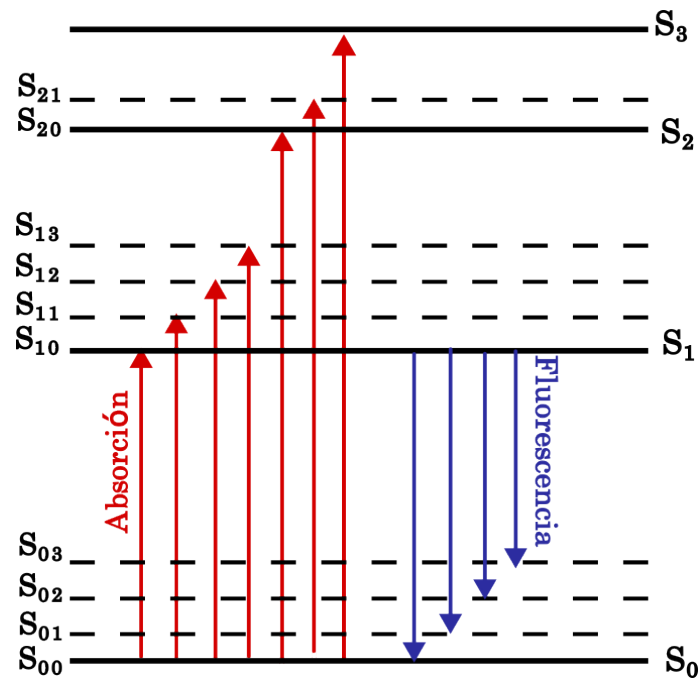


Figura 2.5: Niveles energéticos de una molécula con estructura π -electrón.

Por otra parte, los centelladores basados en polímeros consisten en crear una solución de un centellador con un solvente que puede ser polimerizado. A esta solución se le conoce como matriz plástica. Dada la facilidad para su fabricación, los centelladores plásticos son extremadamente útiles. Son altamente comerciales por sus capacidades de adoptar diferentes tamaños y formas; permitiendo su aplicación en usos de gran volumen [29]. Cabe mencionar que los centelladores basados en polímeros sólidos no son tan eficientes en la producción de luz por si solos. Para mejorar su producción de fotones de centelleo se crean compuestos con otras moléculas con el objetivo de reemitir los fotones primarios de centelleo a una mayor distancia y abarcando un rango de longitud de onda más grande, todo esto en función de una detección más sencilla. A la matriz plástica se le añade cerca de un 1% de su peso compuestos aromáticos llamados *primary fluors*. Una vez añadidos los primary fluors (p.f.), la transferencia de energía sucede según la Transferencia de Forster entre el plástico y los p.f. dando así lugar a la emisión de luz UV (350-400 nm). A pesar de este proceso, la transmisión de luz

aun es tenue, siendo menor a 10 cm. Para incrementar la emisión de luz en el orden de metros, se añade otro componente fluorescente conocido como *spectrum shifter* en una proporción del 0.01 % de la masa. A partir de esto, la luz que se emite estará en la longitud de onda de 400-500 nm [30]. Un defecto importante de los centelladores plásticos es que la autoabsorción de la luz de centelleo no es despreciable, dando lugar a una propiedad de estos materiales llamada longitud de atenuación, que es la distancia a la que la intensidad de la luz se atenúa por un factor de dos. Otro defecto importante en los centelladores plásticos es su degradación por la interacción con radiación, ya que esta puede dañar su estructura molecular a largo plazo. Los centelladores plásticos más comunes son los basados en poliestireno (PS) y poliviniltolueno (PVT); este último será en el que se usará en el trabajo de esta tesis.

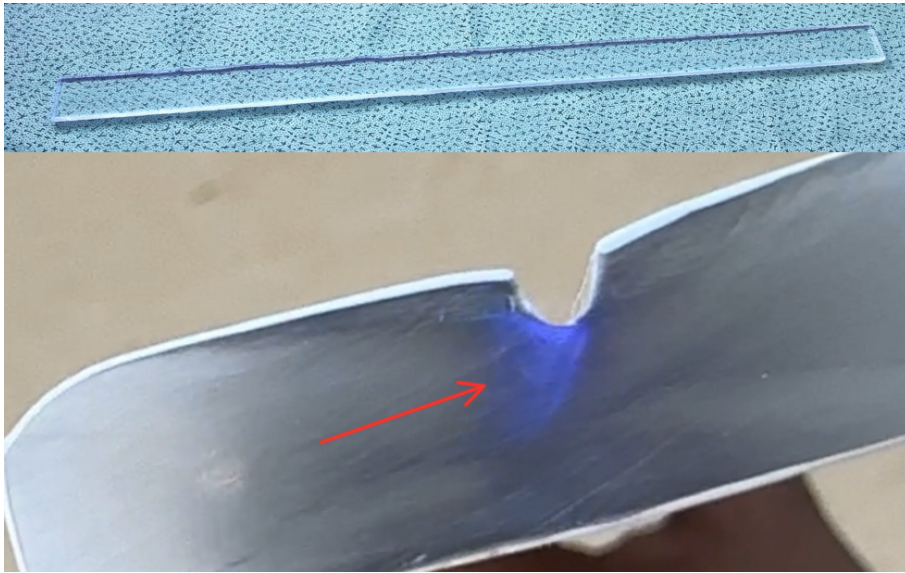


Figura 2.6: Ejemplo de un centellador. (Arriba) una barra de plástico centellador. (Abajo) ejemplo de la luz de centelleo generada en un plástico cubierto excepto por una pequeña zona vertical.

La autoabsorción en un plástico centellador representa un problema que debe resolverse si se busca recolectar la mayor cantidad posible de luz de centelleo en un experimento. La luz de centelleo se produce isotrópicamente, lo que implica que solo una fracción de esta puede llegar a un detector de fotones, dependiendo de si sucede reflexión total interna o una transmisión parcial dentro del centellador. Una forma de entender esto es a partir de un ángulo crítico que determina según la dirección de incidencia de un fotón en una superficie del centellador, si la luz escapa del plástico o se queda dentro. La figura 2.7 muestra dos situaciones: una donde el ángulo $\theta < \theta_c$ implica reflexión parcial, y otra donde $\theta > \theta_c$ implica reflexión total interna. El ángulo crítico θ_c es determinado por los índices de refracción del centellador (n_0) y el medio que lo rodea (n_1) según la ecuación 2.5. Por otra parte, cubrir al centellador con un reflector es necesario para recapturar los fotones que escapen de la superficie del plástico, por ejemplo, con

láminas de mylar. A partir de los fotones que experimenten la reflexión total interna, surge un dilema ¿cómo se detectan dichos fotones o cómo se transportan directamente hacia el detector sensible a luz? Lo más intuitivo sería pegar el detector directamente al centellador, lo cual resulta poco práctico al momento de crear el arreglo experimental. Una opción puede ser mediante tubos de luz o *light pipes* de apariencia transparente, y para ser más específicos, mediante fibras ópticas [18].

$$\theta_c = \text{sen}^{-1} \left(\frac{n_1}{n_0} \right) \quad (2.5)$$

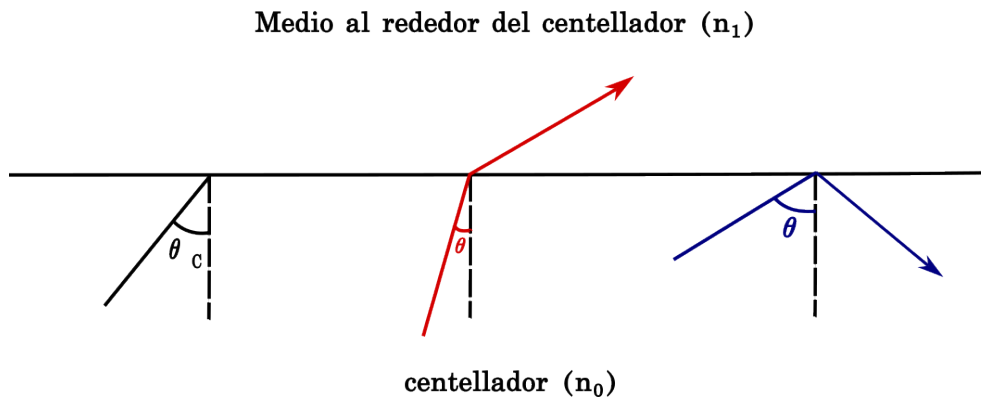


Figura 2.7: Ángulo de incidencia de fotones dentro del centellador. El rojo es el caso donde $\theta < \theta_c$. El azul es el caso donde $\theta > \theta_c$.

2.3. Fibras ópticas WLS

Las fibras ópticas mejoran el desempeño de los centelladores al funcionar como guías para la luz de centelleo. Al igual que el interior del plástico, estas fibras funcionan mediante la reflexión total interna. Consisten en dos partes fundamentales, el núcleo o *core* y, por lo menos, un recubrimiento o *cladding* alrededor del núcleo. El índice de refracción del núcleo debe ser más grande que el de su recubrimiento para asegurar que aquellos fotones con un ángulo de incidencia mayor al ángulo crítico sean transportados a lo largo de la longitud de la fibra [23]. Por ejemplo, y como se verá en la siguiente sección, las fibras Kuraray Y-11(200) tiene un núcleo de poliestireno con un índice de refracción de 1.60, mientras que uno de sus recubrimientos tiene un índice de 1.49. Entre las capacidades de las fibras ópticas están coleccionar el mayor número de fotones de centelleo generados por los plásticos y reducir la atenuación de los fotones en centelladores de gran tamaño. Para mejorar la coincidencia del espectro de emisión de los fotones que viajan en la fibra óptica y la respuesta del detector, es conveniente emplear fibras del tipo WLS (*wavelength shifter*) o corrimiento de longitud de onda. La principal característica de las fibras WLS consiste en remitir fotones con una longitud de onda diferente a la que tenía antes de entrar, en función de recolectar la mayor

cantidad de fotones tomando en cuenta la capacidad de absorción del detector, como lo podría ser un SiPM o fotomultiplicador de silicio. Las fibras ópticas WLS junto con centelladores son una de las duplas más usados en experimentos de rayos cósmicos o de detección de muones [19]. Una forma en que pueden funcionar en conjunto se ve en la figura 2.8. Para mayor información sobre la naturaleza de estas fibras, consulte la sección 2.3. Por último, entre los extremos de las fibras WLS y el detector de fotones, debe haber otras condiciones ópticas, dado que en dicha interfaz los fotones deben salir de la fibra y llegar directamente al detector. Para esta frontera, se debe minimizar la reflexión total interna haciendo que el ángulo crítico sea cercano a $\pi/2$, es decir, un índice de refracción igual. Esto puede lograrse al colocar un medio transparente con un índice de refracción muy cercano al de la fibra, haciendo que la luz se transporte directamente al detector.

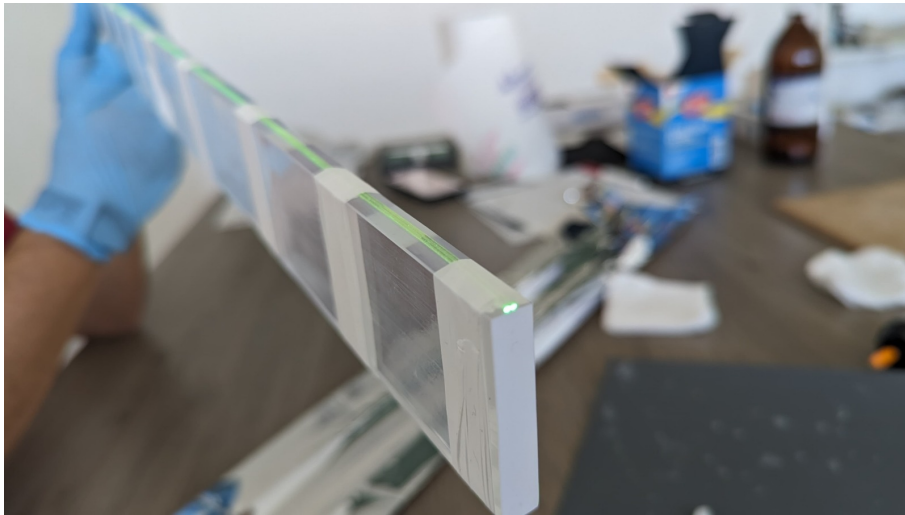


Figura 2.8: Arreglo de fibras ópticas WLS con una barra de plástico centellador.

Capítulo 3

Metodología

En esta sección, se explica la metodología empleada para la realización de las simulaciones, el diseño geométrico, las características físicas de los objetos y el análisis de los resultados obtenidos.

3.0.1. Geant4

Geant4 es un paquete de software de acceso libre, diseñado para simular la interacción de partículas o radiación con la materia.

Geant4 es una plataforma de desarrollo que consiste en un conjunto de funciones, bibliotecas y recursos predefinidos para la creación de **aplicaciones**. Esto quiere decir que Geant4 proporciona todas las herramientas para que el usuario diseñe sus propias aplicaciones y adapte el software a las necesidades de su proyecto.

En Geant4, el usuario puede modificar características como:

- Geometría del sistema
- Materiales involucrados
- Partículas elementales en eventos primarios
- Visualización de detectores y trayectorias de partículas
- *Tracking* de partículas a través de materiales y campos electromagnéticos
- Procesos físicos que gobiernan a las partículas fundamentales
- Respuesta de componentes sensibles
- Generación y almacenamiento de información por eventos y tracks

El entorno de programación de Geant4 es C++, usando el paradigma de la programación orientada a objetos. Por lo tanto, este software es capaz de interactuar con diferentes clases y objetos sin riesgo de fragilidad. Esto ayuda a desarrollar el código de manera eficiente para manejar la complejidad de los modelos físicos de manera clara y sencilla. Gracias a esto, Geant4 es capaz de proporcionar:

- Interfaz de usuario
- Interprete de comandos
- Rutinas para ajustar parámetros durante ejecución

Geant4 cuenta con una variedad de modelos físicos. Estos simulan procesos de interacción de partículas con la materia en un rango amplio de energía. En Geant4 se pueden utilizar diferentes modelos físicos según el rango de energía, materiales y partículas que se necesiten para una aplicación.

Geant4 implementa la generación de partículas y su interacción con diferentes medios haciendo uso de herramientas Monte Carlo. Por lo tanto, es una excelente opción para realizar lo que se conoce como simulación rápida (*fast simulation*), que consiste en especificar parámetros como propiedades ópticas, geometrías, obtención de información, propagación específica de partículas, etc. con el fin de evitar el cálculo de cada interacción individual de las partículas y así omitir la generación de información innecesaria para los fines de este proyecto. Al considerar la geometría y las propiedades fundamentales del MID, se puede evaluar la resolución, eficiencia y aceptación del detector simulado.

Un estudio preliminar, realizado con Geant4, demostró que la eficiencia esperada del detector MID en colisiones pp es de 100% para muones con momento transversal de al menos 1.5 GeV/c para $\eta = 0$. Esto permite la detección de muones de bajo p_T con un absorbedor de 70 cm.

3.1. Arreglo experimental

Para realizar las simulaciones del prototipo del módulo del detector MID utilizando Geant4 hay que establecer los parámetros de simulación necesarios. Es decir, proporcionar las características geométricas y físicas que definen los elementos del experimento. A continuación se expondrán cada una de ellas.

3.1.1. Geometría del detector

En Geant4 se define un espacio dentro del cual se colocan todos los componentes del detector a simular. Para las pruebas planeadas en este proyecto, la figura 1.6 ayudó a determinar el tamaño del espacio, pues ilustra las dimensiones entre los componentes de ALICE 3 y, en especial, las dimensiones del MID. En la figura 1.6 se interpretó como *centro* de ALICE 3 al punto que se encuentra en el centro del sistema de coordenadas cilíndricas en $Z = 0$. Como se mencionó en la sección 1.4, a lo largo del eje Z se encuentra el *beam pipe*, por otro lado, a lo largo de la longitud R se observan los diferentes detectores que constituirán a ALICE 3. Recordemos que esto sólo es una parte de todo el detector hermético. A 2 m del origen sobre la distancia R , se encuentra el absorbedor de acero, el cual tiene un ancho de 70 cm. La primera capa del MID está separada del absorbedor por 10 cm y la siguiente capa está a 20 cm de la primera, de tal forma que esta capa se encuentre a una distancia de 3 m del origen. Como se mencionó en la sección 1.4, cada uno de los módulos que componen al MID estará compuesto por centelladores; en este caso, se conforman por cuarenta barras de plástico centellador de dimensiones 1 cm \times 5 cm \times 1 m. Las barras se colocarán en las dos capas, donde cada una de ellas se forma por veinte centelladores. Ver figura 3.1.

El espacio que en Geant4 se le denomina "*mundo*", debe ser lo suficientemente grande para albergar las capas del módulo del MID y la separación del módulo con el origen, que debe ser de 3 m. Por otra parte, algo muy importante es que las dimensiones de objetos prismáticos de seis caras o simplemente *cajas* dentro de Geant4 deben definirse en términos de longitudes medias, es decir, debe expresarse sólo la mitad de la dimensión real que tendrá el prisma. Por ejemplo, si se desea una caja con una longitud de 2 m a lo largo del eje X , se debe declarar a la distancia en X como de 1 m. Esto es necesario, pues Geant4 coloca a los objetos desde su centro geométrico, extendiéndose hacia la parte negativa y positiva de las dimensiones espaciales X , Y , Z . Así, el mundo se estableció como:

- Longitud en X : 2 m.
- Longitud en Y : 3.5 m.
- Longitud en Z : 3 m.

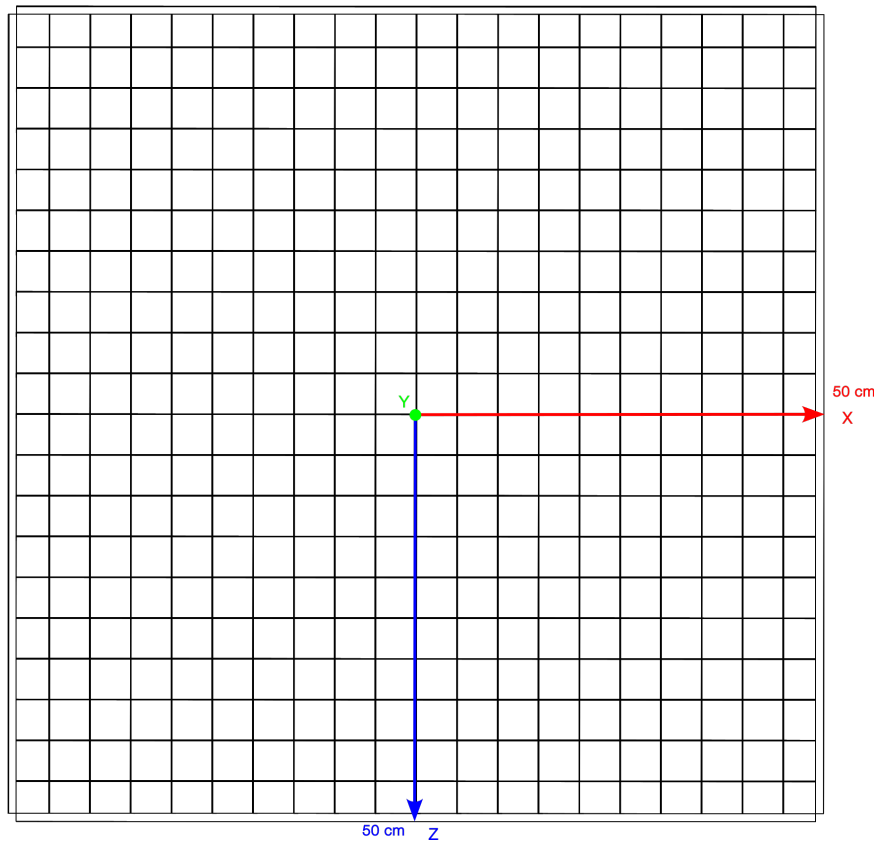


Figura 3.1: Vista cenital de los centelladores de un módulo del MID.

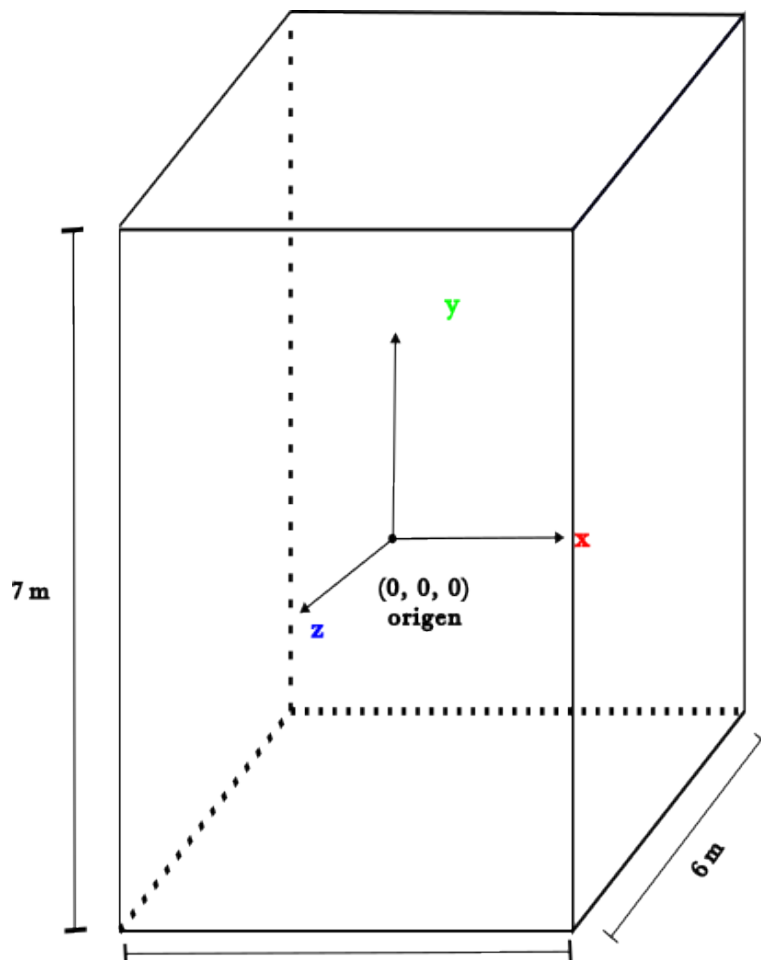


Figura 3.2: Mundo y el sistema de referencia para la simulación.

Una vez definido el mundo que se muestra en la figura 3.2, también se definió el sistema de referencia a partir del cual se colocaron los objetos que forman el experimento. Este sistema de referencia se ubicó en el centro del mundo y se denominó como "origen".

Respecto a las dos capas de veinte barras de plástico centellador, se etiquetaron a ambas como capa A y capa B. El centro de la capa A, que tiene forma cuadrada, se colocó en el origen del mundo. Después, la capa B se situó justo encima de la capa A, con una separación de veinte centímetros, esto es, la posición del centro de la capa A respecto al origen es de $(0, 0, 0)$ y la posición del centro de la capa B respecto al origen es de $(0, 20 \text{ cm}, 0)$. Al mismo tiempo, la capa B se rotó -90° respecto a la capa A, en orden de formar una rendija, como se muestra en la figura 3.3. Para mantener estas posiciones, se hizo un análisis de las ubicaciones de los componentes de las capas, implicando posicionamientos particulares.

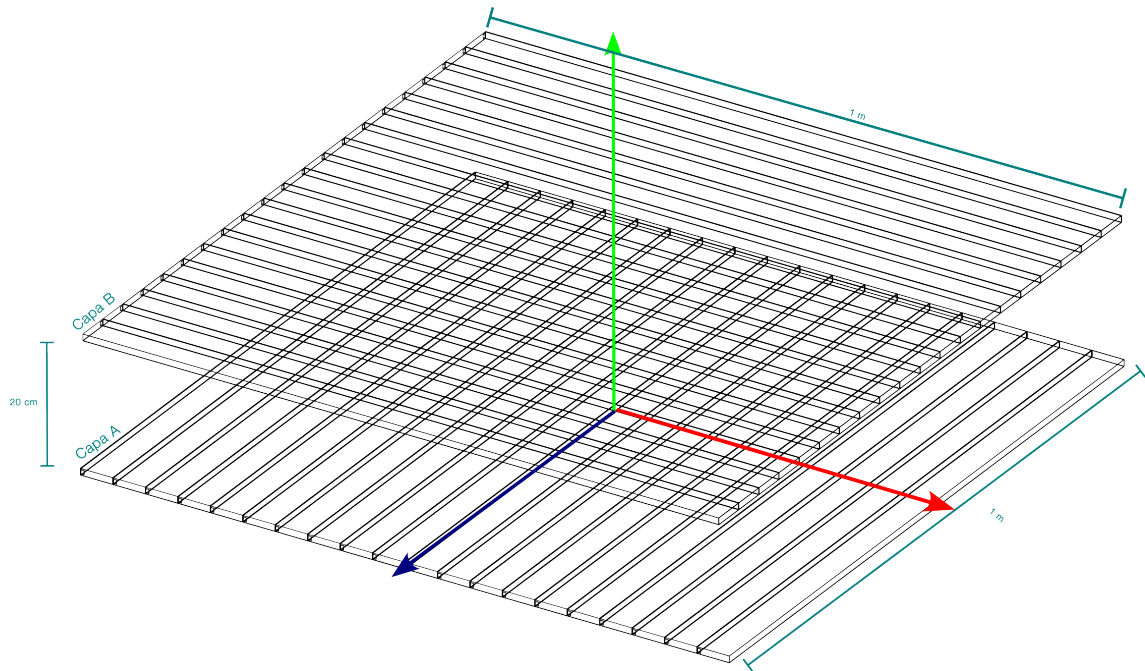


Figura 3.3: Capas A y B de centelladores de un módulo del MID.

Como ya ha sido mencionado, cada una de las barras centelladoras debe tener acoplado un conjunto de fibras ópticas colocadas en uno de sus costados. Además, cerca del lado con el área más pequeña de cada barra, que sería el de $1 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$, se coloca un objeto que será sensible al paso de fotones, simulando un detector SiPM. Este SiPM debe estar muy próximo a los extremos de las fibras, pero no en contacto con la barra, de tal forma que se registren los fotones generados en los centelladores y luego transportados por las fibras tipo WLS. Este conjunto de centellador, fibras y SiPM se observa en la figura 3.4.

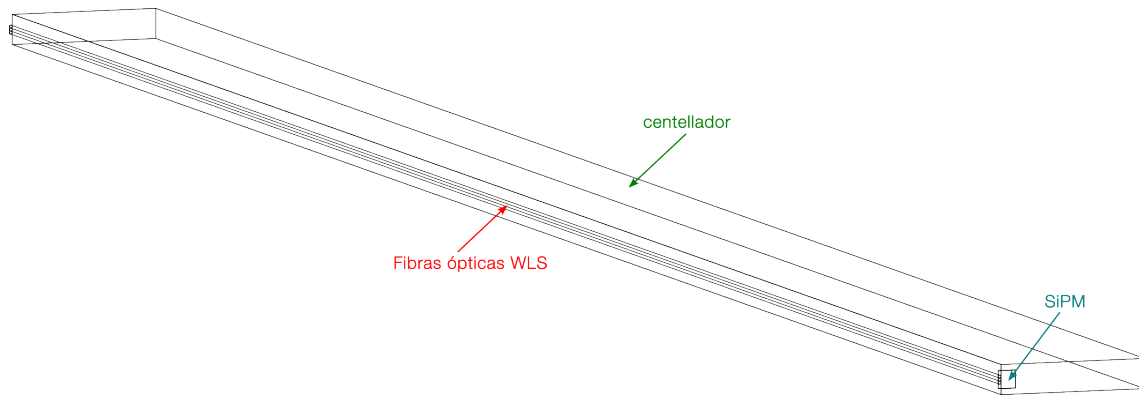


Figura 3.4: Arreglo de centellador, fibras WLS y SiPM.

Por lo tanto, fue necesario determinar primero la geometría de las fibras y barras. Las fibras, al estar acopladas a cada barra, deben tener su misma longitud, es decir, de 1 m. En este caso, la simulación se basó en las fibras del tipo kuraray Y-11(200) cuyo diámetro es de 1 mm. Pero estas no son un tipo de cilindro sólido, sino que están constituidas por un núcleo y uno o varios recubrimientos. Para que exista refracción total interna dentro de la fibra y los fotones puedan viajar dentro de ella, un solo recubrimiento es suficiente. Así, cada una de las fibras que se simuló tuvo las siguientes características geométricas de tal forma que su diámetro total fuera de 1 mm [31]:

- Radio del núcleo: 0 - 0.49 mm

- Grosor del recubrimiento: 0.49 - 0.5 mm

- Longitud : 1 m

Esto quiere decir que el recubrimiento fue el 2% del total del diámetro de la fibra. El núcleo fue un cilindro de radio de 0.49 mm y longitud de 1 m, mientras que el recubrimiento es un cilindro hueco, más parecido a un tubo, y tiene un grosor de 0.01 mm y también una longitud de 1 m, como se observa en la figura 3.5.

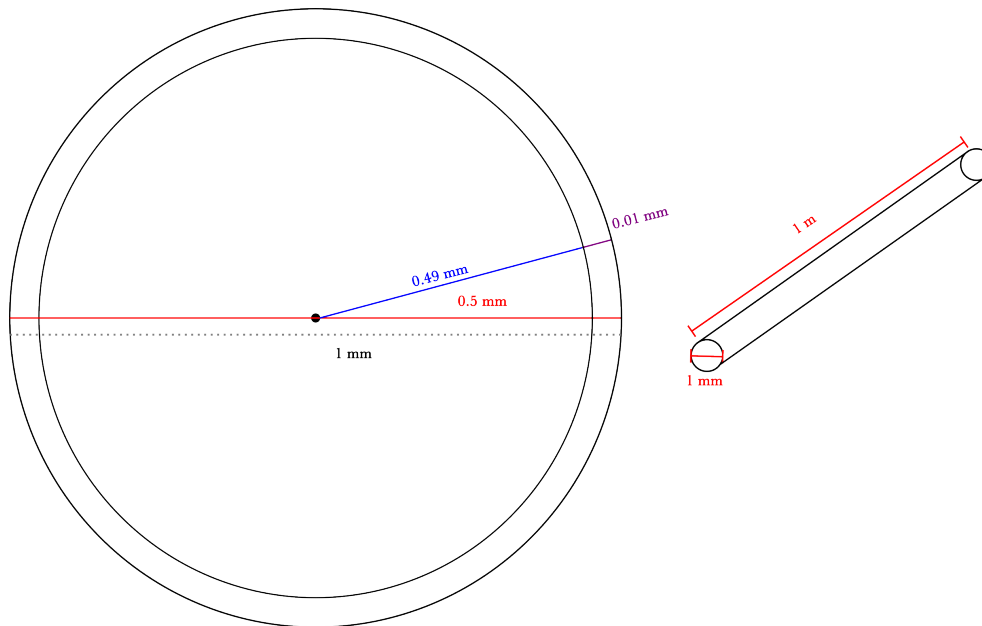


Figura 3.5: Dimensiones de la fibra óptica WLS.

El conjunto de barra y fibras debe estar cubierto por mylar. A partir de esta necesidad, se tuvo que estudiar cuál sería la configuración geométrica adecuada para simular al mylar, y al mismo tiempo, formar el módulo del MID. Así, el mylar debía ser hueco, es decir, tener dimensiones lo suficientemente grandes para contener a su respectivo centellador y terna de fibras. Sus dimensiones se definieron como: $5.102 \text{ cm} \times 1.04 \text{ cm} \times 100.002 \text{ cm}$. Al tratarse de un papel delgado y del cual sólo nos interesó su propiedad para contener fotones, su grosor se estableció en 0.001 cm . Esto significa que el mylar se trató de una caja hueca, donde el volumen interno tiene las medidas: $5.1 \text{ cm} \times 1.038 \text{ cm} \times 100 \text{ cm}$, esto significa que a las medidas originales se les restó el grosor.

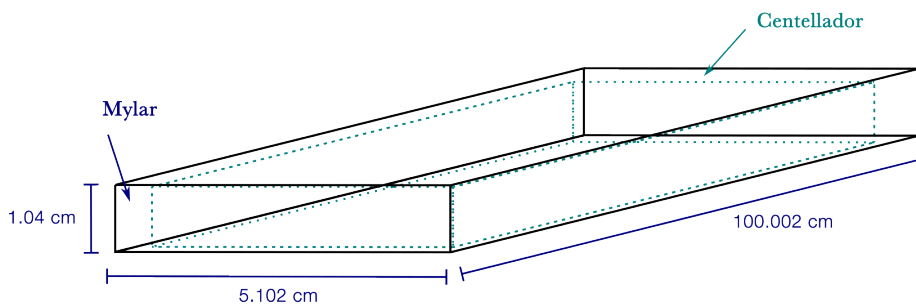


Figura 3.6: Lámina de mylar encerrando a su respectivo centellador.

Como el mylar encierra a los plásticos y las fibras, fue el primero en colocarse dentro del mundo. Además, la capa B es una copia de la capa A, entonces bastó con definir

correctamente a la capa A. Se comenzó ubicando sólo una lámina de mylar, que después se copió veinte veces. Al querer que la capa A estuviera centrada en el origen, diez barras se ubicaron en el lado negativo del eje X y las otras diez en el lado positivo del eje X. Si todas las láminas de mylar estuvieran perfectamente pegadas, la longitud del conjunto de veinte láminas a lo largo de X sería de 102.04 cm; -51.02 cm en -X y 51.02 cm en +X. Para colocar la primera lámina que se etiquetó como "0", se partió por el lado negativo. Como Geant4 posiciona a los objetos a partir de su centro geométrico, la ubicación del mylar "0" fue $(-48.469 \text{ cm}, 0, 0)$ como se puede ver en la figura 3.7.

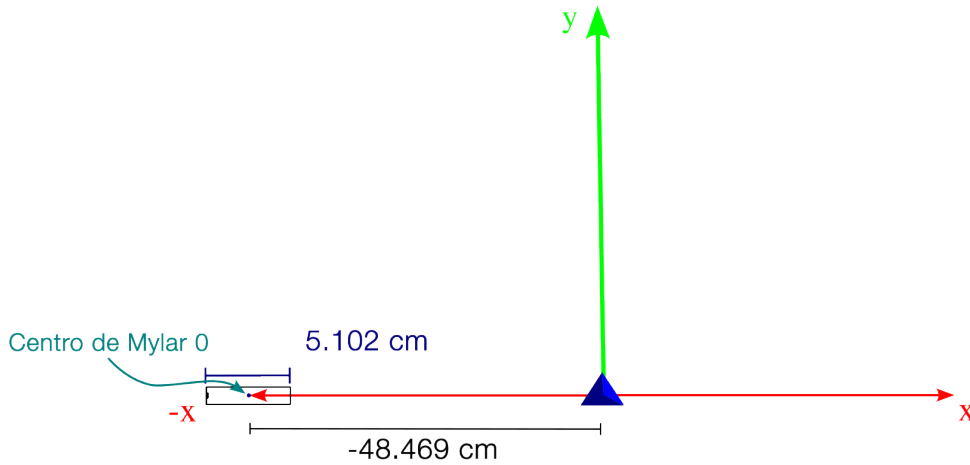


Figura 3.7: Posición del mylar cero respecto al origen.

Para colocar las 19 láminas restantes, se le pidió a Geant4 que reprodujera al mylar *cero* 19 veces y ubicara cada copia según la siguiente función a lo largo del eje X:

$$-48.469 + (5.102 * i) \text{ [cm]}$$

donde i indica el número de etiqueta de lámina, el cual va de 0 a 19. Esta variable i se multiplica por 5.102 para ir sumando a la posición inicial la distancia que debe existir entre el centro del mylar 0 y del número de mylar que indique i , de tal forma que las láminas queden lo más cerca posible. Por lo tanto, las posiciones de las 20 láminas estuvieron dadas por la ecuación 3.1 y el resultado se observa en la figura 3.8.

$$(-48.469 + (5.102 * i), 0, 0) \text{ [cm]} \quad (3.1)$$

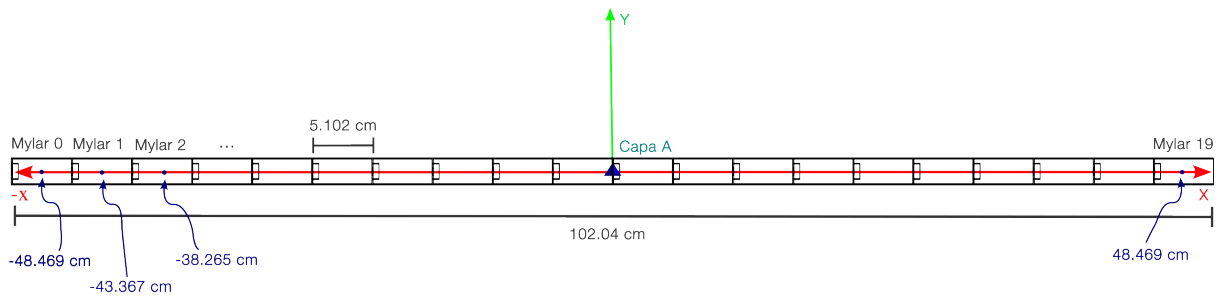


Figura 3.8: Posición de las 20 láminas de mylar que forman a la capa A del MID.

Como se mencionó anteriormente, la capa B es una copia de A pero con una separación de 20 cm y rotada -90° . Para considerar la separación, el centro de B se puso por encima de A a lo largo del eje Y, tomando en cuenta las medias longitudes en Y de las láminas de mylar de ambas capas, obteniendo así una distancia de 21.04 cm en total, como se muestra en 3.9.

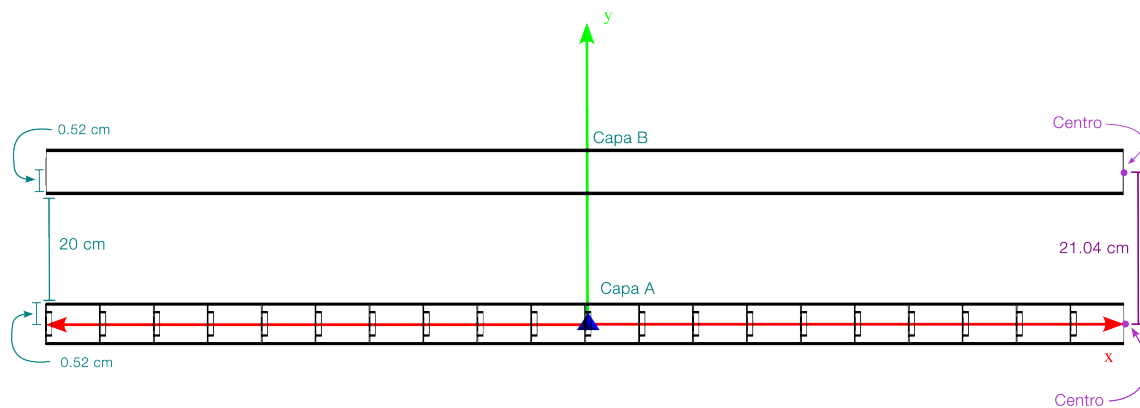


Figura 3.9: Separación de capas A y B tomando en cuenta las láminas de mylar.

Cada una de estas láminas de mylar de B se etiquetaron con números enteros de 20 a 39. Por último, la función de posicionamiento para las láminas de la capa B cambió a la coordenada Z, por la rotación de B. Así, las posiciones de las láminas de B quedarían como se muestran en la figura 3.10 y estuvieron dadas por la ecuación 3.2.

$$(0, 21.04, - 48.469 + (5.102 * i)) \text{ [cm]} \quad (3.2)$$

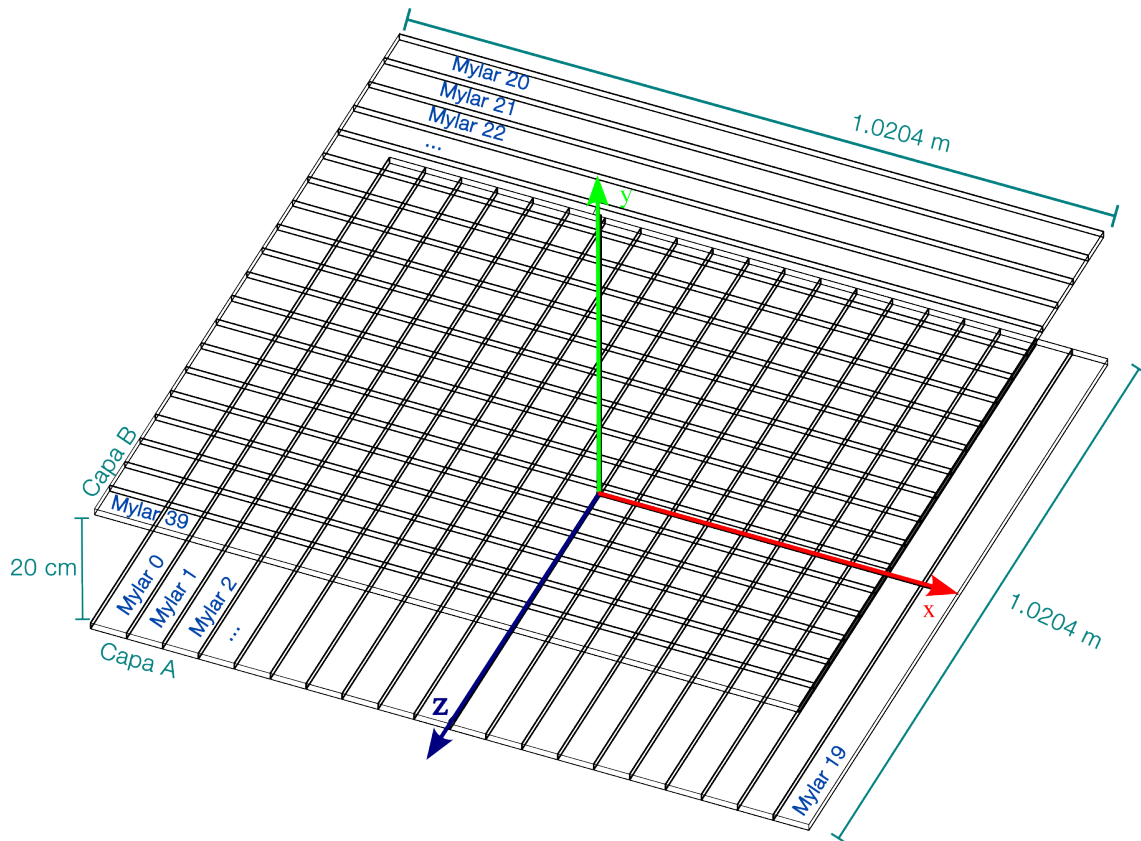


Figura 3.10: Capas A y B de mylar en otra perspectiva.

Una vez establecidas las 40 láminas, se intentó ubicar las barras de plástico centellador y las fibras ópticas dentro de sus respectivos mylar. La lógica de posicionamiento de los centelladores y las fibras fue semejante a la usada para el mylar. Respecto a los centelladores en A y B, estos deben estar más cerca de un extremo del interior del mylar para dejar el espacio donde se albergarán las fibras, dicho espacio fue de 1 mm. Para la capa A, cada centellador debía estar desplazado 0.05 cm hacia la derecha respecto al centro de su correspondiente mylar en el eje X. Si tomamos el mylar 0 cuyo centro estuvo en $(-48.469, 0, 0)$ cm, el centro del centellador igualmente etiquetado como 0 estaría en $(-48.419, 0, 0)$ cm, ver figura 3.11.

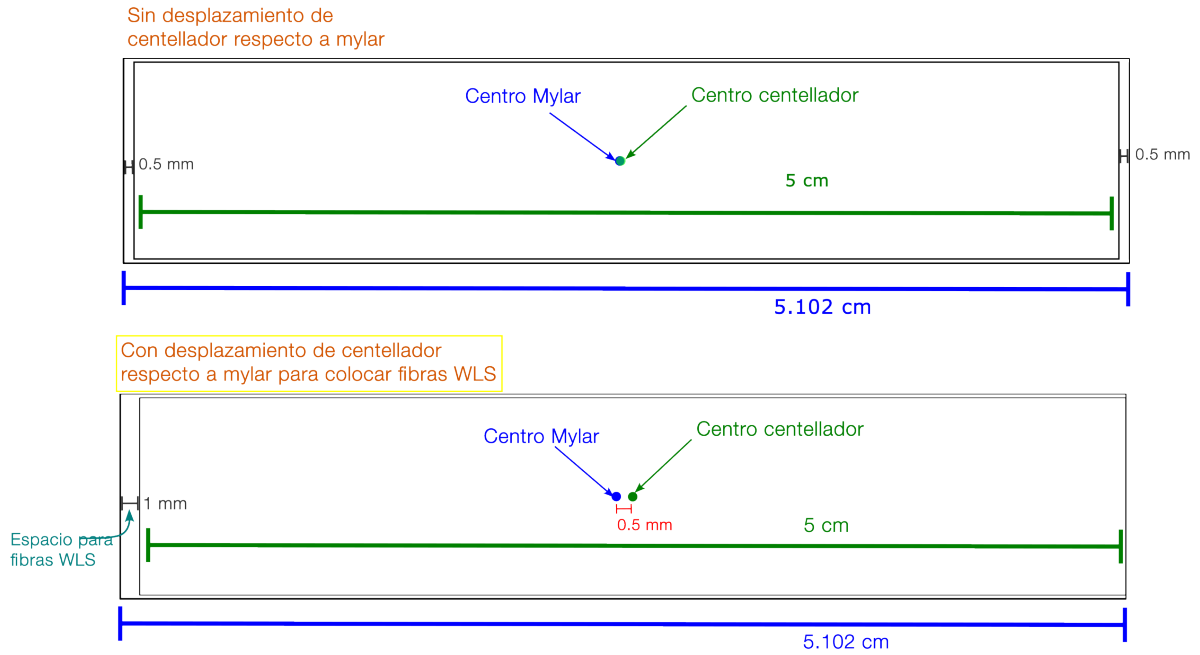


Figura 3.11: Espacio entre centellador y mylar para fibras.

Esto se repitió para las otras barras, igualmente etiquetándolas de 0 a 19 y de 20 a 39. Así, sus posicionamientos estuvieron dados por las ecuaciones 3.3 y 3.4.

Capa A:

$$(-48.419 + (5.102 * i), 0, 0) \text{ [cm]} \quad (3.3)$$

Capa B:

$$(0, 21.04, -48.419 + (5.102 * i)) \text{ [cm]} \quad (3.4)$$

Con esto, las 40 barras quedaron perfectamente dentro de sus respectivas láminas de mylar con la extensión necesaria para colocar a las fibras. Igualmente, las posiciones de las fibras fueron administradas según la lógica de reproducción de objetos en función del número de su etiqueta. Los centros de las fibras tenían que estar ubicados a una distancia de $0.05 + 2.5$ cm a partir del centro de su correspondiente barra. Por otro lado, en este diseño experimental se consideró el uso de una terna de fibras idénticas entre sí por cada centellador; una alineada al centro de las barras (fibra *central*) y las otras dos por encima (fibra *up*) y por debajo (fibra *down*) de la fibra central. Para que las tres estuviesen lo más juntas posible, midiendo a partir del centro de la fibra central, los centros de las fibras up y down debían estar a una distancia de $\pm (0.05 \text{ cm} + 0.05 \text{ cm})$ a lo largo de Y. Por último, se comenzó a posicionar a las fibras a partir de la barra 0, cuyo centro está ubicado en $(-48.419, 0, 0)$ [cm], por lo tanto, la colocación de las fibras estuvo dada por las ecuaciones 3.5, 3.6, 3.7, 3.8, 3.9 y 3.10.

Capa A:

$$\text{central } (-50.969 + (5.102 * i), 0, 0) \quad [\text{cm}] \quad (3.5)$$

$$\text{down } (-50.969 + (5.102 * i), -0.1, 0) \quad [\text{cm}] \quad (3.6)$$

$$\text{up } (-50.969 + (5.102 * i), 0.1, 0) \quad [\text{cm}] \quad (3.7)$$

Capa B:

$$\text{central } (0, 21.04, -50.969 + (5.102 * i)) \quad [\text{cm}] \quad (3.8)$$

$$\text{down } (0, 21.04 - 0.1, -50.969 + (5.102 * i)) \quad [\text{cm}] \quad (3.9)$$

$$\text{up } (0, 21.04 + 0.1, -50.969 + (5.102 * i)) \quad [\text{cm}] \quad (3.10)$$

Cabe mencionar que el objetivo de las fibras ópticas es llevar los fotones generados dentro de los centelladores hasta los SiPM, por lo tanto, esto implicó un cambio en el mylar. Para garantizar el paso de fotones en solo una de las caras de la lámina de mylar, se hizo un agujero en forma de caja rectangular con un grosor igual al del mylar. Esta ventana se estableció de $0.1 \text{ cm} \times 0.3 \text{ cm} \times 0.001 \text{ cm}$ para tener el mismo tamaño que las tres fibras juntas (que serían los 0.3 cm) y el ancho igual a su diámetro (que sería el 0.1 cm). Tanto esta ventana en el mylar, como las posiciones de las fibras respecto al centellador se pueden ver en la figura 3.12.

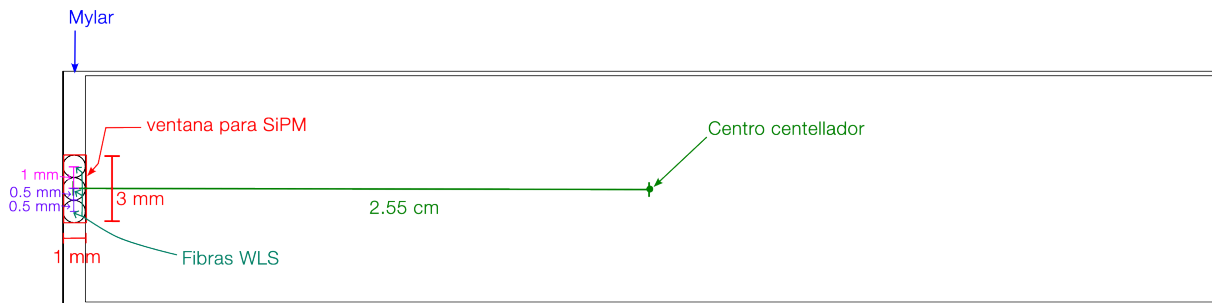


Figura 3.12: Arreglo de una sola barra.

Con el arreglo de centellador, fibras y mylar, solo quedaba por configurar a los SiPM. Para simular este detector, fue suficiente con recrear una caja delgada, pues su función es detectar fotones asumiendo que es perfecto, lo cual fue posible ya que Geant4 puede declarar a cualquier objeto como sensible al paso de partículas. En la simulación, los SiPM tuvieron forma cuadrada de $0.6 \text{ cm} \times 0.6 \text{ cm}$. Respecto al grosor, se asumió uno muy delgado, pues esta dimensión no tiene relación con la capacidad de que un objeto sea sensible dentro de Geant4. Con esto, los SiPM tuvieron las medidas de $0.6 \text{ cm} \times 0.6 \text{ cm} \times 0.01 \text{ cm}$. Respecto a su posición, estos sensores tenían que colocarse justo enfrente de la ventana de mylar por donde se pueden observar los extremos de las fibras, de tal forma que estas estuvieran de cara a solo un área de $0.1 \times 0.3 \text{ cm}^2$ del SiPM.

Por el posicionamiento de las fibras y la longitud del SiPM de 0.6 cm horizontalmente, este detector de fotones debía abarcar entre 2.6 cm y 2 cm midiendo desde el centro de un centellador. Por lo tanto, al considerar el centro geométrico del SiPM, la posición a lo largo del eje X sería de 2.3 cm, lo cual es mostrado en la figura 3.13.

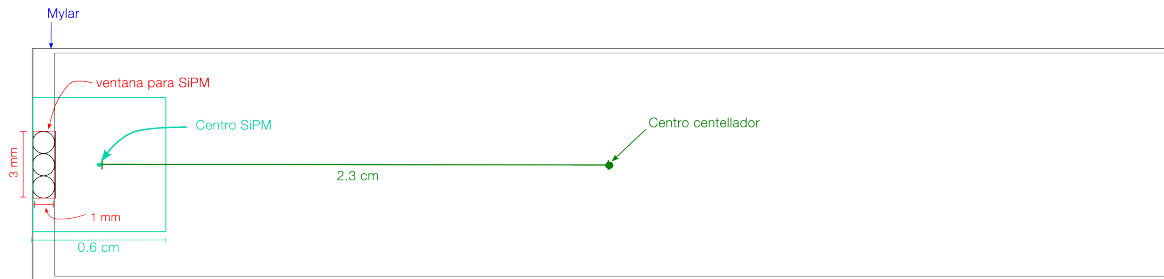


Figura 3.13: Posicionamiento de SiPM.

Por otro lado, dado que los extremos de las fibras que se observan por la ventana del mylar estuvieron a 50 cm sobre el eje Z, midiendo a partir del centro de un centellador, se determinó la posición a lo largo del eje Z para el SiPM, la cual terminó siendo de 50.006 cm, al considerar su grosor, el grosor del mylar y la separación entre estos de 0.001 cm. De esta forma, se simuló las condiciones experimentales en las que los SiPM estuvieron lo más cerca posible de los extremos de las fibras, pero no completamente pegados, como puede verse en la figura 3.14. Así, y tomando en cuenta la rotación de la capa B y su altura en el eje Y, la ubicación de todos los SiPM por capa estaría dada por las ecuaciones 3.11 y 3.12.

Capa A:

$$(-50,718 + (5,102 * i), 0, 50,006) \quad [cm] \quad (3.11)$$

Capa B:

$$(-50,006, 21,04, -50,718 + (5,102 * i)) \quad [cm] \quad (3.12)$$

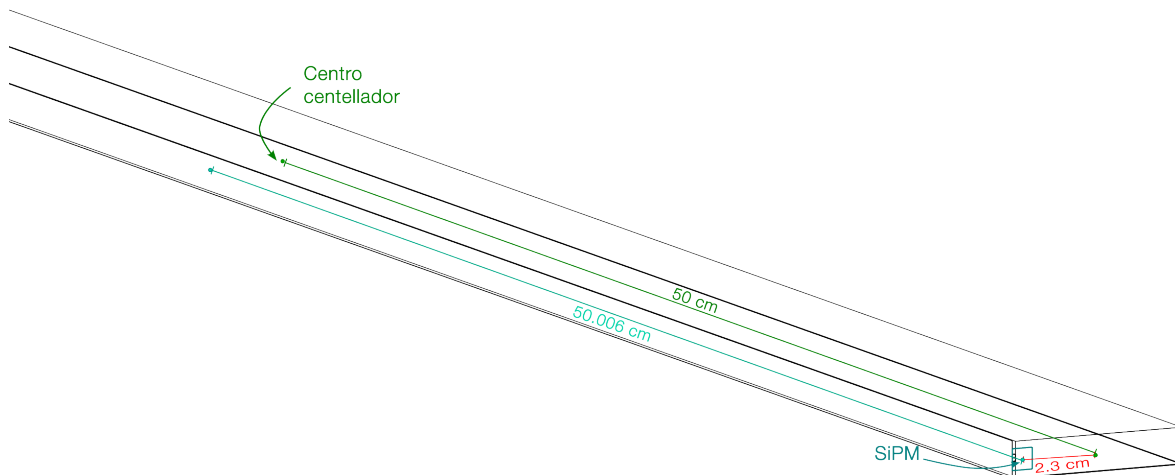


Figura 3.14: Posicionamiento de SiPM en la dirección Z.

A 10 cm encima de la capa B se ubicó el absorbedor de acero. La carta de intención plantea que tenga un grosor de 70 cm. Al mismo tiempo, para cumplir su función de filtrar cualquier tipo de partícula excepto muones cargados, se propuso que las longitudes diferentes al grosor serían tales que cubrirían de forma exacta a las capas del módulo del MID, es decir, que el absorbedor cubra un área igual a la de las capas A y B. Así, el absorbedor tendrá las siguientes longitudes:

- Longitud en X: 0.5 m.
- Longitud en Y: 0.35 m.
- Longitud en Z: 0.5 m.

La posición de su centro respecto al origen del mundo solo implicó una magnitud a lo largo del eje Y para que estuviese centrado con las capas A y B. Para calcular esta posición se sumó la longitud que abarca la capa A (0.52 cm), la capa B (1.04 cm) y su separación (20 cm), más la separación entre la capa B y el absorbedor de 10 cm y, por último, la longitud media a lo largo del eje Y del absorbedor de 35 cm, dando así $20 + 1.04 + 0.52 + 10 + 35$ cm desde el origen. Con esto, el lugar del absorbedor de acero estuvo dado por la ecuación 3.13.

$$(0, 66.56, 0) \quad [\text{cm}] \quad (3.13)$$

Cabe señalar que se sumó $1.04 + 0.52$, pues se consideró el ancho del mylar de la capa B y la mitad del ancho del mylar de la capa A, ya que A está centrado justo en el origen, lo que se puede observar en la figura 3.15. Con esto y lo anteriormente dicho, el arreglo experimental fue el mostrado en la figura 3.16.

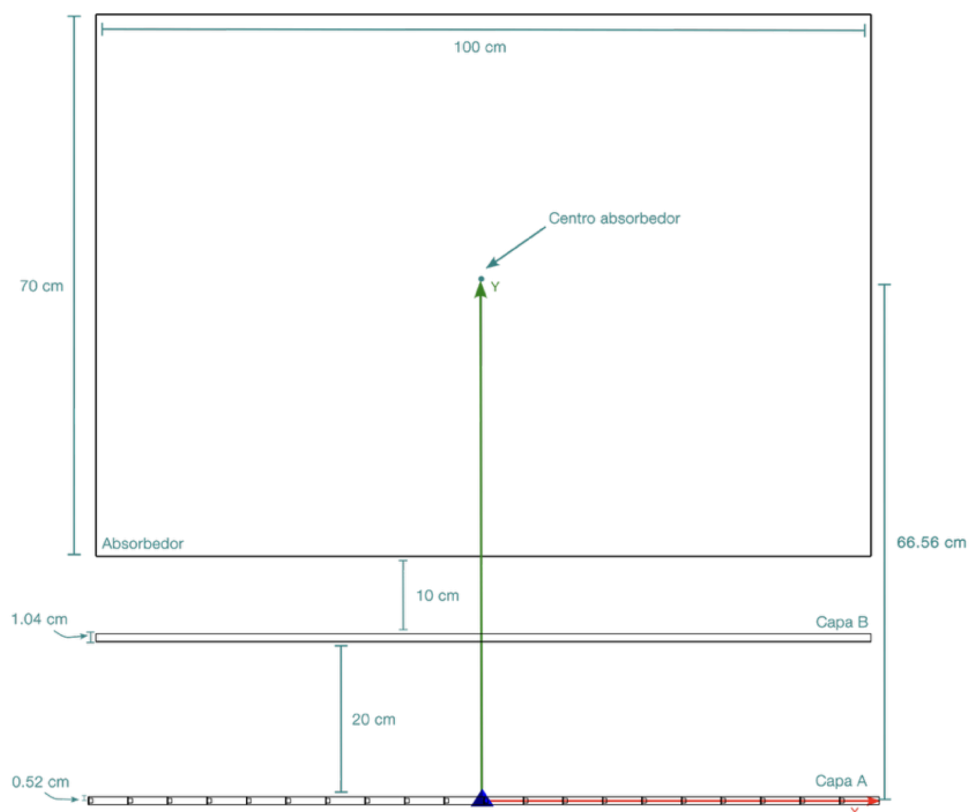


Figura 3.15: Posición y dimensiones del absorbedor.

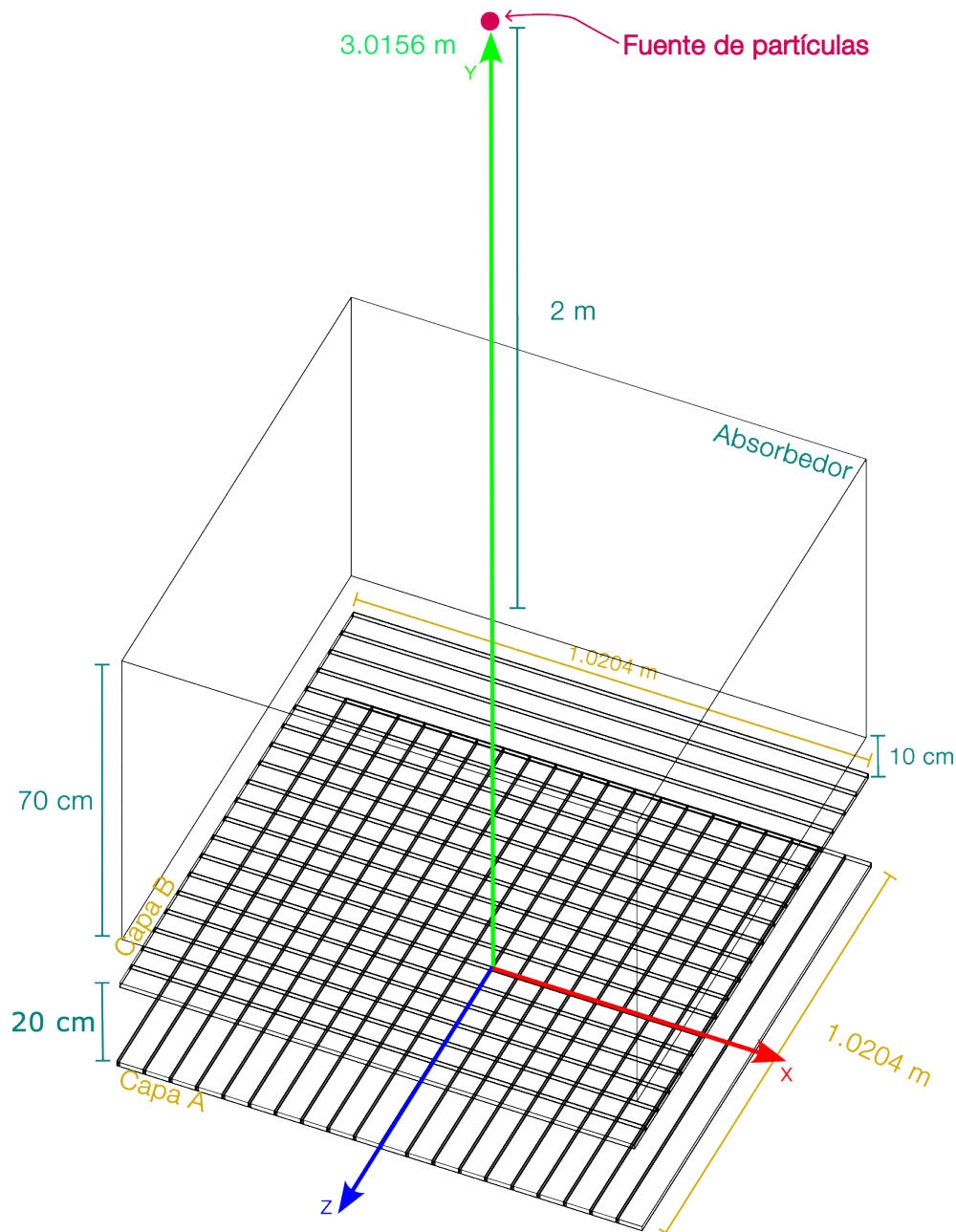


Figura 3.16: Arreglo completo del módulo del MID.

3.1.2. Características físicas de los materiales

Una vez instaurado el arreglo experimental, se tuvo que establecer los aspectos físicos de la simulación. Como se mencionó en la sección 3.0.1, Geant4 nos permite fijar ciertas características con el fin de ahorrar cálculos en la simulación. Para este proyecto, la física de la propagación de partículas en diferentes medios como el aire, hierro, plástico centellador y las fibras ópticas estuvo definida por el uso de modelos particulares, dado que Geant4 no tiene un único algoritmo para simular procesos y partículas en todos los rangos de energía. Por lo tanto, una combinación de modelos físicos es lo usualmente empleado para realizar simulaciones, abarcando el rango de energía necesario depen-

diendo del tipo de trabajo que se quiere desarrollar. Los modelos son administrados por la clase obligatoria *Physics List*, la cual permite al usuario declarar listas físicas según las necesidades. Cada una de las listas se encarga de simular de diferentes fenómenos. Estas listas permiten caracterizar las trayectorias de las partículas con procesos físicos de tal forma que interactúen adecuadamente con la geometría y los medios. Por lo tanto, se establecieron las listas físicas para simular los procesos relacionados con este proyecto, que son muones/piones y el aire, hierro, plástico centellador, mylar y los fotones con las fibras ópticas.

Para las simulaciones de interacciones hadrónicas, en específico, interacciones hadrón-núcleo, se utilizó la lista FTFP_BERT_HP. Esta es la lista más usada en aplicaciones de altas energías en Geant4 y consiste en modelos que simulan procesos elásticos e inelásticos de hadrones como los piones, protones y neutrones. Sus siglas hacen referencia al modelo Fritiof (FTF) y Bertini (BERT) los cuales cubren un rango de energía de 4 GeV - 100 TeV y de 0 a 5 GeV respectivamente. La letra P en FTFP hace referencia a la implementación de otro modelo, el modelo Precompound, el cual se encarga de desexcitar al núcleo después de haber interactuado con los hadrones [32]. Por otro lado, HP significa que se está considerando la propagación de neutrones con mayor precisión (*High Precision*) que otros modelos, con el fin de describir dispersión [33].

Al abarcar el rango de energía de este proyecto mencionado en la sección 1.4, el modelo Bertini es de mayor importancia para el presente trabajo. Bertini consiste en un modelo de cascada intranuclear, esto es, que los hadrones interactúan con los nucleones (protones o neutrones) dentro del núcleo. Este modelo resuelve en promedio la ecuación de Boltzmann; hay que recordar que esta ecuación describe la distribución de partículas en un medio, en este caso, el transporte de partículas en el medio del núcleo que se considera como un gas [34]. Para que este marco sea válido, el tamaño efectivo del nucleón debe ser pequeño y el número de colisiones también debe ser bajo. Por lo tanto, para simular las interacciones de bariones y mesones con los núcleos de moléculas de aire, átomos de hierro y los polímeros de los centelladores, el modelo FTFP_BERT_HP era el indicado.

Para simular los procesos de muones con los diferentes medios, sólo fue necesaria una lista que permitiera la representación de interacciones electromagnéticas, debido al carácter leptónico de los muones. La forma en que interactúan los muones es principalmente a través de la pérdida de energía mediante ionización, un fenómeno explicado por la fuerza electromagnética y que se debe a sus características (masa mayor que la del electrón). La lista predeterminada y más usada para esta clase de fenómenos es G4EmStandardPhysics, que está enfocada en la física de altas energías y abarca un amplio rango energético, de 120 keV a 100 TeV, así como partículas como

γ , e^+ , e^- , μ^+ , μ^- , π^+ , π^- , p , τ^+ , τ^- , etc. Dentro de esta lista existe un modelo que se encarga de reproducir la ionización de muones, `MuBetheBlochModel`, el cual es usado para μ a partir de energías de 200 keV y se basa en la ecuación de Bethe-Bloch [35].

Por último, otra lista fundamental para este trabajo fue `G4OpticalPhysics`, la cual está relacionada con los procesos ópticos que suceden dentro de los centelladores al producir fotones por la ionización y las fibras ópticas que transportan a estas partículas hacia los detectores SiPM. `G4OpticalPhysics` fue la encargada de describir cómo los fotones eran generados y los fenómenos con los que estos interactúan con los medios. `Geant4` considera a los fotones como *Optical photons* y son aquellos que fueron producidos por el efecto Cerenkov o el centelleo. `G4OpticalPhysics` permite a los fotones interactuar a través de su absorción, la dispersión de rayleigh, el cambio de fase o Wave-length shifting y la dispersión de frontera [8].

`G4OpticalPhysics` contuvo todos los procesos ópticos ya mencionados, pero eso solo fue la mitad del trabajo para simular fenómenos de esta naturaleza. La otra parte fundamental fue la definición de las propiedades ópticas de los medios, en este caso, de los centelladores y las fibras, mediante objetos propios de `Geant4`. Comenzando por los centelladores, se consideró que fueran de carácter lineal por simplicidad, esto es, que el número de fotones que produjeran sería proporcional a la energía ionizante depositada en el material. A esta relación de fotones-energía se le conoce como *scintillation yield* y se especificó con la propiedad de nombre `SCINTILLATIONYIELD`. Este objeto calculó el número de fotones generados al multiplicar el *yield factor* por la energía total depositada en el centellador. El *yield factor* es una cantidad que el usuario debe declarar, y para este proyecto, al basarse en los centelladores BC-404, tuvo una magnitud de $\approx 10 - 11 \text{ keV}$, lo cual quiere decir que se producirán diez u once fotones por cada keV de energía depositada [36]. Para darle un carácter más realista, los fotones generados se asignaron con una distribución de Poisson donde el promedio es el número de fotones obtenidos del *yield factor*, y al mismo tiempo, σ depende de un factor llamado `RESOLUTIONSCALE` que establecería un grado de fluctuación donde 0 es ausencia de esta; en este proyecto se usó una σ de 1.

Por otro lado, otras propiedades de los centelladores declaradas fueron la distribución de sus tiempos de emisión y su espectro de emisión. Respecto a los tiempos, se definieron dos valores, el tiempo de decaimiento (*decay time*) de los fotones con el objeto `SCINTILLATIONTIMECONSTANT1` y el tiempo de emisión (*rise time*) con `SCINTILLATIONRISETIME1`. En cuanto al espectro de emisión, este estuvo descrito por `SCINTILLATIONCOMPONENT1` y puede verse en la figura 3.17. Todas estas cantidades se muestran en el cuadro 3.1. También, en el código 3.1 se muestra el código

correspondiente a las propiedades de centelleo en Geant4.

Otras propiedades ópticas importantes mostradas en la tabla fueron el índice de refracción establecido por RIDEX y la longitud de atenuación indicada por ABSLENGTH [37]. Estas dos cantidades así como SCINTILLATIONCOMPONENT1 dependen de la energía, por lo que se definió un vector de posibles valores de tal forma que abarcara los espectros de emisión del centellador y de las fibras ópticas, lo cual se calculó con la relación $E = \frac{hc}{\lambda}$ y puede verse en el código 3.1 como *energy_test*.

Cuadro 3.1: características ópticas de BC-404.

Propiedades de centelleo de BC-404	
Light Output, %	68
Rise Time, ns	0.7
Decay Time, ns	1.8
Refractive Index	1.58
Wavelength Of Max. Emission, ns	408
Bulk Light Attenuation Length	160
Material	G4_PLASTIC_SC_VINYLTOLUENE

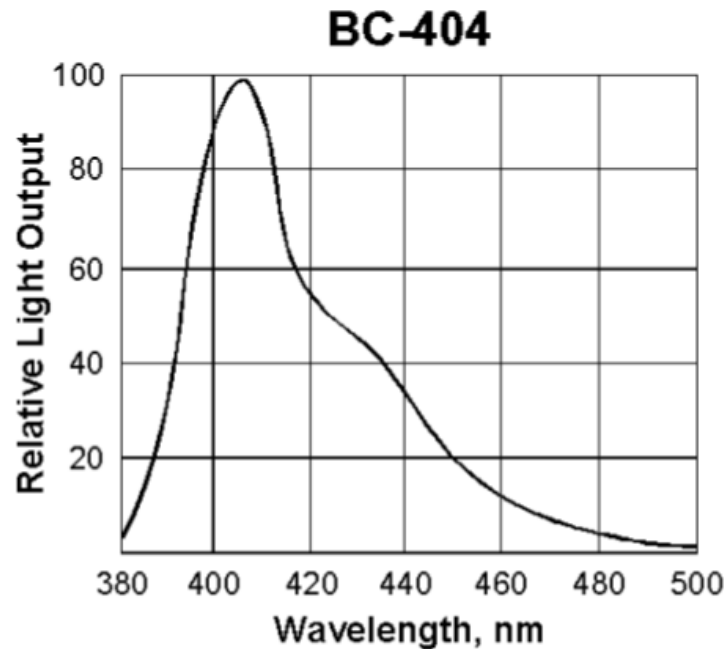


Figura 3.17: Espectro de emisión de centellador BC-404.

Respecto a las fibras ópticas tipo WLS, como se comentó en la sección 2.3, absorben luz con una longitud de onda y la remiten con otra diferente. Por otro lado, gracias a G4OpticalPhysics, Geant4 permite la simulación del fenómeno de wavelength-shifting,

lo que implicó declarar las propiedades de las fibras de tal forma que cumplieran con el cambio de longitud de onda. Las principales fueron WLSABSLENGTH y WLSCOMPONENT. La primera describió la longitud de atenuación, es decir, la distancia máxima que puede recorrer un fotón dentro de la fibra antes de ser absorbido. Se usó esta característica tal que se filtraran fotones con ciertas longitudes de onda - energías que no se deseaba que se reemitieran. La segunda, WLSCOMPONENT, precisó el espectro de emisión del material mediante probabilidades, o sea, se impuso a los fotones que tuvieran cierta energía o longitud de onda, tal que fueran más probables a emitir [38]. Con estas características se garantizó que las fibras simuladas emitieran fotones en el mismo rango de longitud de onda que sus contrapartes reales, las fibras Kuraray Y-11(200). Dichas fibras tienen su pico de emisión en 476 nm y de absorción en 430 nm , es decir, emiten en su mayoría fotones con una $\lambda = 476 \text{ nm}$ y absorben casi en su totalidad fotones con $\lambda = 430 \text{ nm}$. Al comparar con el rango de emisión de los centelladores de figura 3.17, las fibras tomarán casi en su totalidad los fotones generados dentro de los plásticos y los reemitirán; tomarán el color azul-morado y lo convertirán en verde [39]. Hubo otras cantidades para caracterizar a las fibras como su índice de refracción, que fue determinado por RINDEX y WLSTIMECONSTANT que representó el retraso entre la absorción y re-emisión. Todo lo anterior se resume en la tabla 3.2.

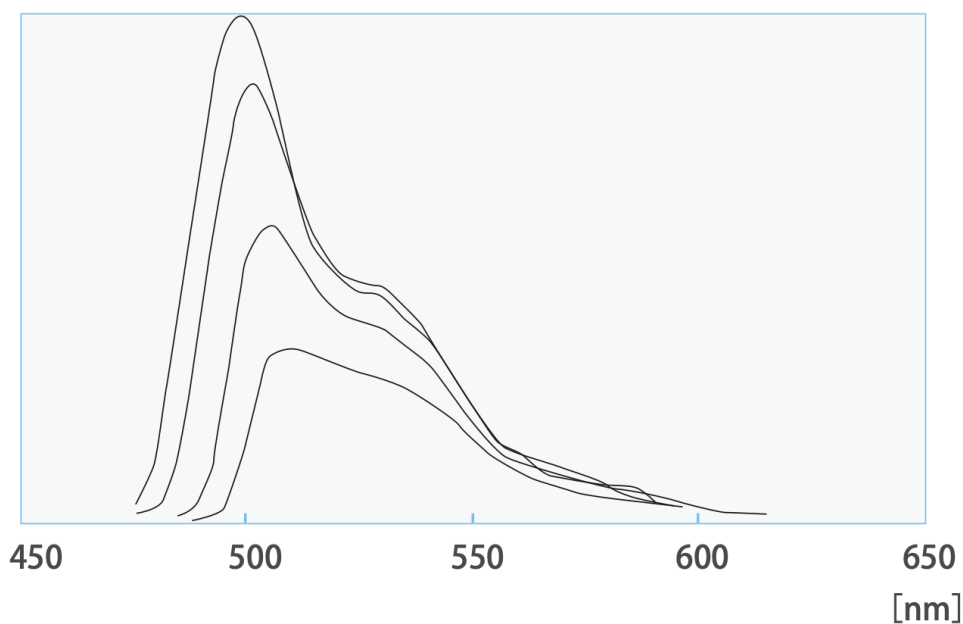


Figura 3.18: Espectro de emisión de fibras Kuraray Y-11(200).

Propiedades de fibras WLS Kurary Y-11(200)	
Color	Verde
Emission peak, nm	476
Absorption peak, nm	430
Refractive Index	1.60
Attenuation Length, m	> 3.5
Material	G4_POLYSTYRENE

Cuadro 3.2: características ópticas de fibras WLS Kurary Y-11(200).

Cabe mencionar que también se definieron propiedades para el medio del mundo geométrico hecho de aire, para el mylar y para el recubrimiento de la fibra. Para estos tres objetos se declaró su índice de refracción con RINDEX siendo 1, 1.655 y 1.49 respectivamente.

Por último, cómo las fibras, centelladores y el mylar son objetos que los fotones atravesarán o serán reflejados, se tuvo que especificar la naturaleza de las superficies, es decir, declarar el modelo para simular las interacciones de los fotones en las interfaces de estos materiales. A estas interacciones se les conoce como procesos de frontera y están especificados por lo que Geant4 llama *OpticalSurface*. En el caso de los procesos de frontera entre los materiales:

- centelladores-aire
- aire-fibras
- centelladores-fibras
- núcleo-recubrimiento de fibras

se usó al método *LogicalBorderSurface*. Para aplicar este método, primero se debe definir el carácter de conductividad eléctrica de las superficies; en este proyecto todas fueron superficies dieléctricas. Por otro lado, se tenía que especificar la naturaleza óptica de las superficies, lo cual llevó a usar dos opciones de acabado, *polished* y *ground*. En el caso de *polished* significó que las superficies eran completamente lisas, mientras que *ground* implicó cierta rugosidad. En las superficies centelladores-aire y aire-fibras se usó el acabado rugoso para simular imperfecciones que se llegan a tener en la realidad, mientras que para las superficies centelladores-fibras y núcleo-recubrimiento se usó el acabado pulido para permitir la completa transmisión de fotones. El siguiente parámetro fue el modelo de cálculo de reflexiones. Existen diferentes modelos para diferentes propósitos, pero en este proyecto se decidió usar el modelo Glisur, el cual fue originalmente usado en la versión anterior de Geant4 (Geant3) debido a su sencillez en cálculos y, por lo tanto, velocidad [38]. Respecto al mylar, se usó otro método llamado

logicalSkinSurface para darle la propiedad reflejante que evitará que escapen fotones de los centelladores. Al igual que *LogicalBorderSurface*, *logicalSkinSurface* necesitó declarar la conductividad y acabado, así como el modelo. En este caso, se definió como dieléctrico, acabado pulido y se usó el modelo glisur.

```

1 // CENTELLADOR
2 std::vector<G4double> wavelength = {499.83,496.62,491.92,487.22,
3 482.51,477.81,473.10,468.40,463.69,458.99,454.28,449.58,445.30,
4 441.45,438.03,434.18,429.69,425.20,417.03,415.36,414.08,413.22,
5 412.53,411.60,410.66,409.80,408.53,405.80,402.75,400.18,399.32,
6 397.27,396.33,395.48,394.62,394.28,392.91,392.27,391.41,390.34,
7 389.70,388.42,386.63,384.57,381.58,380.31};
8
9 std::vector<G4double> lightOutput = {2.55,2.56,2.97,3.59,4.40,
10 5.49,6.938.52,10.68,13.38,17.07,21.41,26.21,31.27,36.04,40.53,
11 45.23,49.04,53.41,58.78,63.62,68.61,73.05,78.28,83.01,88.07,
12 92.45,96.07,99.46,96.00,91.32,86.66,80.18,73.98,69.53,64.76,
13 58.40,50.56,44.59,38.14,33.28,29.14,23.55,17.68,12.13,6.27,4.06};
14
15 std::vector<G4double> energy;
16 std::vector<G4double> RI;
17 std::vector<G4double> fraction;
18 std::vector<G4double> absSC;
19
20 G4double RefIndex=1.58;
21 G4double AbsSC = 160.*cm;
22
23
24 for (size_t i = 0; i < wavelength.size(); ++i) {
25
26     G4double Energy = 1.239841939 * eV / (wavelength[i] / 1000);
27
28     G4double normalizedLightOutput = lightOutput[i] / 100;
29
30     energy.push_back(Energy);
31
32     fraction.push_back(normalizedLightOutput);
33
34     RI.push_back(RefIndex);
35
36     absSC.push_back(AbsSC);
37
38 }
39
40
41 plastic = nist->FindOrBuildMaterial("G4_PLASTIC_SC_VINYLTOLUENE");
42 G4MaterialPropertiesTable *prop=new G4MaterialPropertiesTable();
43
44 prop->AddProperty("RINDEX",energy, RI,numberOfEntries);

```

```
45 prop->AddProperty("SCINTILLATIONCOMPONENT1",energy ,
46 fraction ,numberOfEntries);
47 prop->AddConstProperty("SCINTILLATIONTIMECONSTANT1", 1.8*ns);
48 prop->AddConstProperty("SCINTILLATIONRISETIME1", 0.7*ns);
49 prop->AddConstProperty("SCINTILLATIONYIELD", 10.666666/keV);
50 prop->AddConstProperty("RESOLUTIONSCALE", 1.);
51 plastic->SetMaterialPropertiesTable(prop);
52
53 //FIBRAS
54
55 std::vector<G4double> energy_test = {
56     2.00 * eV, 2.03 * eV, 2.06 * eV, 2.09 * eV, 2.12 * eV, 2.15 * eV,
57     2.18 * eV,
58     2.21 * eV, 2.24 * eV, 2.27 * eV, 2.30 * eV, 2.33 * eV, 2.36 * eV,
59     2.39 * eV,
60     2.42 * eV, 2.45 * eV, 2.48 * eV, 2.51 * eV, 2.54 * eV, 2.57 * eV,
61     2.60 * eV,
62     2.63 * eV, 2.66 * eV, 2.69 * eV, 2.72 * eV, 2.75 * eV, 2.78 * eV,
63     2.81 * eV,
64     2.84 * eV, 2.87 * eV, 2.90 * eV, 2.93 * eV, 2.96 * eV, 2.99 * eV,
65     3.02 * eV,
66     3.05 * eV, 3.08 * eV, 3.11 * eV, 3.14 * eV, 3.17 * eV, 3.20 * eV,
67     3.23 * eV,
68     3.26 * eV, 3.29 * eV, 3.32 * eV, 3.35 * eV, 3.38 * eV, 3.41 * eV,
69     3.44 * eV,
70     3.47 * eV};
71
72 std::vector<G4double> RIndexFiber = { 1.60, 1.60 };
73
74 std::vector<G4double> AbsFiber = {
75     5.40 * m, 5.40 * m, 5.40 * m, 5.40 * m, 5.40 * m, 4.60 * m, 4.60
76     * m,
77     4.60 * m, 4.60 * m, 4.60 * m, 4.60 * m, 4.60 * m, 4.60 * m, 4.60
78     * m,
79     4.00 * m, 4.00 * m, 4.00 * m, 3.60 * m, 3.60 * m, 3.60 * m, 3.60
80     * m,
81     3.60 * m, 3.51 * m, 3.51 * m, 3.51 * m, 3.51 * m, 1.00 * m, 1.00
82     * m,
83     1.00 * m, 1.00 * m, 1.00 * m, 1.00 * m, 1.00 * m, 1.00 * m, 1.00
84     * m,
85     1.00 * m, 1. * mm, 1. * mm, 1. * mm, 1. * mm, 1. * mm, 1. * mm,
86     1. * mm,
87     1. * mm, 1. * mm, 1. * mm, 1. * mm, 1. * mm, 1. * mm, 1. * mm,
88     1. * mm};
89
90 std::vector<G4double> EmissionFiber = {
91     0.05, 0.10, 0.30, 0.50, 0.75, 1.00, 1.50, 1.85, 2.30, 2.75,
92     3.25, 3.80, 4.50, 5.20, 6.00, 7.00, 13.50, 14.70, 15.1, 17.00,
```

```

81     16.9, 16.0, 7.8, 6.3, 4.1, 3.0, 2.0, 1.0, 1.0, 0.9,
82     0.1, 1.00, 1.50, 1.00, 0.05, 0.00, 0.00, 0.00, 0.00, 0.00,
83     0.00, 0.00, 0.00, 0.00, 0.00, 0.00, 0.00, 0.00, 0.00, 0.00};
84
85     vector<G4double> RIndexCladding = {1.49, 1.49};
86     std::vector<G4double> absClad = { 20.0 * m, 20.0 * m };
87
88     fiber_core = nist->FindOrBuildMaterial("G4_POLYSTYRENE");
89     cladding = new G4Material("PMMA", 1.19*g/cm3, 3); //C,O,H
90
91     G4MaterialPropertiesTable *propfiber=new G4MaterialPropertiesTable();
92     G4MaterialPropertiesTable *propcladding=new
93         G4MaterialPropertiesTable();
94
95     propfiber->AddProperty("RINDEX", energy_test, RIndexFiber);
96     propfiber->AddProperty("WLSABLENGTH", energy_test, AbsFiber);
97     propfiber->AddProperty("WLSCOMPONENT", energy_test, EmissionFiber );
98     propfiber->AddConstProperty("WLSTIMECONSTANT", 0.5*ns);
99     propcladding->AddProperty("RINDEX", energy_test, RIndexCladding);p
100    propcladding->AddProperty("ABLENGTH", energy_test, absClad);
101    fiber_core->SetMaterialPropertiesTable(propfiber);
102    cladding->SetMaterialPropertiesTable(propcladding);
103
104    //MUNDO Y MYLAR
105    G4double RIWorld = 1.0;
106    G4double Reflectivity = 0.9999;
107    G4double Rindexmylar = 1.655;
108
109    worldMaterial = nist->FindOrBuildMaterial("G4_AIR");
110    mylarMaterial = nist->FindOrBuildMaterial("G4_MYLAR");
111
112    G4MaterialPropertiesTable *propworld=new G4MaterialPropertiesTable();
113    G4MaterialPropertiesTable *propmylar=new G4MaterialPropertiesTable();
114
115    propworld->AddProperty("RINDEX",energy, rindexWorld,numberOfEntries);
116    mirror->AddProperty("REFLECTIVITY", energy, reflectivity);
117    propmylar->AddProperty("RINDEX",energy, rindexmylar,numberOfEntries);
118
119    worldMaterial->SetMaterialPropertiesTable(propworld);
120    mirrorsurface->SetMaterialPropertiesTable(mirror);
121    mylarMaterial->SetMaterialPropertiesTable(propmylar);

```

Listing 3.1: Definición de propiedades ópticas del plástico y fibras en Geant4

```

1     mirrorsurface = new G4OpticalSurface("mirrorsurface");
2     mirrorsurface->SetType(dielectric_dielectric);
3     mirrorsurface->SetFinish(polishedfrontpainted);
4     mirrorsurface->SetModel(unified);
5

```

```

6 / ===== Optical surface (CORE-CLADDING) =====
7 op_surface_core_clad = new G4OpticalSurface("CoreCladSurface");
8 op_surface_core_clad->SetType(dielectric_dielectric);
9 op_surface_core_clad->SetFinish(polished);
10 op_surface_core_clad->SetModel(glisur);
11
12 // ===== Optical surface (CLADDING-BAR) =====
13 op_surface_bar_clad = new G4OpticalSurface("BarCladSurface");
14 op_surface_bar_clad->SetType(dielectric_dielectric);
15 op_surface_bar_clad->SetFinish(polished);
16 op_surface_bar_clad->SetModel(glisur);
17
18 // ===== Optical surface (CLADDING - AIR for A & B) =====
19 op_surface_clad_air = new G4OpticalSurface("CladAirSurface");
20 op_surface_clad_air->SetType(dielectric_dielectric);
21 op_surface_clad_air->SetFinish(ground);
22 op_surface_clad_air->SetModel(glisur);
23 G4LogicalBorderSurface* border_clad_air_A = new
    G4LogicalBorderSurface( "Border_clad_air_A",
    Physical_cladding_A, PhysicalWorld, op_surface_clad_air);
24 G4LogicalBorderSurface* border_clad_air_B = new
    G4LogicalBorderSurface( "Border_clad_air_A",
    Physical_cladding_B, PhysicalWorld, op_surface_clad_air);
25
26 // ===== Optical surface (BAR - AIR for A & B) =====
27 op_surface_bar_air = new G4OpticalSurface("BarAirSurface");
28 op_surface_bar_air->SetType(dielectric_dielectric);
29 op_surface_bar_air->SetFinish(ground);
30 op_surface_bar_air->SetModel(glisur);
31 G4LogicalBorderSurface* border_bar_air_A = new
    G4LogicalBorderSurface( "Border_bar_air_A", Physical_MID_A,
    PhysicalWorld, op_surface_bar_air);
32 G4LogicalBorderSurface* border_bar_air_B = new
    G4LogicalBorderSurface( "Border_bar_air_A", Physical_MID_B,
    PhysicalWorld, op_surface_bar_air);

```

Listing 3.2: Optical surfaces

3.1.3. Restricciones

Como se comentó en la sección 1.4, entre el haz de partículas y el absorbedor de hierro, se colocará un campo magnético uniforme de magnitud de 2 [T], que ayudará a identificar partículas por la curvatura de su trayectoria. Poner este campo en la simulación ocasionaría que las trayectorias de las partículas se vean afectadas debido a la fuerza de Lorentz; por lo tanto, la información que se obtenga a partir de estas partículas también se verá afectada. Debido a esto, se realizó un análisis para determinar cómo influye el campo magnético en los resultados de la simulación, contemplando la ausen-

cia de un campo eléctrico. Comenzando por la fuerza de Lorentz clásica, esta se puede expresar como se muestra en 3.14.

$$\begin{aligned} m \frac{d\vec{v}}{dt} &= q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \text{ si } \vec{E} = 0 \\ \Rightarrow m \frac{d\vec{v}}{dt} &= q(\vec{v} \times \vec{B}) \end{aligned} \quad (3.14)$$

donde q es la carga de la partícula, \vec{v} es su velocidad y \vec{B} es el campo magnético uniforme con el que interactúa. La fuerza, al ser perpendicular a la velocidad, conduce a que el campo magnético no realiza trabajo y, por lo tanto, la energía cinética se mantiene constante. Al mismo tiempo, por las propiedades del producto cruz y al separar la velocidad en sus componentes paralelas y perpendiculares al campo magnético en la ecuación 3.14, se obtuvo la expresión 3.15.

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{dv_{\perp}^{\vec{v}}}{dt} + \frac{dv_{\parallel}^{\vec{v}}}{dt} &= \frac{q}{m}((v_{\perp}^{\vec{v}} + v_{\parallel}^{\vec{v}})) \times \vec{B} \\ \Rightarrow \frac{dv_{\perp}^{\vec{v}}}{dt} + \frac{dv_{\parallel}^{\vec{v}}}{dt} &= \frac{q}{m}(v_{\perp}^{\vec{v}} \times \vec{B} + v_{\parallel}^{\vec{v}} \times \vec{B}) \\ \Rightarrow \frac{dv_{\perp}^{\vec{v}}}{dt} + \frac{dv_{\parallel}^{\vec{v}}}{dt} &= \frac{q}{m}(v_{\perp}^{\vec{v}} \times \vec{B} + \vec{0}) \\ \therefore \frac{dv_{\parallel}^{\vec{v}}}{dt} &= \vec{0} \wedge \frac{dv_{\perp}^{\vec{v}}}{dt} = \frac{q}{m}(v_{\perp}^{\vec{v}} \times \vec{B}) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Esto quiere decir que la dirección de la aceleración de la partícula es la misma que la dirección de la fuerza y siempre perpendicular a la velocidad y al campo magnético, lo que implica un movimiento circular en el plano formado por \vec{v} y \vec{F} . Además, como el cambio respecto al tiempo de la componente paralela de la velocidad al campo (v_{\parallel}) es cero, entonces $v_{\parallel}^{\vec{v}}$ debe ser constante en la misma dirección del campo. Como resultado, la partícula se mueve de forma helicoidal en la misma dirección o en dirección contraria a la del campo magnético, dependiendo del signo de la carga. Para el caso relativista, este resultado se modifica muy poco, solamente se cuenta con la masa relativista [40], y al recordar el movimiento circular uniforme, la aceleración puede verse como la aceleración centrípeta, dando así la expresión 3.16, que puede observarse en la figura 3.19.

$$\begin{aligned} \frac{v_{\perp}^2}{r_c} &= \frac{q}{m}(v_{\perp} B) \\ \Rightarrow r_c &= \frac{m v_{\perp}}{qB} \\ \Rightarrow r_c &= \frac{p_{\perp}}{qB} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Es por esta razón que habrá cambios en las trayectorias de las partículas en la simulación. Por otra parte, en la carta de intención se plantea que el campo magnético estará en la dirección \hat{z} , es decir, a lo largo del haz de partículas. Además, el momento transversal p_T se define como la componente del momento de la partícula que es transversal al haz, esto lleva a $\vec{p}_T \perp \vec{B}$. A partir de esto, el momento transversal será la componente del momento que se encuentra sobre el plano XY, lo que implica que $p_T = p_{\perp}$.

$$r_c = \frac{p_T}{qB} \quad (3.17)$$

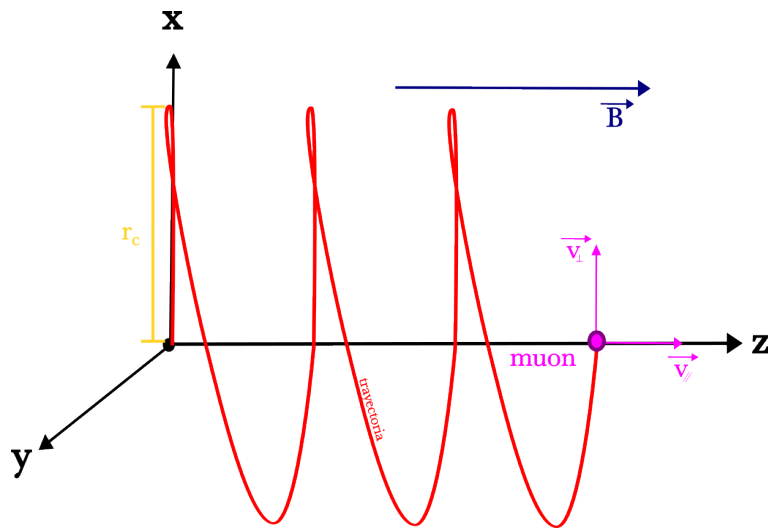


Figura 3.19: Trayectoria helicoidal de un muon debido a la fuerza Lorentz.

Esta ecuación 3.17 tomó otra forma al analizar las unidades. Usualmente, en el ámbito de la física de altas energías, p_T estaría en términos de GeV/c , el campo en T y la carga en unidades de la carga del electrón. Se buscó que el radio de curvatura estuviese en m , por lo tanto, fue necesario encontrar equivalencias entre las unidades de las cantidades involucradas en 3.17.

$$\begin{aligned}
1 [eV] &\approx 1.60218 \times 10^{-19} [J] \rightarrow [kg \frac{m^2}{s^2}], \\
c &= 2.998 \times 10^8 [\frac{m}{s}], \\
1 [T] &= 1 \left[\frac{kg}{C s} \right], \\
e &\approx 1.60218 \times 10^{-19} [C], \\
\frac{p_T [GeV/c]}{qB [C] [kg/C s]} &= \frac{p_T (1 \times 10^9)(1.60218 \times 10^{-19})[kg \frac{m^2}{s^2}]}{q(1.60218 \times 10^{-19}) [C] (2.998 \times 10^8) [\frac{m}{s}] B [\frac{kg}{C s}]} \\
&= \frac{p_T (1 \times 10^9)}{q (2.998 \times 10^8) B} [m] \\
\Rightarrow r_c &= \frac{p_T}{q B (0.2998)} [m] \tag{3.18}
\end{aligned}$$

La ecuación 3.18 muestra la relación directamente proporcional entre el radio de curvatura de la trayectoria provocado por la fuerza de Lorentz y el momento transversal de las partículas, lo que lleva también a una relación del mismo tipo entre el radio de curvatura y la cantidad $\frac{m}{q}$, que es precisamente lo que permite la identificación de partículas. Además, existe una relación inversamente proporcional de r_c con la magnitud del campo magnético. Esto implica que, entre mayor sea la magnitud de \vec{B} , el radio de curvatura será más pequeño. La conclusión anterior llevó a un cuestionamiento sobre el radio de curvatura mínimo requerido para que las partículas lleguen a interactuar con el módulo MID.

Para obtener dicho radio de curvatura mínimo, se consideró primero el MID completo. Este puede pensarse como un cilindro hueco compuesto por el absorbedor y las dos capas de detectores de muones. Por la figura 1.6, el MID tendría un radio interno igual a dos metros, que es donde comienza el absorbedor, al medir desde el haz de partículas. Si se desea que cualquier partícula llegue a interactuar con el absorbedor después de haber pasado primero por el campo magnético, el radio mínimo de curvatura sería de 1 m, según la figura 3.20. El momento transversal necesario para tener ese radio de curvatura se obtuvo con la ecuación 3.19.

$$\begin{aligned}
p_T &= r_c q B (0.2998) \\
p_T &= (1)(1)(2)(0.2998) \\
p_T &\approx 0.6 \left[\frac{GeV}{c} \right] \tag{3.19}
\end{aligned}$$

Por otra parte, se debe recalcar que las simulaciones de este proyecto son para un solo

módulo del MID, por lo que el radio de curvatura mínimo debe ser tal que permita a las partículas interactuar con la capa A de centelladores; si una partícula llega a A, eso implica que necesariamente pasó por B, y como consecuencia, hubo interacción en ambas capas, lo cual es algo que se desea que suceda en los eventos. Para obtener el r_c mínimo para este caso, se necesitó información sobre las distancias entre la fuente de las partículas, también llamada *particle gun*, y los centelladores. Por la sección 3.1.1, sabemos que la distancia entre el *particlegun* y la superficie de la capa A de centelladores es de 301.04 cm. Además, la posición del *particlegun* está justo encima del centro de las capas A y B, que forman dos cuadrados de lados de 1 m. Por otro lado, la trayectoria de las partículas debía ser tal que las partículas pudieran atravesar cualquier barra centelladora de A a partir del origen (0, 0, 0) hasta los extremos del cuadrado que es la capa A, es decir, que pase por cualquier punto en los rangos [-50, 50] cm del eje X, o en [-50, 50] cm del eje Z y en [-0.5, 0.5] cm del eje Y. Por ejemplo, un punto de impacto que se consideraría como válido para obtener información sería el (50, 0, 0.3) cm. Este punto sería un caso límite, pues está justo en los límites de la dimensión X de la capa A. Otro ejemplo: el punto (51, 0, 0.5) cm ya no sería considerado, pues se encuentra fuera de los límites de la capa A. Otras situaciones de este tipo pueden verse en la figura 3.21.

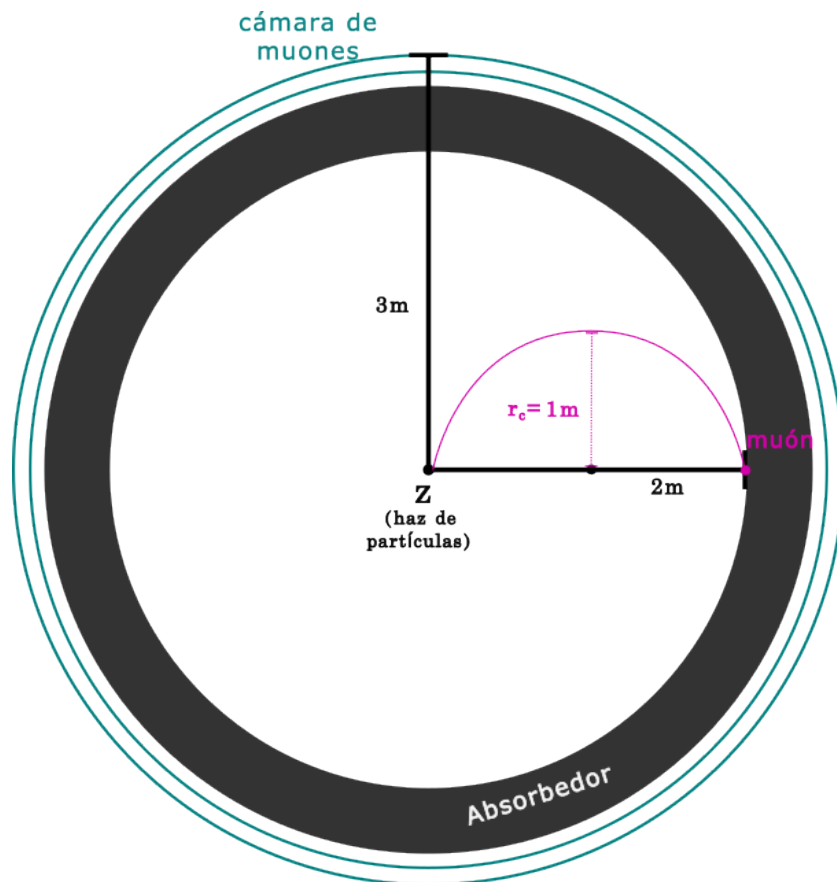


Figura 3.20: Radio de curvatura mínimo si se considera todo el MID.

Una vez obtenida la información de las distancias en el módulo del MID, se calculó el

r_c mínimo a partir de considerar la trayectoria de un muón en forma de circunferencia, cuyo centro (x_0, y_0) sería el punto $(\pm r, 301.04, 0)$ cm, donde r sería el radio de curvatura. La figura 3.22 muestra las distancias antes mencionadas.

$$\begin{aligned}
(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 &= r^2 \\
\Rightarrow (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 &= r_c^2 \\
x_0 &= r_c \\
(x - r_c)^2 &= r_c^2 - (y - y_0)^2 \\
x^2 - 2xr_c + r_c^2 &= r_c^2 - (y - y_0)^2 \\
x^2 + (y - y_0)^2 &= 2xr_c \\
\frac{x^2 + (y - y_0)^2}{2x} &= r_c
\end{aligned} \tag{3.20}$$

A partir de 3.20, se encontró el r_c mínimo, teniendo en cuenta a (x, y) como el punto $x = \pm 0.5$ m y $y = 0$ cm, y al asumir que pertenecía a la circunferencia $(x - r_c)^2 + (y - y_0)^2 = r_c^2$. Dicho punto indica una interacción en los límites de la capa A. Así, con los valores ya conocidos de x_0 y y_0 , se obtuvo el resultado de la ecuación 3.21.

$$\begin{aligned}
\frac{x^2 + (y - y_0)^2}{2x} &= r_c \\
\Rightarrow \frac{(\pm 0.5)^2 + (0 - 3.0104)^2 [m^2]}{2(0.5) [m]} &= r_c \\
\frac{0.25 + 9.0625 [m^2]}{1 [m]} &= r_c \\
9.3125 [m] &= r_c
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Esto quiere decir que el radio de curvatura mínimo para que una partícula pueda pasar por ambas capas de centelladores de un módulo del MID, cuando su trayectoria se ve afectada por un campo magnético uniforme es de $r_c = 9.3125$ [m]. Con este radio, se pudo obtener el momento transverso mínimo $p_{T_{min}}$ de un muón bajo el campo magnético $B = 2$ T mediante la ecuación 3.18.

$$\begin{aligned}
r_c &= \frac{p_T}{q B (0.2998)} [m] \\
\Rightarrow p_T &= r_c q B (0.2998) [GeV/c] \\
p_{T_{min}} &= (9.3125)(1)(2)(0.2998) [GeV/c] \\
p_{T_{min}} &= 5.58377 [GeV/c]
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Pero este $p_{T_{min}}$ no cumple con el objetivo del MID de detectar muones a bajo momento

transverso tal que $p_T < 1.5$ GeV/c. A partir de esto, se planteó el siguiente cuestionamiento. Si el objetivo de este trabajo es simular un módulo del MID con el fin de evaluar su rendimiento y definir el impacto al paso de muones de bajo momento transverso como los planteados en la carta de intención de ALICE 3, ¿la presencia del campo magnético es completamente necesaria? Si se busca un estudio de las capacidades del módulo del MID, se necesita obtener el mayor número de eventos, de tal manera que los resultados sean estadísticamente válidos. La presencia del campo magnético ocasionaría que solo muones con un momento transverso menor a $p_{T_{min}}$ simplemente no lleguen a impactar a los centelladores, dado que serían desviados. Esto es limitante al considerar que se está simulando un sólo módulo del MID y no todo el detector entero. Por esta razón, se realizó un análisis de la eficiencia de detección del módulo con la presencia del campo y sin el campo.

Por otro lado, a fin de obtener datos de muones con un momento menor a 1.5 GeV/c, se anuló la presencia del campo magnético en las otras simulaciones. Al mismo tiempo, para no despreciar el efecto del campo magnético sobre las partículas que son completamente desviadas gracias a su momento transverso en todo ALICE 3, donde el radio de curvatura mínimo es de 1 m, se definió el rango de momento transverso a simular. A partir de 3.19 sabemos que el momento transverso mínimo para que un muon interactúe al menos con el absorbedor es de 0.6 GeV/c, por lo tanto, el rango a simular para el p_T fue de 0.1 a 2.5 GeV/c, en función de obtener aun más estadística realista.

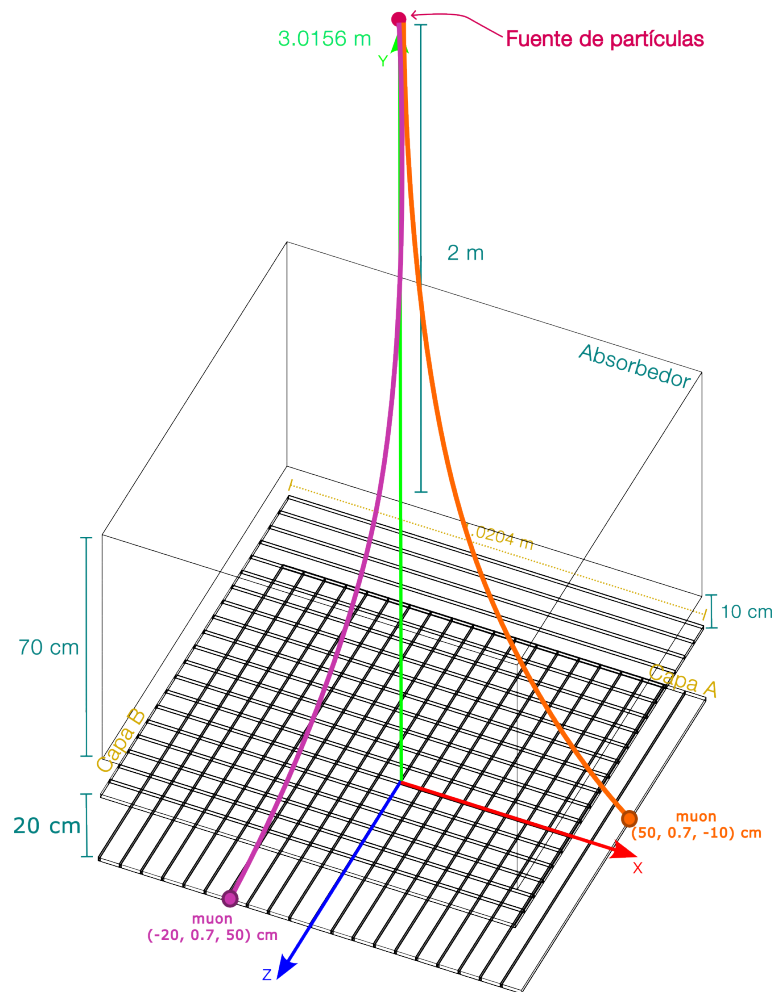


Figura 3.21: Casos de interacción al límite de la capa A del módulo del MID.

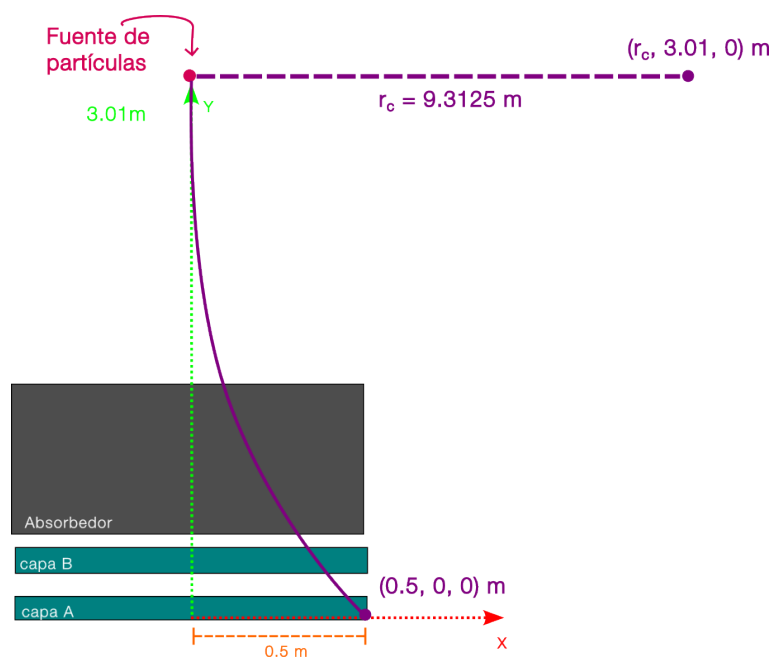


Figura 3.22: Radio de curvatura mínimo para interacción entre muon y capa A del módulo del MID.

3.2. Procesamiento de datos

En función de obtener la información necesaria para cumplir con los objetivos de este proyecto, se implementaron herramientas de código para el manejo de los datos que se obtuvieron de eventos donde interactuaron los muones, piones y partículas secundarias con los centelladores, los SiPM, etc. Dichas herramientas de código fueron parte de las clases de Geant4 conocidas como SteppingAction, EventAction y RunAction y que serán explicadas a continuación. Por otro lado, también se crearon macros para realizar el análisis de los datos de las simulaciones y que igualmente se explicarán más adelante.

Para entender los códigos, primero se debe explicar las simulaciones y la información que se desea recabar a partir de ellas. Se buscó realizar tres análisis:

- Presencia / ausencia del campo magnético
- Cambio en separación de las capas A y B del módulo
- Cambio de número de fibras en cada barra centelladora

3.2.1. Análisis de presencia de campo magnético

Como se expuso en la sección 3.1.3, la presencia del campo magnético \vec{B} en la simulación del módulo del MID representaría una pérdida de información gracias a que desvía a la mayoría de las partículas incidentes antes del absorbedor por la fuerza de Lorentz y el rango de momento de los μ y π . Para probar que la ausencia de \vec{B} permite rescatar los datos necesarios para cumplir los objetivos de este proyecto, se realizaron dos simulaciones principales. Las dos consistieron en lo siguiente:

- Simulación de diez mil eventos de $+\mu$ con $p_T \in [0,1, 2,5]$ GeV/c
- Separación de capas A y B de 20 cm
- Tres fibras WLS en cada barra
- Un SiPM por cada barra
- Absorbedor con grosor de 70 cm
- Una simulación con $|\vec{B}| = 2$ T y otra sin \vec{B} . (Una extra con $|\vec{B}| = 0,5$ T y otra sin campo y sin absorbedor).
- Las distancias entre los componentes del MID no sufrieron cambios

Para comprobar el efecto del \vec{B} se buscó obtener datos de los impactos en ambas capas del módulo por las partículas primarias, la energía depositada en ambas capas y su

momento transverso. La información del p_T de los muones lanzados se adquirió fácilmente de la clase `PrimaryGeneratorAction`, donde se definen las características de las partículas que serán disparadas[38]. Aquí se declaró explícitamente al momento de los $+\mu$ como un valor aleatorio en el rango $[0.1, 2.5]$ GeV/c. Además, en estas simulaciones las partículas fueron disparadas perpendicularmente sobre el MID, como se observa en la figura 3.16, lo que nos llevó a decir que la magnitud del momento es igual a la magnitud del momento transverso. Parte del código de `PrimaryGeneratorAction` se observa en el código 3.3. Al mismo tiempo, para guardar la información de la magnitud del momento se emplea una instancia conocida como `G4AnalysisManager` que se encarga de guardar datos en un `Ntuple`. Este objeto `Ntuple` organiza datos en forma de filas y columnas. Cada fila es un evento de la simulación y cada columna es un tipo de información; para el momento, guardó en el `Ntuple` 1 y en la fila 161.

```

1 PrimaryGeneratorAction::PrimaryGeneratorAction()
2 {
3   fParticleGun = new G4ParticleGun(1);
4   G4ParticleTable *particleTable = G4ParticleTable::GetParticleTable();
5
6   G4ParticleDefinition *particle = particleTable->FindParticle("mu+");
7   fParticleGun->SetParticleDefinition(particle);
8 }
9
10 void PrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* anEvent)
11 {
12   G4double minMomentum = 0.1;
13   G4double maxMomentum = 2.5;
14   G4double randomNumber = G4UniformRand(); //un numero aleatorio entre
      0 y 1
15   G4double momentumParticle = minMomentum + ( maxMomentum - minMomentum
      )*randomNumber;
16
17   G4ThreeVector position(0.02*m, 3.0156*m, 0.02*m);
18
19   fParticleGun->SetParticleMomentum(momentumParticle*GeV);
20   fParticleGun->SetParticlePosition(position);
21
22   G4AnalysisManager *man = G4AnalysisManager::Instance();
23   man->FillNtupleDColumn(1, 161, momentumParticle);
24 }

```

Listing 3.3: Código generación de partículas primarias

Para obtener los impactos y la deposición de energía se empleó la clase `SteppingAction`. En esta clase se obtiene la información por paso de las partículas que aparezcan en la simulación [38]. Primero se declaró a todas las barras centelladora como volúmenes sensibles al paso de las partículas; se guardaron a todas estas barras en dos vectores según

la capa a la que pertenecen. Por otro lado, en esta clase se define al puntero *step* el cual da información de la interacción de la partícula con los medios. A tal información se accede con funciones. Con las funciones *GetLogicalVolume()*, *GetTouchableHandle()* y *GetCopyNumber()* se recuperó la barra que se encuentre interaccionando con la partícula, *GetDefinition()* nos da el nombre de la partícula y *GetTotalEnergyDeposit()* da la energía total depositada por el paso de la partícula a través de la barra centelladora. Estos procedimientos se pueden ver en el código 3.4. Cabe mencionar que el nombre de la partícula se usó como una condición a la adquisición de información, pues en este análisis sólo era de interés lo obtenido de la interacción de muones (y piones para otros análisis) con los volúmenes sensibles, es decir, cualquiera de las 40 barras centelladoras. EN resumen, sólo se obtiene la información de la interacción de las partículas primarias con las barras centelladoras.

```

1 void SteppingAction::UserSteppingAction(const G4Step *step)
2 {
3     const DetectorConstruction *detectorconstruction = static_cast <
4         const DetectorConstruction* >
5         (G4RunManager::GetRunManager()->GetUserDetectorConstruction());
6
7     //Se recuperan todas las barras segun la capa
8     const std::vector<G4LogicalVolume*>& scoringVolumesA =
9         detectorconstruction->GetScoringVolumesA();
10    const std::vector<G4LogicalVolume*>& scoringVolumesB =
11        detectorconstruction->GetScoringVolumesB();
12
13    //se recupera el nombre de la partícula
14    G4ParticleDefinition* particle = step->GetTrack()->GetDefinition();
15
16    //Se obtiene la barra que interactuo con el muon/pion
17    G4TouchableHandle touchedbar =
18        step->GetPreStepPoint()->GetTouchableHandle();
19    G4LogicalVolume* barvolume =
20        touchedbar->GetVolume()->GetLogicalVolume();
21
22    if(particle->GetParticleName() == "mu+" ||
23        particle->GetParticleName() == "pi+"){
24
25        /*metodo para obtener informacion si la partícula paso
26        una barra de la capa A*/
27        if (std::find(scoringVolumesA.begin(), scoringVolumesA.end(),
28            barvolume) != scoringVolumesA.end())
29        {
30            //Se recupera el numero de barra y la energia depositeada
31            G4int copyNumA = touchedbar->GetCopyNumber();
32            G4double edep_A = step->GetTotalEnergyDeposit();
33

```

```

26     /*Se manda la informacion de energia y barra atravesada
27     a un puntero en otra clase (EventAction). La energia se
28     guarda por barra.*/
29     size_t a = distance(scoringVolumesA.begin(),
30                       find(scoringVolumesA.begin(),
31                           scoringVolumesA.end(), barvolume));
32
33     fEventAction->AddEdepA(a edep_A);
34     fEventAction->AddTraversedBar_A(copyNumA);
35 }
36
37 /*Se repite pero si hubo interaccion con alguna barra
38 de la capa B*/
39 if (std::find(scoringVolumesB.begin(), scoringVolumesB.end(),
40             barvolume) != scoringVolumesB.end())
41 {
42     G4int copyNumB = touchedbar->GetCopyNumber();
43     G4double edep_B = step->GetTotalEnergyDeposit();
44
45     size_t b = distance(scoringVolumesB.begin(),
46                       find(scoringVolumesB.begin(),
47                           scoringVolumesB.end(), barvolume));
48
49     fEventAction->AddEdepB(b, edep_B);
50     fEventAction->AddTraversedBar_B(copyNumB);
51 }

```

Listing 3.4: Obtención de impactos y energía depositada

Una vez obtenida la información de `SteppingAction`, se manda a la clase `EventAction`, donde se administran los datos que se buscan obtener por evento, en este caso, por disparo de partícula. Este cambio de clase se realiza por los punteros `fEventAction` \rightarrow `AddEdep` y `fEventAction` \rightarrow `AddTraversedBar` dependiendo si son de la capa A o B. Ya en `EventAction`, las cantidades se guardan en otros vectores para después ser usados para el análisis. En el caso de la energía, se guardaron en un vector con veinte elementos, uno por cada barra (`fEdepA` y `fEdepB`). Para el número de barra simplemente se guardaron en un vector, dependiendo si pertenece a la capa A o B (`traversed_Bars_A` y `traversed_Bars_B`). A partir de estos vectores ¹ se puede almacenar la información en el `Ntuple` para después ser analizada, como se muestra en el código 3.5.

```

1 //Acciones que se haran una vez inicie el evento.
2 void EventAction::BeginOfEventAction(const G4Event*)
3 {
4 //Inicializacion de cantidades que se usara mas adelante.
5 G4bool Hit_particle_passed_two_layers = false;

```

¹Se debe inicializar siempre en cero a estos vectores, como buena práctica de código en C++.

```
6   G4double TOTAL_Edep = 0.0;
7 }
8
9 //Acciones que se haran una vez se acabe el evento.
10 void EventAction::EndOfEventAction(const G4Event*)
11 {
12   G4AnalysisManager *man = G4AnalysisManager::Instance();
13
14   /*Deposicion de energia (MeV) por barra. Cada valor de energia por
15     barra
16     es una columna del Ntuple.*/
17   for (size_t i = 0; i < fEdepA.size(); i++){
18     man->FillNtupleDColumn(1, i, fEdepA[i]);
19   }
20
21   for (size_t j = 0; j < fEdepB.size(); j++){
22     man->FillNtupleDColumn(1, j + fEdepA.size(), fEdepB[j] );
23   }
24
25   //Energia total por ambas capas
26   for (size_t i = 0; i < fEdepA.size(); ++i) {
27     TOTAL_Edep += fEdepA[i] + fEdepB[i];
28   }
29   man->FillNtupleDColumn(1, 166, TOTAL_Edep);
30
31   //<Energia por capa
32   for(size_t i = 0; i < fEdepA.size(); ++i){
33     if(fEdepA[i] > 0){
34       man->FillNtupleDColumn(1,172,fEdepA[i]);
35     }
36   }
37
38   for(size_t i = 0; i < fEdepB.size(); ++i){
39     if(fEdepB[i] > 0){
40       man->FillNtupleDColumn(1,173,fEdepB[i]);
41     }
42   }
43
44
45
46
47
48
49   /*Se guarda la informacion de la barra que fue atravesada.
50   Capa A | ID. Si no se atraveso se guarda como -1. */
51   if (traversed_Bars_A.empty()) {
52     man->FillNtupleDColumn(1, 163, -1);
```

```

53 } else {
54     for (auto bar : traversed_Bars_A) {
55         man->FillNtupleDColumn(1,163,bar);
56     }
57 }
58
59 // Capa B | ID. Si no se atraveso se guarda como 0.
60 if(traversed_Bars_B.empty()){
61     man->FillNtupleDColumn(1,164,0);
62 }else{
63     for (auto bar : traversed_Bars_B) {
64         man->FillNtupleDColumn(1,164,bar);
65     }
66 }
67
68 /*Lo siguiente es para definir el impacto o Hit.
69 Si la misma partícula atraveso la capa A y la B, hubo un hit.*/
70
71 for(size_t i = 0; i < traversed_Bars_A.size(); ++i){
72     if(i < traversed_Bars_B.size()) {
73         if(traversed_Bars_A[i]>=0 && traversed_Bars_A[i]<20 &&
74             traversed_Bars_B[i]>=20 && traversed_Bars_B[i]<40){
75             Hit_particle_passed_two_layers = true;
76         }else {
77             Hit_particle_passed_two_layers = false;
78         }
79     }
80 }
81
82 /*se transforma la variable booleana a un entero.
83 Hit_particle_passed_two_layers es 1 si hubo impacto, 0 si no. */
84
85 G4int hit_just_two_layers_crossed =
86     static_cast<G4int>(Hit_particle_passed_two_layers);
87
88 man->FillNtupleIColumn(1, 165, hit_just_two_layers_crossed);
89 }

```

Listing 3.5: Energía depositada e impactos.

Además de guardar la información del número de barra que interactuó con los muones y la energía depositada por barra, también se pudo guardar la energía total por ambas capas, al sumar la energía depositada en la capa A y capa B por evento. Esto también permitió guardar la energía depositada por capa, lo que es diferente a registrarla por barra. Por otro lado, se creó una definición de impacto. Este *hit* sucede si el mismo muon del evento atravesó la capa A y la capa B. Si esto sucede hubo un impacto y se guarda como 1. Por el contrario, si sólo atravesó una de las dos capas o ninguna, no hubo hit y se guarda como 0. Todo el desarrollo anterior de la energía depositada, las

barras impactadas y el hit también se empleó en los demás análisis. Para concluir, este desarrollo también sirvió para analizar la deposición de energía en los centelladores con y sin el absorbedor. Lo anterior llevó a obtener lo que la curva de Bethe-Bloch predice para el tipo de material que son las barras de plástico centellador.

3.2.2. Análisis separación de capas A y B

La razón de que exista una separación entre las dos capas A y B que componen a los módulos del MID es mejorar la eficiencia de detección de muones y de reconstrucción de trayectoria de las partículas. El absorbedor de hierro se encargará de filtrar partículas hadrónicas, pero puede que no sea totalmente suficiente para evitar que algunas partículas producidas por dispersión en el absorbedor o provenientes de un rayo cósmico lleguen a atravesar las capas de centelladores. A este tipo de partículas que no se desea detectar se les conoce como fondo o ruido. Para diferenciar la detección oportuna de un muon con el ruido, la separación de las capas A y B es crucial. Por esta razón fue importante realizar un análisis del papel de la distancia entre los segmentos A y B.

Este análisis requirió obtener información de impactos en ambas capas (hit), la posición del impacto, la energía depositada, los fotones generados y detectados. Además de eso, fue necesario obtener la misma información pero que haya sido generada por partículas secundarias, entendiéndolas como aquellas que interactuaron con los centelladores pero que son diferentes de muones y piones. Por lo tanto, las condiciones de las simulaciones que se realizaron para estudiar la separación o *gap* entre las capas A y B fueron las siguientes:

- Simulación de veinte mil eventos de $+\mu$ y $+\pi$ con $p_T \in [0,1, 2,5]$ GeV/c
- Dirección aleatoria de $+\mu$ y $+\pi$ en un rango de $[0^\circ, 10.125^\circ]$ respecto a eje Y
- Tres fibras WLS en cada barra
- Un SiPM por cada barra
- Absorbedor con grosor de 70 cm
- Sin \vec{B}
- Separación de capas A y B variable entre 20, 10 y 0 cm

Por lo tanto, se llevaron a cabo seis simulaciones, tres para muones y otras tres para piones, cada una con un gap diferente. Esto es, una simulación para $+\mu$ con gap de 20 cm, una de $+\mu$ con gap de 10 cm y una de $+\mu$ con gap de 0 cm; lo mismo para piones. Por otro lado, el ángulo aleatorio de las partículas se implementó para simular

la llegada en diferentes direcciones de los muones, como sucedería en un evento real de ALICE 3.

La obtención de la energía depositada, el momento de las partículas y la barra impactada por muones y piones fue de la misma forma que se explicó en 3.2.1. Lo que se agregó fue el número de fotones generados dentro del centellador, la posición del impacto y el número de fotones detectados por los SiPM. Para obtener la posición donde las partículas impactaron en los centelladores y los fotones generados se debió volver a la clase `SteppingAction`. Tomando en cuenta lo mostrado en el código 3.4, solo fue necesario agregar código dentro de las condiciones de solo tomar en cuenta la información de muones y piones que interactuaron con los centelladores de A y B. Las posiciones se recuperaron con las funciones `GetPostStepPoint()` y `GetPosition()` del puntero `step`. La función `GetPostStepPoint()` recupera información de la partícula al inicio de la interacción con los centelladores. Esta información se guarda en la variable `position_()`, a partir de la cual se recuperan los valores de las coordenadas X, Y y Z. Al mismo tiempo, se obtuvo el track ID, que sirvió para clasificar las coordenadas según la partícula que hizo el impacto. Esto se manda a la clase `EventAction` con la función `AddPositions_Layer_()` según la capa. Por otro lado, para el número de fotones generados se necesitó la energía total depositada y el *scintillation yield*, una cantidad de la que se habló en la sección 3.1.2. Hay que recordar que el *scintillation yield* indica el número de fotones producidos por energía depositada, por lo tanto, solo hubo que multiplicar este yield por la energía total perdida dentro de los centelladores. Por último, se empleó un método de Poission para darle el carácter aleatorio al valor de fotones generados, donde el promedio fue el resultado de la multiplicación del *scintillation yield* por la energía depositada. El número de fotones generados se mandó a `EventAction` con la función `AddPhotonG_UsingEdep_()`. Además, se hizo algo exactamente igual para las partículas secundarias, tomando solo la información que se genere por partículas diferentes a muones, piones y fotones y que interaccionen con los centelladores. No se consideró a los fotones pues estos son partículas producidas por la ionización de las moléculas de los plásticos, y si es que algún fotón fuera externo, este no podría pasar al centellador pues hay que recordar que estos se encuentran cubiertos por mylar. Todo esto puede verse en el código 3.6.

```

1 void SteppingAction::UserSteppingAction(const G4Step *step)
2 {
3 //... (codigo ya mostrado)
4
5 if (particle->GetParticleName() == "mu+" ||
6     particle->GetParticleName() == "pi+" ){
7
8 /*metodo para obtener informaion si la particula paso
una barra de la capa A*/

```

```
9     if (std::find(scoringVolumesA.begin(), scoringVolumesA.end(),
10         barvolume) != scoringVolumesA.end())
11         {
12 //Se recupera el numero de barra y la energia depositada
13     G4int copyNumA = touchedbar->GetCopyNumber();
14     G4double edep_A = step->GetTotalEnergyDeposit();
15
16 //Se obtiene la posicion de impacto las coordenadas (x,y,z)
17     G4ThreeVector position_A =
18         step->GetPostStepPoint()->GetPosition();
19     G4double A_pos_x = position_A.x()/(cm);
20     G4double A_pos_y = position_A.y()/(cm);
21     G4double A_pos_z = position_A.z()/(cm);
22     G4int trackID_pos = step->GetTrack()->GetTrackID();
23
24 //Se calcula los fotones generados
25     G4double Scintillation_Yield =
26         Yield->GetConstProperty("SCINTILLATIONYIELD");
27     generated_photons_A = edep_A * Scintillation_Yield;
28     generated_photons_A = G4Poisson(generated_photons_A);
29
30     size_t a = distance(scoringVolumesA.begin(),
31         find(scoringVolumesA.begin(),
32             scoringVolumesA.end(), barvolume));
33
34 //Se manda la informacion a EventAction
35     fEventAction->AddEdepA(a edep_A);
36     fEventAction->AddTraversedBar_A(copyNumA);
37     fEventAction->Add_Positions_Layer_A(A_pos_x, A_pos_y,
38         A_pos_z, trackID_pos);
39     fEventAction->AddPhotonG_UsingEdep_A(a, generated_photons_A);
40 }
41
42 /*Se repite pero para la interaccion con alguna barra
43 de la capa B*/
44     if (std::find(scoringVolumesB.begin(), scoringVolumesB.end(),
45         barvolume) != scoringVolumesB.end())
46         {
47     G4int copyNumB = touchedbar->GetCopyNumber();
48     G4double edep_B = step->GetTotalEnergyDeposit();
49
50     G4ThreeVector position_B =
51         step->GetPostStepPoint()->GetPosition();
52     G4double B_pos_x = position_B.x()/(cm);
53     G4double B_pos_y = position_B.y()/(cm);
54     G4double B_pos_z = position_B.z()/(cm);
55     G4int trackID_pos = step->GetTrack()->GetTrackID();
```

```

50
51     G4double Scintillation_Yield =
52         Yield->GetConstProperty("SCINTILLATIONYIELD");
53     generated_photons_B = edep_B * Scintillation_Yield;
54     generated_photons_B = G4Poisson(generated_photons_B);
55
56     size_t b = distance(scoringVolumesB.begin(),
57         find(scoringVolumesB.begin(),
58             scoringVolumesB.end(), barvolume));
59
60     fEventAction->AddEdepB(b, edep_B);
61     fEventAction->AddTraversedBar_B(copyNumB);
62     fEventAction->Add_Positions_Layer_B(B_pos_x, B_pos_y,
63         B_pos_z, trackID_pos);
64     fEventAction->AddPhotonG_UsingEdep_B(b,
65         generated_photons_B);
66 }
67
68
69 /*Se obtiene la informacion para particulas secundarias, es decir,
70 diferentes de muones, piones y fotones.*/
71 if (particle->GetParticleName() != "opticalphoton" &&
72     particle->GetParticleName() != "mu+" &&
73     particle->GetParticleName() != "pi+" ){
74
75     if (std::find(scoringVolumesA.begin(), scoringVolumesA.end(),
76         barvolume) != scoringVolumesA.end())
77     {
78         G4int copyNumA_s = touchedbar->GetCopyNumber();
79         G4double edep_A_s = step->GetTotalEnergyDeposit();
80
81         G4ThreeVector position_A_s =
82             step->GetPostStepPoint()->GetPosition();
83         G4double A_pos_x_s = position_A_s.x()/(cm);
84         G4double A_pos_y_s = position_A_s.y()/(cm);
85         G4double A_pos_z_s = position_A_s.z()/(cm);
86         G4int trackID_pos = step->GetTrack()->GetTrackID();
87
88         G4double Scintillation_Yield =
89             Yield->GetConstProperty("SCINTILLATIONYIELD");
90         generated_photons_A_s = edep_A_s* Scintillation_Yield;
91         generated_photons_A_s = G4Poisson(generated_photons_A_s);
92
93         size_t a = distance(scoringVolumesA.begin(),

```

```

89         find(scoringVolumesA.begin(),
90             scoringVolumesA.end(), barvolume));
91
92     fEventAction->AddPhotonG_UsingEdep_A_s(a,
93         generated_photons_A_s);
94     fEventAction->AddEdepA_s(a, edep_A_s);
95     fEventAction->Add_Positions_Layer_A_s(A_pos_x_s, A_pos_y_s,
96         A_pos_z_s, trackID_pos);
97     fEventAction->AddTraversedBar_A_s(copyNumA_s);
98 }
99
100 if (std::find(scoringVolumesB.begin(), scoringVolumesB.end(),
101             barvolume) != scoringVolumesB.end())
102 {
103     G4int copyNumB_s = touchedbar->GetCopyNumber();
104     G4double edep_B_s = step->GetTotalEnergyDeposit();
105
106     G4ThreeVector position_B_s =
107         step->GetPostStepPoint()->GetPosition();
108     G4double B_pos_x_s = position_B_s.x()/(cm);
109     G4double B_pos_y_s = position_B_s.y()/(cm);
110     G4double B_pos_z_s = position_B_s.z()/(cm);
111     G4int trackID_pos = step->GetTrack()->GetTrackID();
112
113     G4double Scintillation_Yield =
114         Yield->GetConstProperty("SCINTILLATIONYIELD");
115     generated_photons_B_s = edep_B_s * Scintillation_Yield;
116     generated_photons_B_s = G4Poisson(generated_photons_B_s);
117
118     size_t b = distance(scoringVolumesB.begin(),
119         find(scoringVolumesB.begin(), scoringVolumesB.end(),
120             barvolume));
121
122     fEventAction->AddPhotonG_UsingEdep_B_s(b,
123         generated_photons_B_s);
124     fEventAction->AddTraversedBar_B_s(copyNumB_s);
125     fEventAction->Add_Positions_Layer_B_s(B_pos_x_s,
126         B_pos_y_s, B_pos_z_s, trackID_pos);
127 }
128 }
129 }
130 }
131 }

```

Listing 3.6: Obtención de posiciones de impactos en centelladores y fotones generados.

Por otro lado, para los fotones detectados se hizo uso de otra clase llamada SensitiveDetector, la cual se encarga de administrar volúmenes sensibles al paso de partículas. Esta clase permite hacer algo más sencillo que SteppingAction, que es solamente recabar el número total de fotones que hayan pasado por los volúmenes sensibles que fueron deno-

minados como SiPM, todo esto gracias a otro método llamado ProcessHits. Este método permite recuperar la información que el usuario indique en cada paso de la partícula por el volumen sensible. Primero se recupera la partícula que interactúa con el SiPM mediante *GetTrack()*, en este caso solo nos interesan los fotones que viajaron por las fibras ópticas WLS y llegaron a los SiPM. Después se recuperaron los volúmenes sensibles con *GetTouchable()*. A continuación, se obtuvo la cantidad *copy number* del SiPM, con este número se consigue la cantidad de veces que un SiPM fue atravesado por fotones, al contar cuántas veces se obtiene el número de copia de SiPM. Esta información se manda a EventAction mediante las funciones *Add_DetectedPhotons_event_()_SiPMs* para ser administrada, dependiendo de a la capa a la que pertenece el SiPM. Como se comentó en la sección 3.1.1, los SiPM con número de copia entre 0 y 19 son de la capa A, mientras que los etiquetados con números de 20 a 39 son de la capa B.

```

1 G4bool SensitiveDetector::ProcessHits(G4Step *aStep)
2 { // Obtencion de informacion de los fotones
3   G4Track *track = aStep->GetTrack();
4   if (track->GetDefinition() !=
5       G4OpticalPhoton::OpticalPhotonDefinition()) {
6     return false;
7   }
8   //funcion para detener fotones despues de ser detectados.
9   track->SetTrackStatus(fStopAndKill);
10
11  //Obtencion de innformacion de fotones al entrar en los SiPM
12  G4StepPoint *preStepPoint = aStep->GetPreStepPoint();
13
14  /*Se recupera el volumen sensible SiPM
15  y las veces que fotones lo atravesaron
16  G4VTouchable *touchable = aStep->GetPreStepPoint()->GetTouchable();
17  G4int copynum = touchable->GetCopyNumber();
18
19  //Se mandan los datos a EventAction
20  if (copynum >= 0 && copynum < 20) {
21    eventAction->Add_DetectedPhotons_event_A_SiPMs(copynum);
22  } else if (copynum >= 20 && copynum < 40) {
23    eventAction->Add_DetectedPhotons_event_B_SiPMs(copynum - 20);
24  }

```

Listing 3.7: Obtención de fotones detectados por SiPM en la clase SensitiveDetector.

En EventAction, los vectores encargados de guardar el número de fotones generados por barra, los fotones detectados por SiPM y las posiciones fueron *fGenerated_photons_()* y *photonHits_event_()* dependiendo de la capa y *pos_layer_()* dependiendo de la capa y la coordenada. Para los datos generados por las las partículas secundarias se repitió el código que se usó para las primarias, para diferenciar a los vectores simplemente se

agrego una etiqueta "s", como se muestra en el código 3.8.

```

1 void EventAction::EndOfEventAction(const G4Event*)
2 {
3   G4AnalysisManager *man = G4AnalysisManager::Instance();
4
5   //Fotones detectados generados por muones/piones
6   //Detectados por capa
7   for (auto bar : traversed_Bars_A) {
8     if(bar >=0 && bar <20){
9       photons_detected_real_A += photonHits_event_A[bar];
10      man->FillNtupleDColumn(1,176,photons_detected_real_A);
11    } }
12
13   for (auto bar : traversed_Bars_B) {
14     if(bar >=20 && bar <40){
15       photons_detected_real_B += photonHits_event_B[bar-20];
16       man->FillNtupleDColumn(1,177,photons_detected_real_B);
17     }
18   }
19
20   //Detectados totales
21   if(photons_detected_real_A > 0 && photons_detected_real_B > 0){
22     TOTAL_Detected_photons = photons_detected_real_A +
23     photons_detected_real_B;
24   }
25   man->FillNtupleIColumn(1, 168, TOTAL_Detected_photons);
26
27   /*Fotones detectados que fueron generados por
28   particulas secundarias.*/
29
30   /*Vectores booleanos. True si el miembro fue
31   atarvesado por mu/pi, esto para no tomarlos en cuenta*/
32   vector<G4bool> visitedA(20, false);
33   vector<G4bool> visitedB(20, false);
34   for (auto bar : traversed_Bars_A) {
35     if (bar >= 0 && bar < 20) visitedA[bar] = true;
36   }
37   for (auto bar : traversed_Bars_B) {
38     if (bar >= 20 && bar < 40) visitedB[bar - 20] = true;
39   }
40   // Detectados por capa (por secundarias)
41   for (int i = 0; i < 20; ++i) {
42     if (!visitedA[i]){
43       photons_detected_others_A += photonHits_event_A[i];
44     if (photonHits_event_A[i] > 0){
45       man->FillNtupleDColumn(1, 195, photons_detected_others_A);

```

```

46     } }
47     if (!visitedB[i]){ photons_detected_others_B +=
48         photonHits_event_B[i];
49         if (photonHits_event_B[i] > 0){
50             man->FillNtupleDColumn(1, 196, photons_detected_others_B);
51         } }
52
53 //Detectados totales (por secundarias)
54     TOTAL_Detected_photons_others = photons_detected_others_A +
55         photons_detected_others_B;
56     man->FillNtupleIColumn(1, 197, TOTAL_Detected_photons_others);
57
58 /*Deposicion de energia (MeV) por barra por particulas secundarias
59 por capa y total.*/
60 for (size_t i = 0; i < fEdepA_s.size(); ++i) {
61     TOTAL_Edep_s += fEdepA_s[i] + fEdepB_s[i];
62 }
63 man->FillNtupleDColumn(1, 192, TOTAL_Edep_s);
64
65 for(size_t i = 0; i < fEdepA_s.size(); ++i){
66     if(fEdepA_s[i] > 0){
67         man->FillNtupleDColumn(1,193,fEdepA_s[i]);
68     } }
69
70 for(size_t i = 0; i < fEdepB_s.size(); ++i){
71     if(fEdepB_s[i] > 0){
72         man->FillNtupleDColumn(1,194,fEdepB_s[i]);
73     } }
74
75 //Fotones generados por mu/pi
76 for (size_t i = 0; i < fGenerated_photons_A.size(); ++i) {
77     photons_gen_A += fGenerated_photons_A[i];
78 }
79 for (size_t i = 0; i < fGenerated_photons_B.size(); ++i) {
80     photons_gen_B += fGenerated_photons_B[i];
81 }
82
83 //Fotones generados totales
84     TOTAL_Generated_photons += photons_gen_A + photons_gen_B;
85     man->FillNtupleDColumn(1, 169, TOTAL_Generated_photons);
86
87 /Fotones generados por capa
88 for(size_t i = 0; i < fGenerated_photons_A.size(); ++i){
89     if(fGenerated_photons_A[i] > 0){
90         man->FillNtupleDColumn(1,178,fGenerated_photons_A[i]);
91     } }

```

```

92
93 for(size_t i = 0; i < fGenerated_photons_B.size(); ++i){
94     if(fGenerated_photons_B[i] > 0){
95         man->FillNtupleDColumn(1,179,fGenerated_photons_B[i]);
96     } }
97
98 //Fotones generados por secundarias totales y por capa
99 for (size_t i = 0; i < fGenerated_photons_A_s.size(); ++i) {
100     photons_gen_A_s += fGenerated_photons_A_s[i]; }
101 for (size_t i = 0; i < fGenerated_photons_B_s.size(); ++i) {
102     photons_gen_B_s += fGenerated_photons_B_s[i]; }
103
104 //Totales
105 TOTAL_Generated_photons_s += photons_gen_A_s + photons_gen_B_s;
106 man->FillNtupleDColumn(1, 198, TOTAL_Generated_photons_s);
107
108 //Por capa
109 for(size_t i = 0; i < fGenerated_photons_A_s.size(); ++i){
110     if(fGenerated_photons_A_s[i] > 0){
111         man->FillNtupleDColumn(1, 199,fGenerated_photons_A_s[i]);
112     } }
113
114 for(size_t i = 0; i < fGenerated_photons_B_s.size(); ++i){
115     if(fGenerated_photons_B_s[i] > 0){
116         man->FillNtupleDColumn(1, 200,fGenerated_photons_B_s[i]);
117     } }
118
119 //Posiciones de impactos de mu/pi
120
121 //Coordenada X en A
122 for(const auto& pos_x_A :pos_layer_A_x){
123     man->FillNtupleDColumn(1, 181, pos_x_A); }
124 //Coordenada Y en A
125 for(const auto& pos_y_A :pos_layer_A_y){
126     man->FillNtupleDColumn(1, 182, pos_y_A); }
127 //Coordenada Z en A
128 for(const auto& pos_z_A :pos_layer_A_z){
129     man->FillNtupleDColumn(1, 183, pos_z_A); }
130
131 //...(Coordenada X, Y y Z en B es igual)
132
133
134 //Posiciones de impactos de particulas secundarias
135
136 //Coordenada X en A
137 for(const auto& pos_x_A :pos_layer_A_x_s){
138     man->FillNtupleDColumn(2, 4, pos_x_A); }
139 //Coordenada Y en A

```

```

140 for(const auto& pos_y_A :pos_layer_A_y_s){
141     man->FillNtupleDColumn(2, 5, pos_y_A); }
142 //Coordenada Z en A
143     man->FillNtupleDColumn(2, 6, pos_z_A); }
144
145 //...(X, Y y Z en B es igual)
146 }

```

Listing 3.8: Guardado de información de partículas primarias y secundarias.

3.2.3. Análisis cambio de fibras WLS

En este experimento se estudió el papel de las fibras ópticas WLS en el transporte y detección de fotones generados por el centelleo gracias a los muones y piones ya que, como se comentó en la sección 2.3, la cantidad de fibras puede afectar en el número de fotones que se transportan hacia los SiPM y, por lo tanto, el número de fotones detectados también se vería alterado. Esto es de suma importancia dado que uno de los objetivos de este trabajo es definir el hit en el módulo del MID en función de la cantidad de fotones detectados. Así, este análisis ayudó a establecer un parámetro que indique cuándo un muón es detectado a partir de la información de fotones encontrados. Para este experimento se buscó recuperar información del momento de los muones/piones y los fotones detectados, omitiendo datos de los fotones generados y los datos de partículas secundarias. La forma de recuperar la información fue mediante los mismos métodos ya explicados en los códigos 3.4, 3.6, 3.7, 3.5 y 3.8. Por otra parte, las condiciones de las simulaciones realizadas para estudiar el número de fibras fueron las siguientes:

- Simulación de veinte mil eventos de μ^+ y π^+ con $p_T \in [0.1, 2.5]$ GeV/c
- Dirección aleatoria de μ^+ y π^+ en un rango de $[0^\circ, 10.125^\circ]$ respecto a eje Y
- Separación de capas A y B variable de 20 cm
- Un SiPM por cada barra
- Absorbedor con grosor de 70 cm
- Sin \vec{B}
- Número de fibras variable entre tres, dos y una.

Esto quiere decir que se realizaron un total de seis simulaciones, primero lanzando muones donde cada barra tuvo tres fibras, luego dos fibras y, por último, una sola fibra; repitiendo estas condiciones pero lanzando piones.

Capítulo 4

Resultados y discusión

Como se explicó en las secciones 3.2.1, 3.2.2 y 3.2.3, se realizaron diferentes experimentos con sus respectivos objetivos de análisis. En esta sección se mostrarán los resultados de dichos experimentos y su discusión.

4.1. Presencia de campo magnético

Los siguientes resultados fueron producto de tres simulaciones, cada una con las siguientes consideraciones principales:

- Simulación sin campo magnético
- Simulación con $\vec{B} = 0.5\hat{z}$
- Simulación con $\vec{B} = 2\hat{z}$

Se obtuvo el número de impactos en el módulo según la definición establecida en la sección 3.2.1. La figura 4.1 muestra el solapamiento de los impactos registrados en las tres simulaciones. Por otro lado, también se recuperó información de la simulación sin campo magnético pero sin la presencia del absorbedor de hierro, la cual será útil en la discusión de los resultados. Cabe mencionar que el número de impactos válidos o efectivos (o solamente impactos) o *hits* en el MID debe entenderse como que la partícula primaria de un evento haya atravesado la capa B y A de los centelladores. Si solo atravesó una capa o ninguna, no hubo un impacto válido.

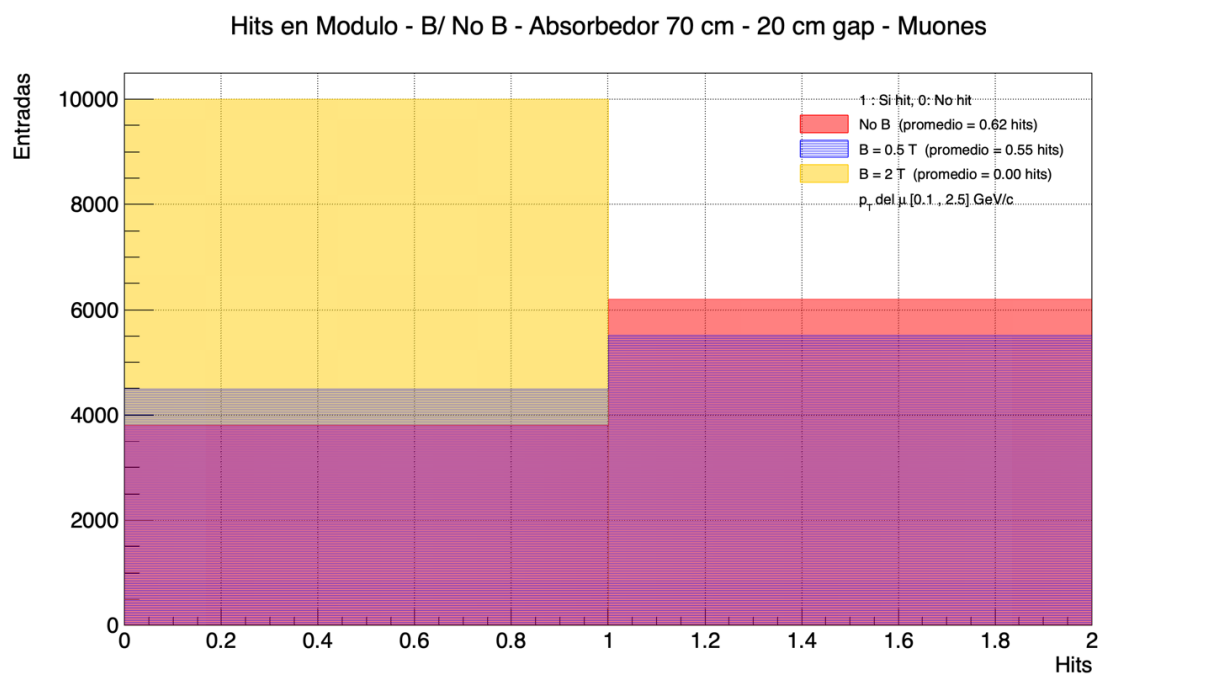


Figura 4.1: Impactos y no impactos en ambas capas del MID por $+\mu$ con diferentes configuraciones del campo magnético.

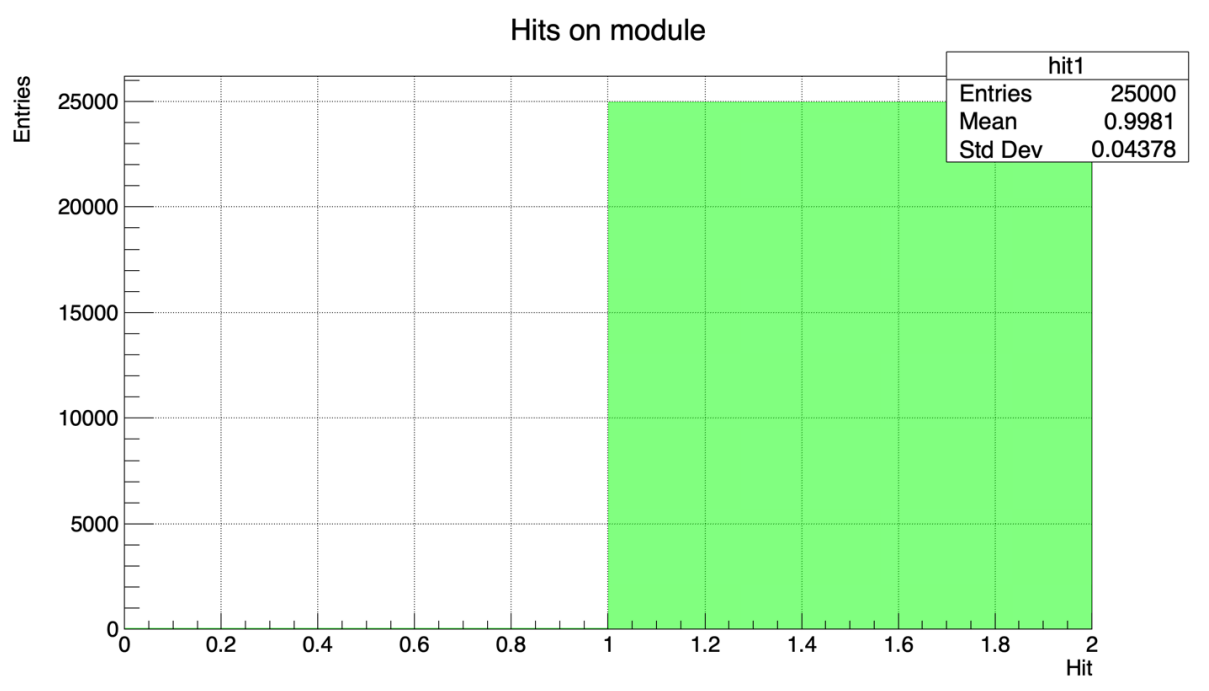


Figura 4.2: Impactos y no impactos en ambas capas del MID por $+\mu$ sin absorbedor.

En las figuras 4.1 y 4.2 hay dos bins, el bin de valor cero representa los eventos dónde no hubo hits, mientras que el bin con valor uno representa los eventos donde si hubo hits. Se realizaron 10,000 eventos donde los muones tuvieron su momento transversal aleatorio tal que $p_T \in [0.1, 2.5]$ GeV/c.

A partir de la información de los hits, se realizó una comparación de la eficiencia de detección del MID a partir de la definición de impacto válido. La figura 4.3 muestra los puntos que se calcularon de la siguiente forma. Al dividir el rango de momento de los muones en 20 categorías del mismo ancho, se obtuvo el número de impactos que hubo en cada una de dichas categorías. Por ejemplo, para la simulación con el campo de magnitud 0.5 T, en el rango del momento de los muones entre 1.06 y 1.18 GeV/c, hubo un total de 468 muones con dicho momento, de los cuales solo 187 lograron penetrar ambas capas del módulo, lo que implica que en dicho rango, solo cerca del 40 % de los muones impactaron de forma válida.

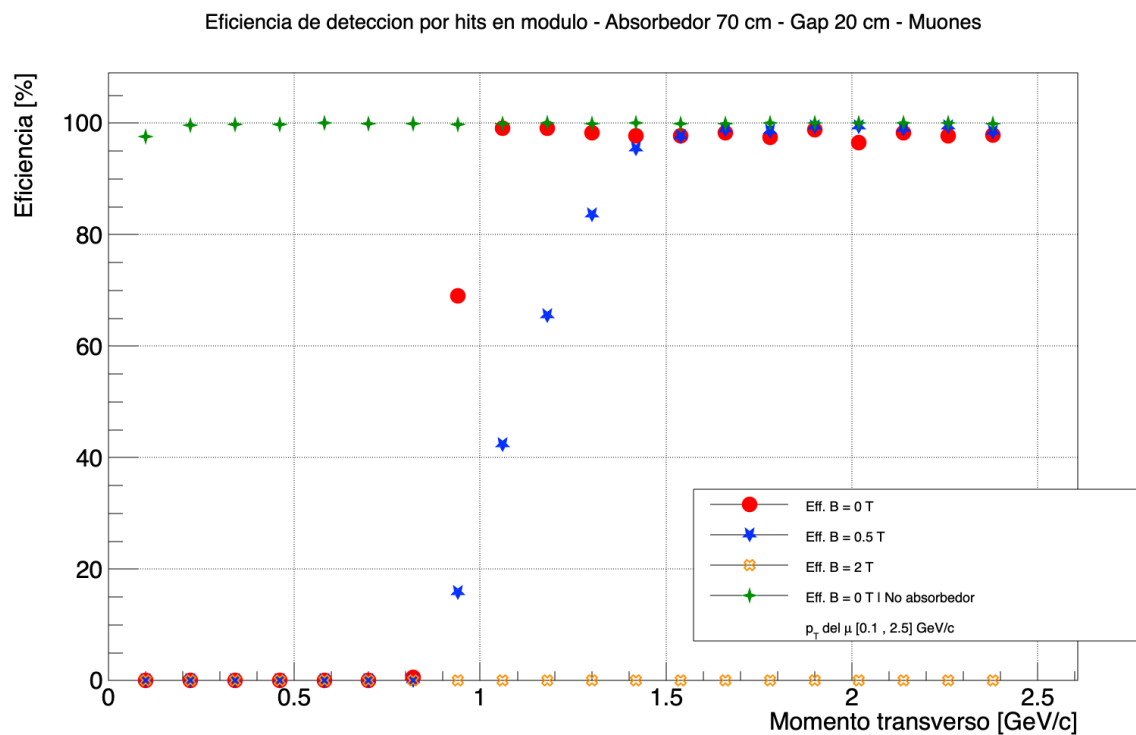


Figura 4.3: Eficiencia de detección del módulo basada en la definición de hit para las tres configuraciones de campo magnético.

De estas simulaciones también se recuperó la energía depositada por capa del MID. A continuación, en las figuras 4.4, 4.5, 4.6 y 4.7 se muestra la comparación de la energía depositada en la capa B del módulo (eje vertical) contra el momento transverso del muon que perdió dicha energía (eje horizontal). Además, se muestra el promedio de energía depositada, su desviación estandar y el número de datos que se están tomando en cuenta, pues no se consideraron los eventos en los que no se depositó energía, ya que estos pudieron ser porque las partículas no llegaron a interactuar con la capa B.

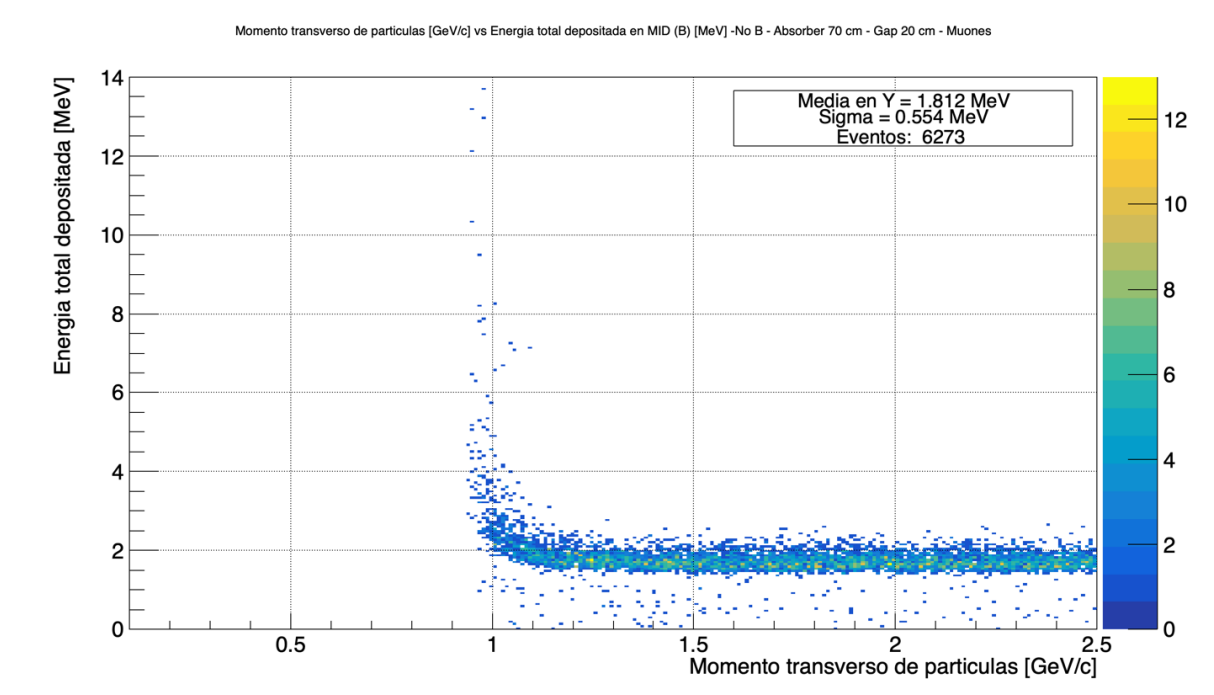


Figura 4.4: Momento transversal del muon contra la energía depositada en la capa B para la simulación sin campo magnético.

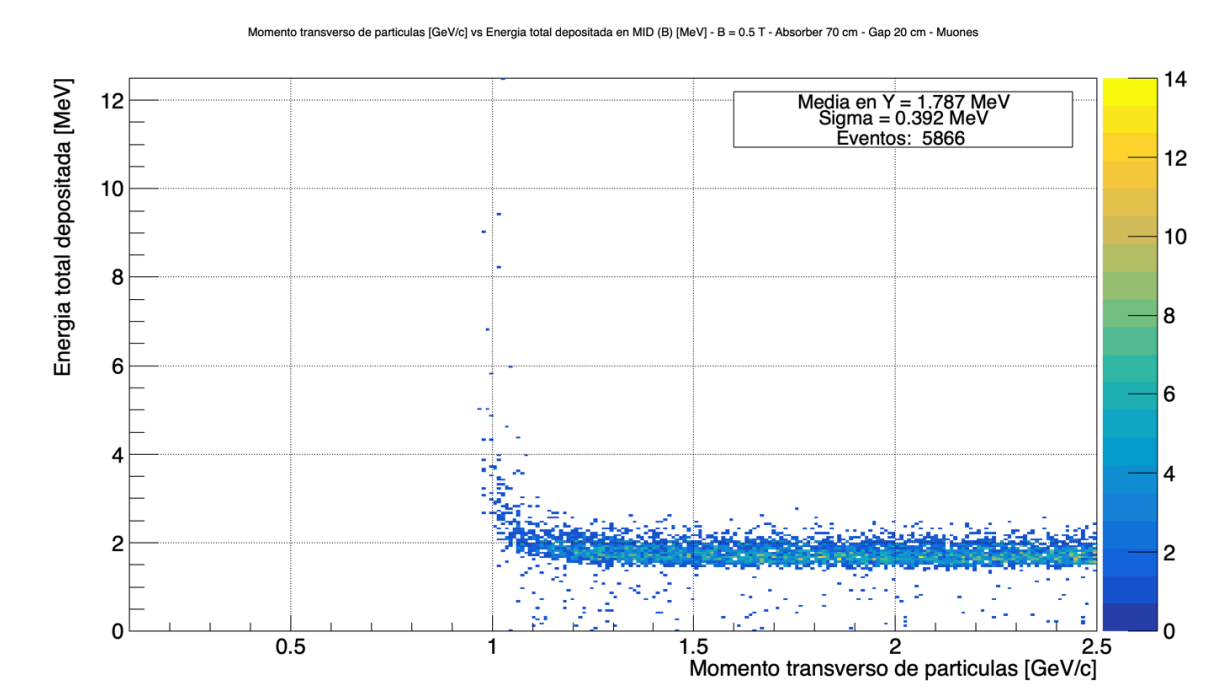


Figura 4.5: Momento transversal del muon contra la energía depositada en la capa B para la simulación con $|\vec{B}| = 0.5$ T.

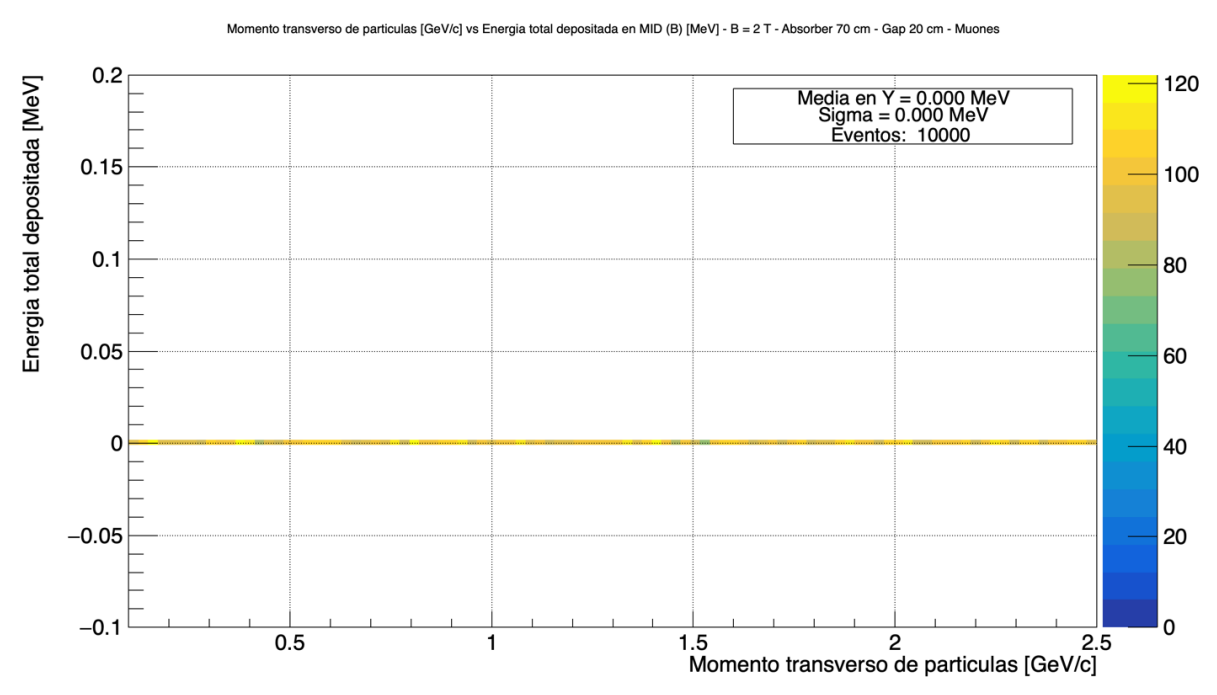


Figura 4.6: Momento transverso del muon contra la energía depositada en la capa B para la simulación con $|\vec{B}| = 2$ T.

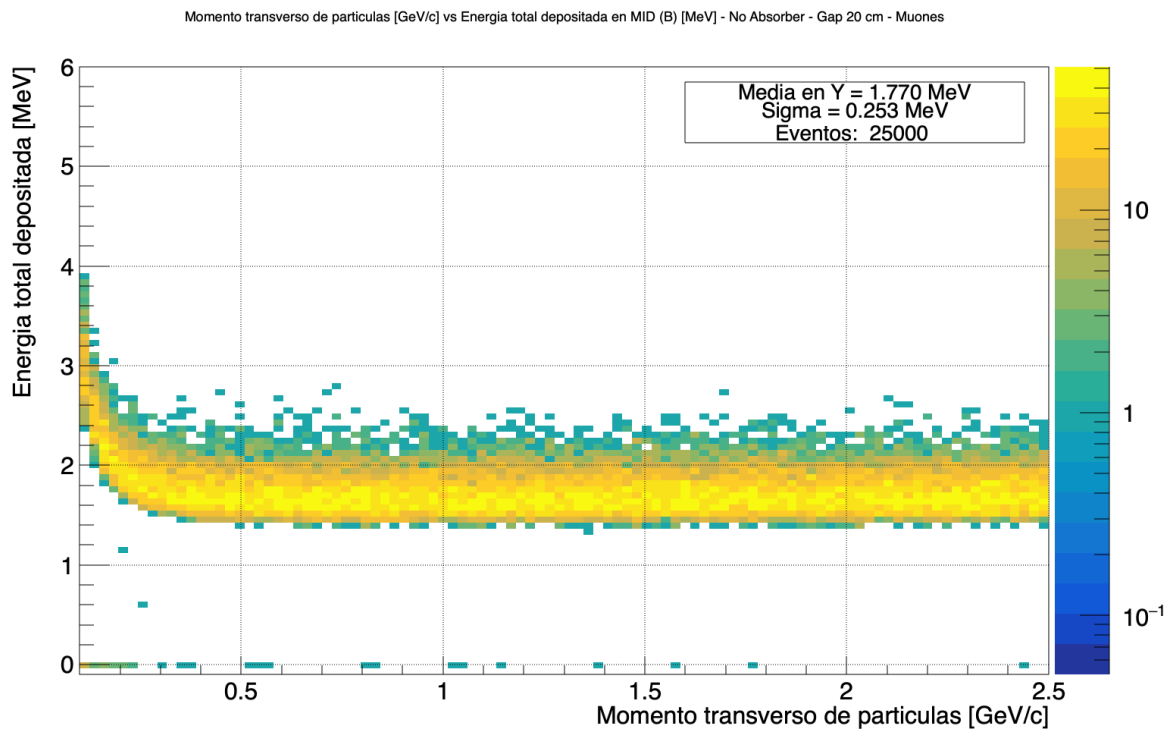


Figura 4.7: Momento transverso del muon contra la energía depositada en la capa B para la simulación sin absorbedor.

Para comparar la información de energía depositada entre las cuatro simulaciones, se obtuvieron sus promedios respecto a los 20 rangos de momento transverso de los

muones, tal como se hizo para obtener las eficiencias. Por ejemplo, para la simulación con magnitud de campo magnético de 0.5 T, en el rango de momento transverso entre 1.06 y 1.18 GeV/c, hubo 468 muones que tuvieron un p_T que entra en dicho rango. De estas partículas, el promedio de energía que depositaron en la capa B fue de 2.9 MeV. La comparación de los promedios de energía de las tres simulaciones se muestra en la figura 4.8.

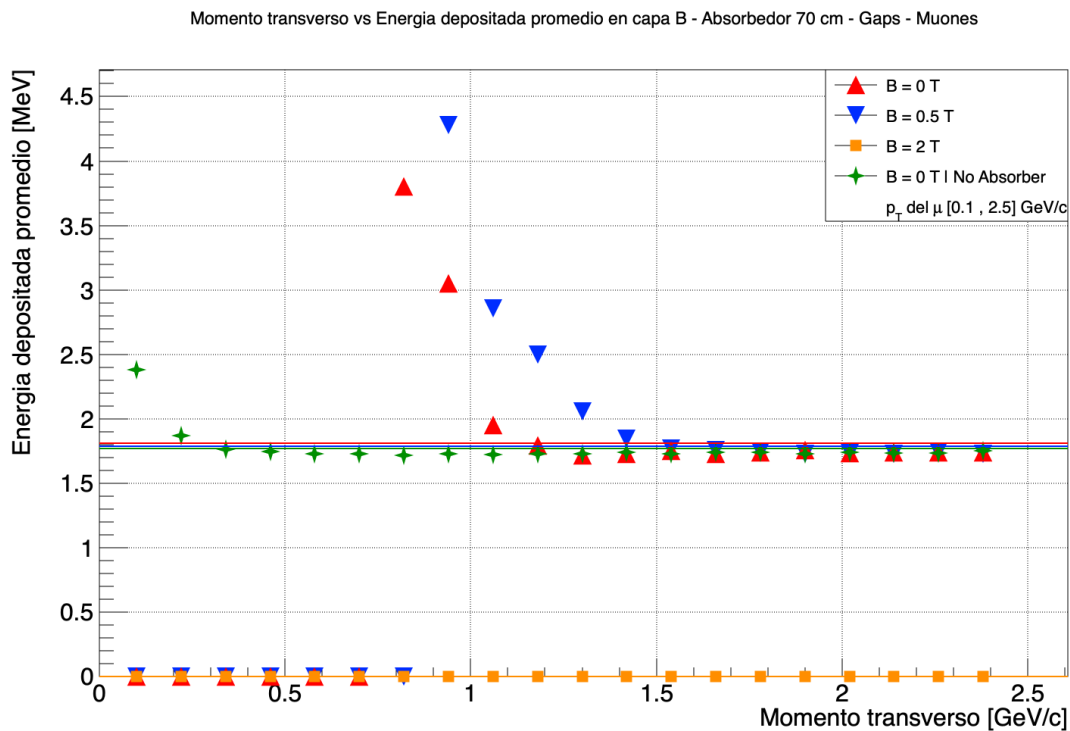


Figura 4.8: Momento transverso del muon contra promedio de la energía depositada en la capa B para la cuatro simulaciones.

Por último, también se recuperó la información de la energía depositada en el absorbedor en la simulación sin campo magnético. Esto se obtuvo con el objetivo de entender qué sucede con los muones de bajo momento que atraviesan este bloque. La figura 4.9 es las comparación del momento transverso de los muones contra la energía que depositaron en el absorbedor.

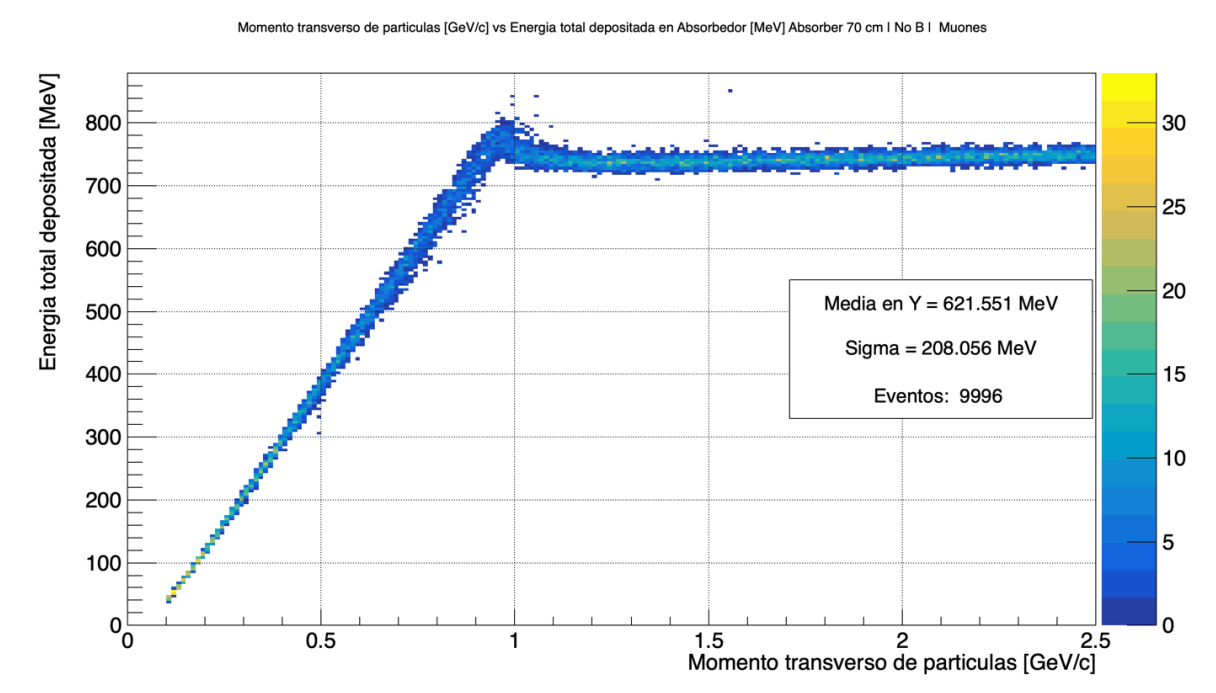


Figura 4.9: Momento transverso del muon contra la energía depositada en el absorbedor para la simulación sin campo magnético.

4.2. Cambio de gap entre capas A y B

4.2.1. Energía - muones y piones

Primero se obtuvo el número de impactos válidos o efectivos (o solamente impactos) en el MID por muones y piones con $p_T \in [0.1, 2.5]$ GeV/c. Si sucedió un impacto, la información se guarda como "1"; de lo contrario es "0". En las figuras 4.10 y 4.11 se ven los resultados de las simulaciones con el cambio de gap entre capas.

Como se mostró en la sección 3.2.1, la energía depositada en los centelladores se pudo obtener por capa y en total, donde este último se trató de la suma de la deposición de energía en la capa A más la deposición de energía en la capa B. Cabe mencionar que en este experimento la capa B fue la que se movió respecto a la capa A para crear los diferentes gaps. A continuación se muestran cuatro histogramas de la energía depositada en las barras centelladoras por las partículas primarias con un gap entre las capas A y B de 20 cm, 10 cm y 0 cm; las figuras son 4.12, 4.13, 4.14 y 4.15. Las figuras 4.12 y 4.14 son la energía total por ambas capas y las figuras 4.13 y 4.15 son la energía depositada en la capa B. En el eje horizontal se obtienen los bins de energía y en el eje vertical la frecuencia con que se depositaron las energías correspondientes a los bins. En los histogramas el número de bins fue de 96.

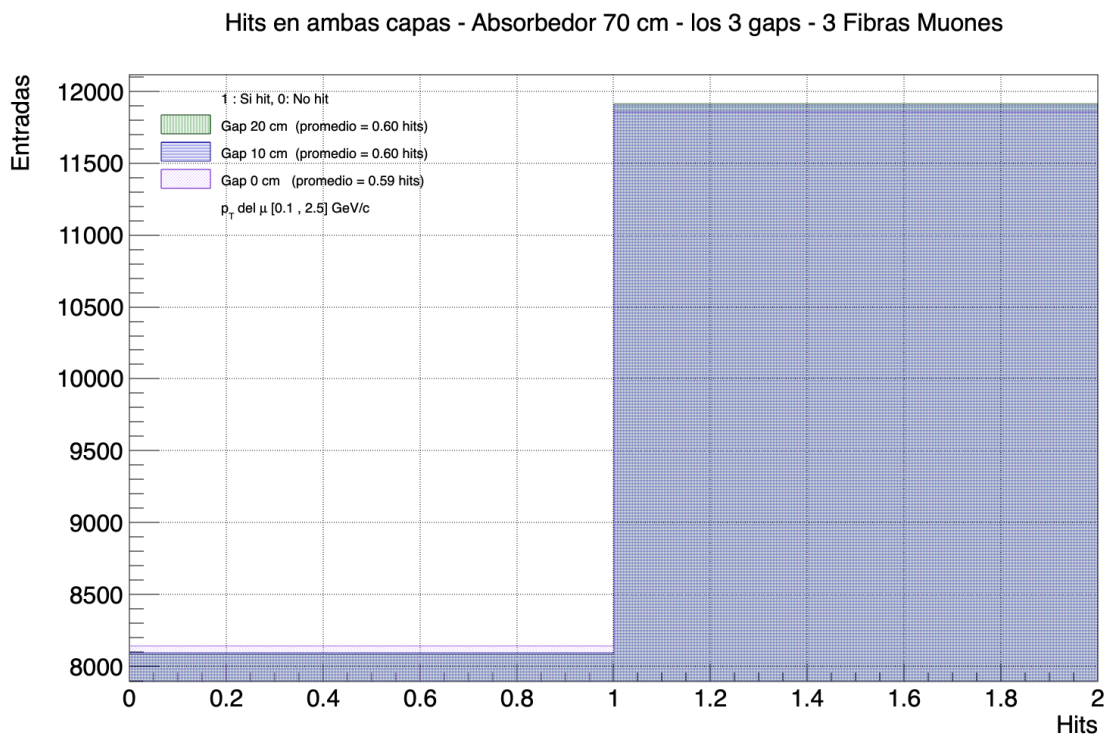


Figura 4.10: Impactos y no impactos en ambas capas del MID por muones.

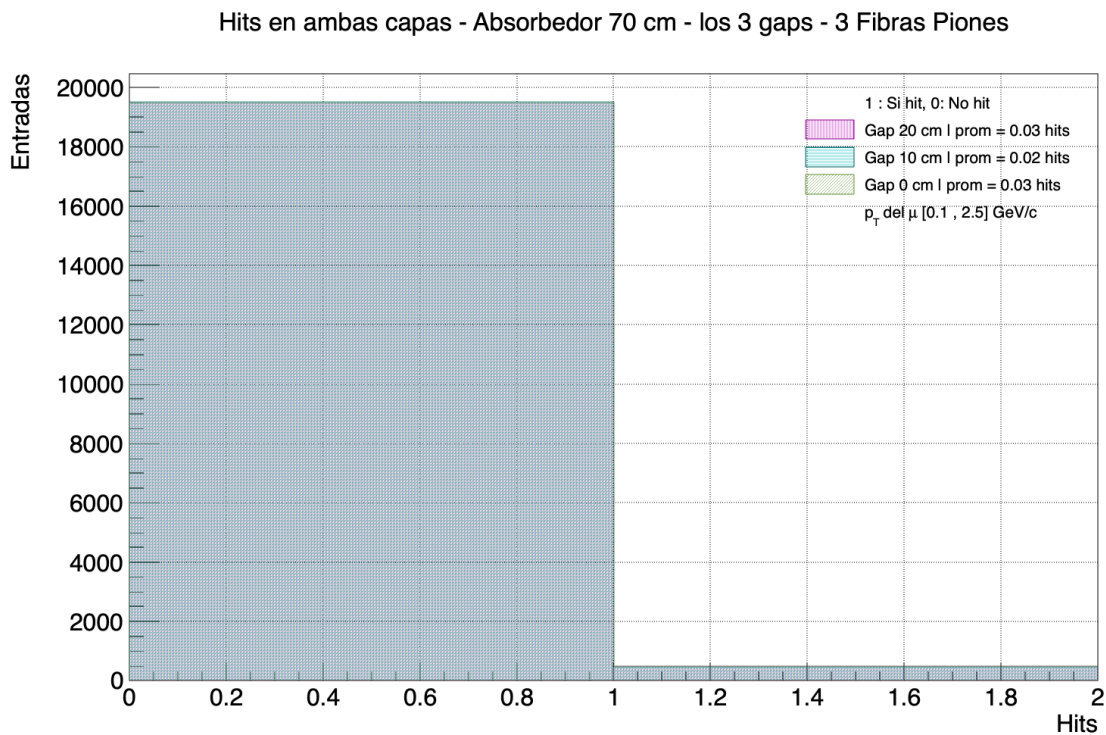


Figura 4.11: Impactos y no impactos en ambas capas del MID por piones.

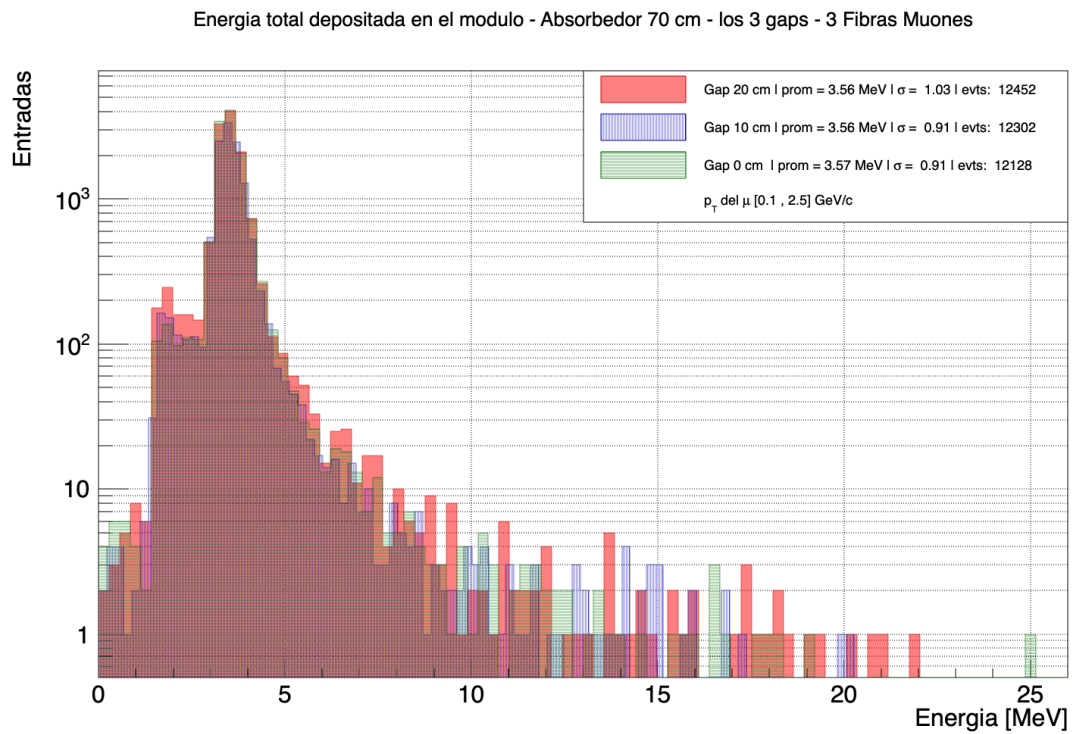


Figura 4.12: Energía depositada en ambas capas por muones con gap de 20, 10 y 0 cm.

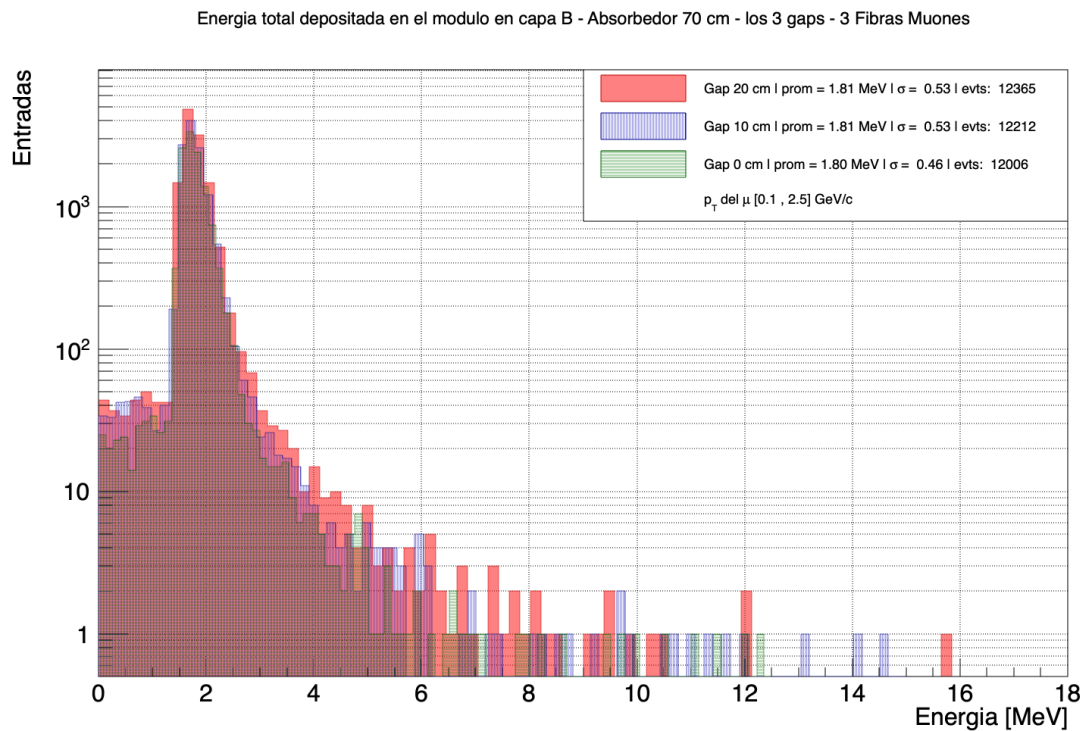


Figura 4.13: Energía depositada en capa B por muones con gap de 20, 10 y 0 cm.

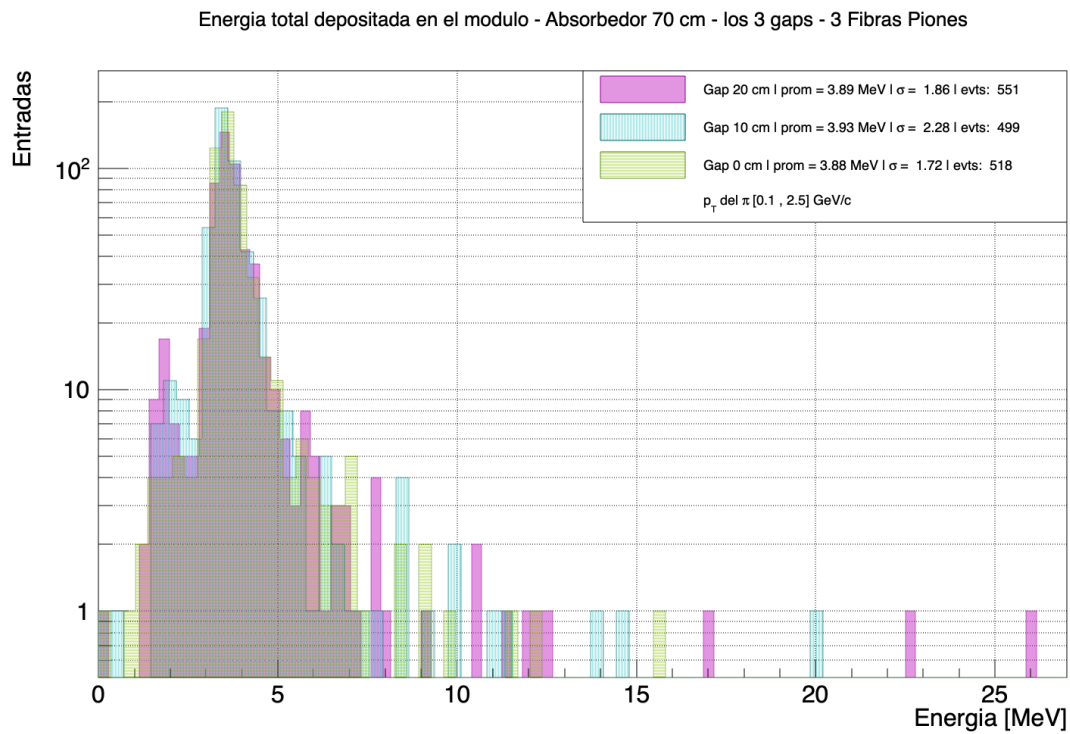


Figura 4.14: Energía depositada en ambas capas por piones con gap de 20, 10 y 0 cm.

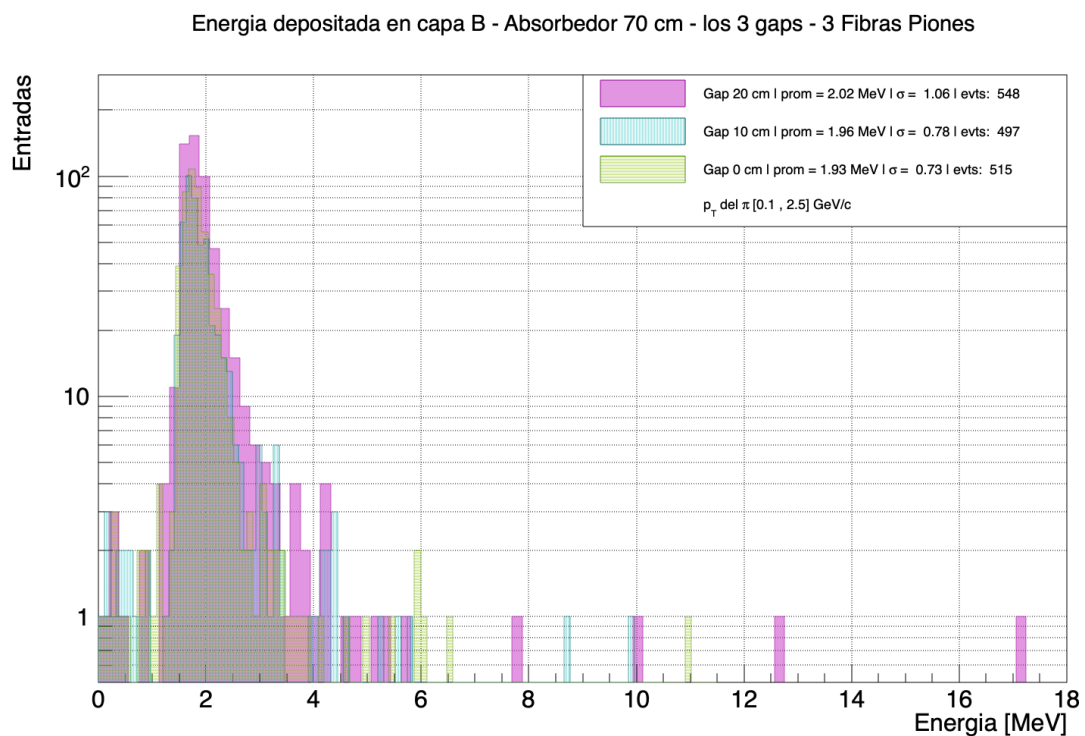


Figura 4.15: Energía depositada en capa B por piones con gap de 20, 10 y 0 cm.

Por otro lado, se comparó la energía depositada en la capa B del módulo contra el p_T de los muones y piones que perdieron dicha energía. En el eje horizontal se encuentran

los valores de momento transverso en GeV/c y en el eje vertical la energía depositada en MeV. Las figuras 4.16 y 4.17 son histogramas de dos dimensiones, donde el patrón de color muestra las veces que se repitieron los valores de momento transverso y energía depositada.

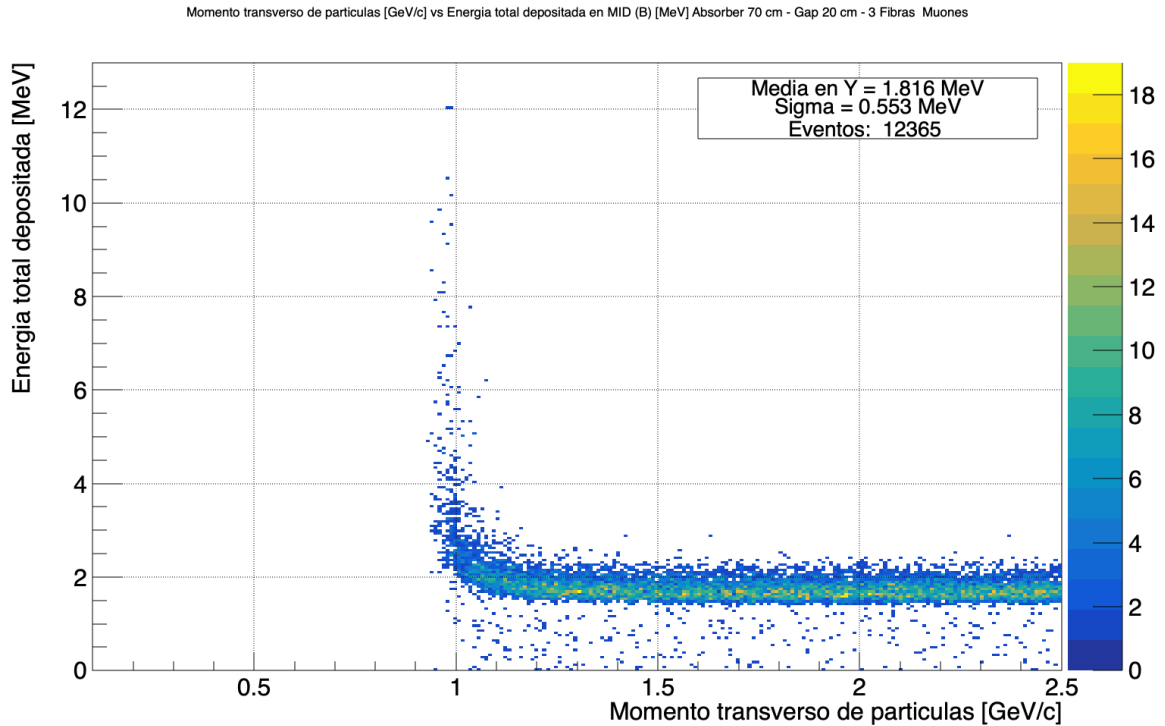


Figura 4.16: Momento transverso de muones contra energía depositada en capa B en gap 20 cm.

La forma más fácil de observar esta relación es mediante puntos que representen el promedio de energía depositada en rangos del momento transverso de los μ y π . En este caso se dividió el rango de momento transverso de $[0.1, 2.5]$ GeV/c en veinte categorías, cada una con una magnitud de 0.12 GeV/c. Para calcular el promedio se tomó en cuenta la cantidad de impactos efectivos en un cierto rango de momento y la suma de energía depositada en la capa B en el mismo rango. Por ejemplo, en el rango de $[2.38, 2.5]$ GeV/c hubo 965 impactos efectivos en ambas capas y se depositó un total de 1713.65 MeV, entonces el promedio de energía depositada sería de 1.77 MeV por impacto en dicho rango. Esto se calculó con los diferentes gaps y se puede observar en las figuras 4.18 y 4.19. Además se añadieron líneas del mismo color que sus correspondientes símbolos para representar el valor promedio de energía perdida como se muestran en las figuras 4.13 y 4.15.

$$E_{promedio} = \frac{1713.65}{965} \frac{\text{MeV}}{\text{impactos}} = 1.776 \text{ MeV/impactos}$$

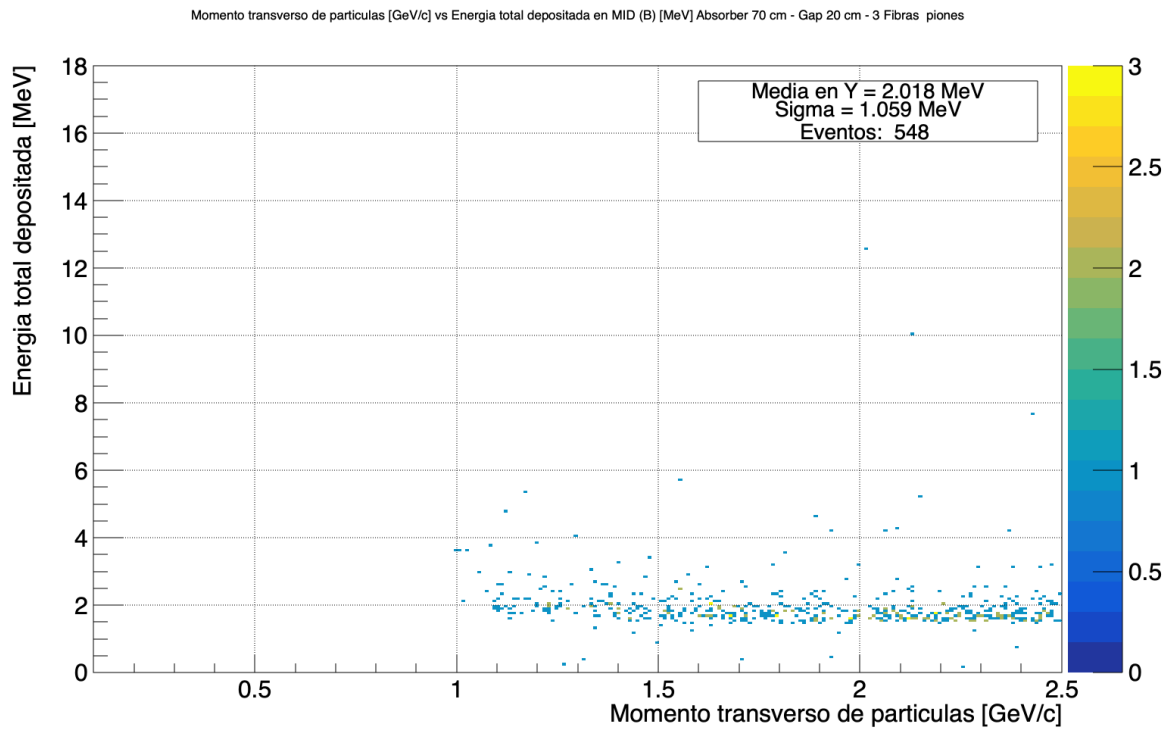


Figura 4.17: Momento transverso de piones contra energía depositada en capa B en gap 20 cm.

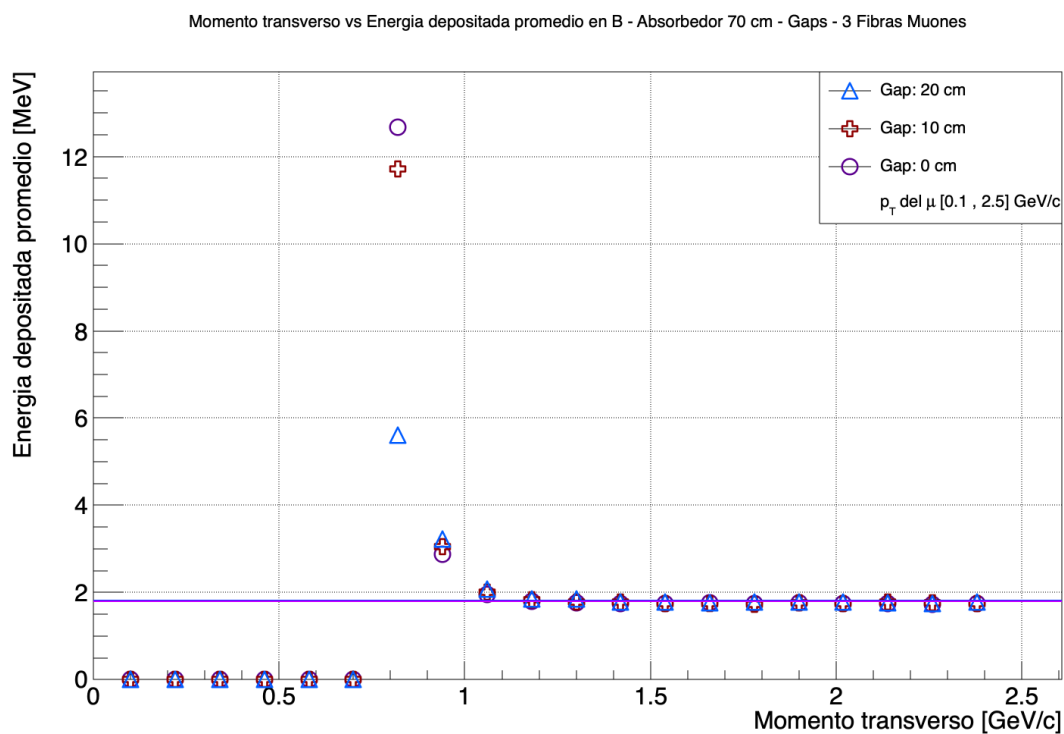


Figura 4.18: Momento transverso de muones contra energía depositada promedio en capa B por todos los gaps.

También se realizó un estudio de la eficiencia de detección de muones y piones, toman-

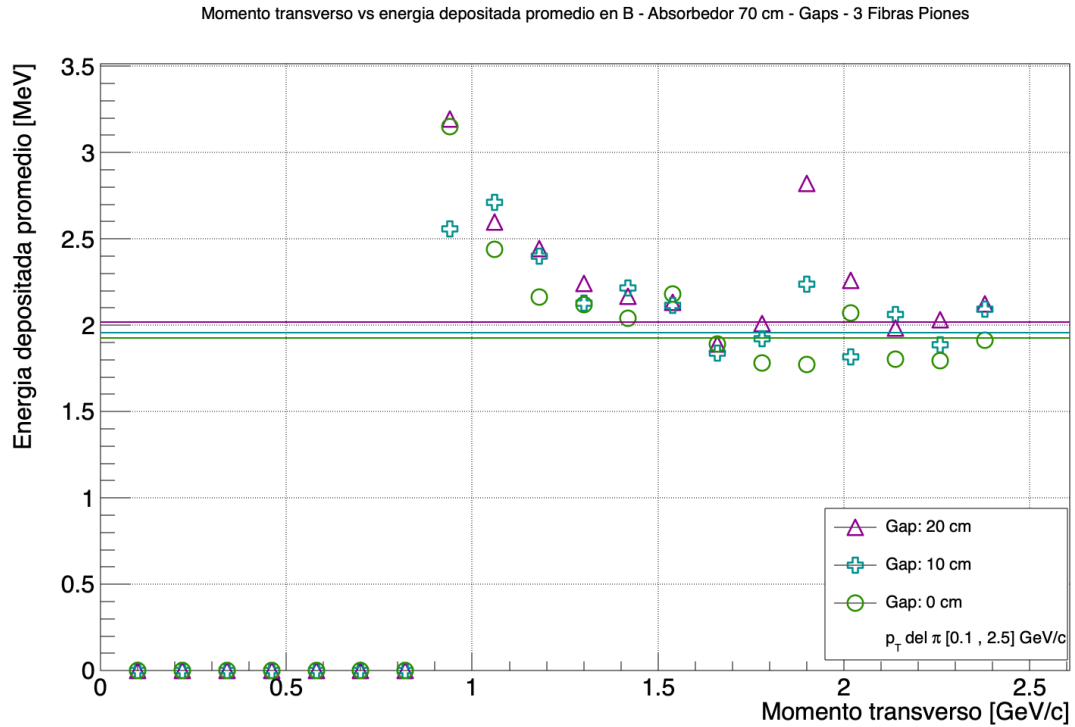


Figura 4.19: Momento transversal de piones contra energía depositada promedio en capa B por todos los gaps.

do como parámetro la energía que depositaban, al comparar las energías depositadas dentro de cada uno de los veinte rangos de momento transversal anteriormente mencionados contra el valor promedio de energía y su desviación estándar. Por ejemplo, hubo un total de 964 muones con su p_T que pertenecieron al rango de momento transversal $[2.14, 2.26]$ GV/c. Por otro lado, de esos 964 muones, 570 depositaron una energía muy cerca al promedio de energía por todos los eventos. Al mismo tiempo, de esos 964 muones, 880 depositaron una energía que entra en $\bar{x} \pm \sigma$, donde \bar{x} es el promedio y σ es la desviación estándar. Por último, de los 964 muones, 898 depositaron energía que entra en $\bar{x} \pm 2\sigma$. Esto se repite para los otros rangos de momento, donde la eficiencia es la división de energías que cumplan las condiciones anteriormente mencionadas por el número de muones o piones cuyo momento transversal entra en el rango que se está analizando por cien, para mostrarlo como un porcentaje. Se realizó este estudio de eficiencia para los tres gaps y los resultados son las figuras 4.20, 4.21, 4.22, 4.23, 4.24 y 4.25.

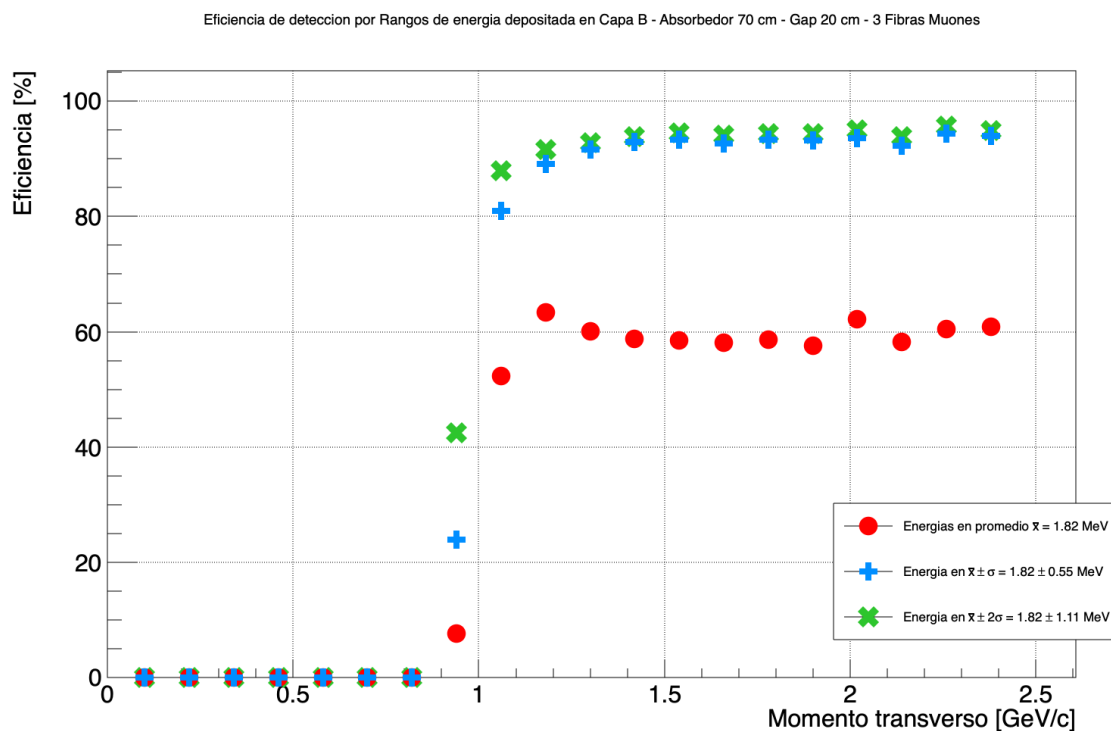


Figura 4.20: Eficiencia de detección basada en energía depositada por muones con gap de 20 cm.

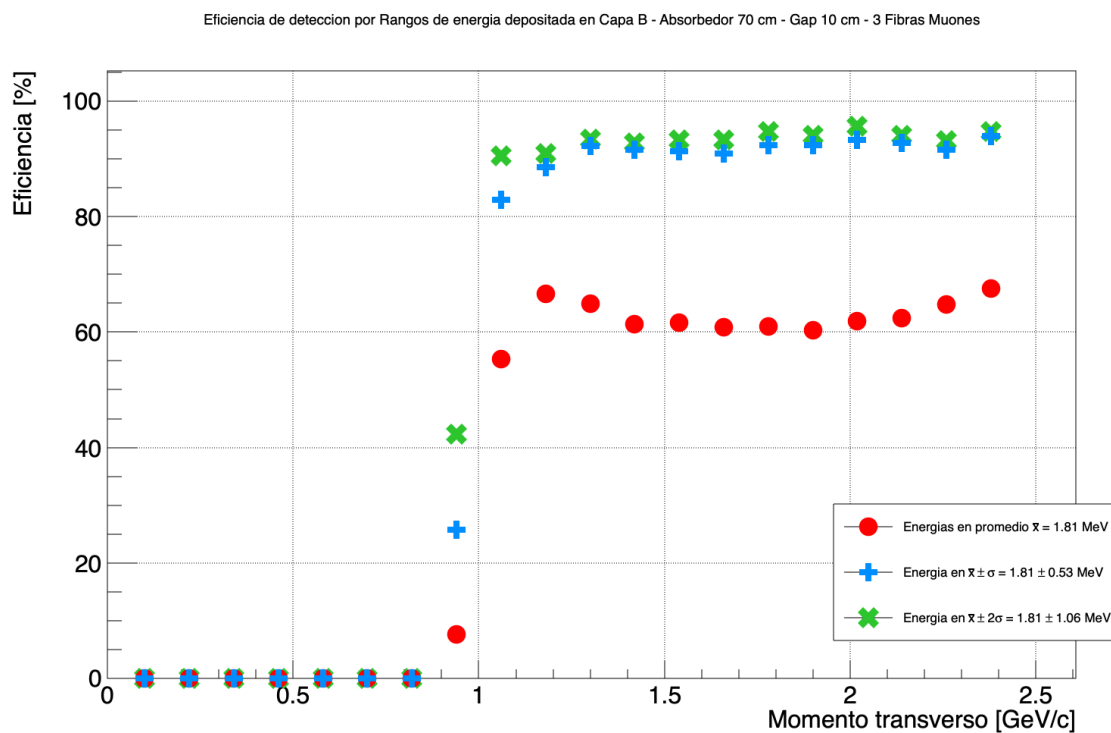


Figura 4.21: Eficiencia de detección basada en energía depositada por muones con gap de 10 cm.

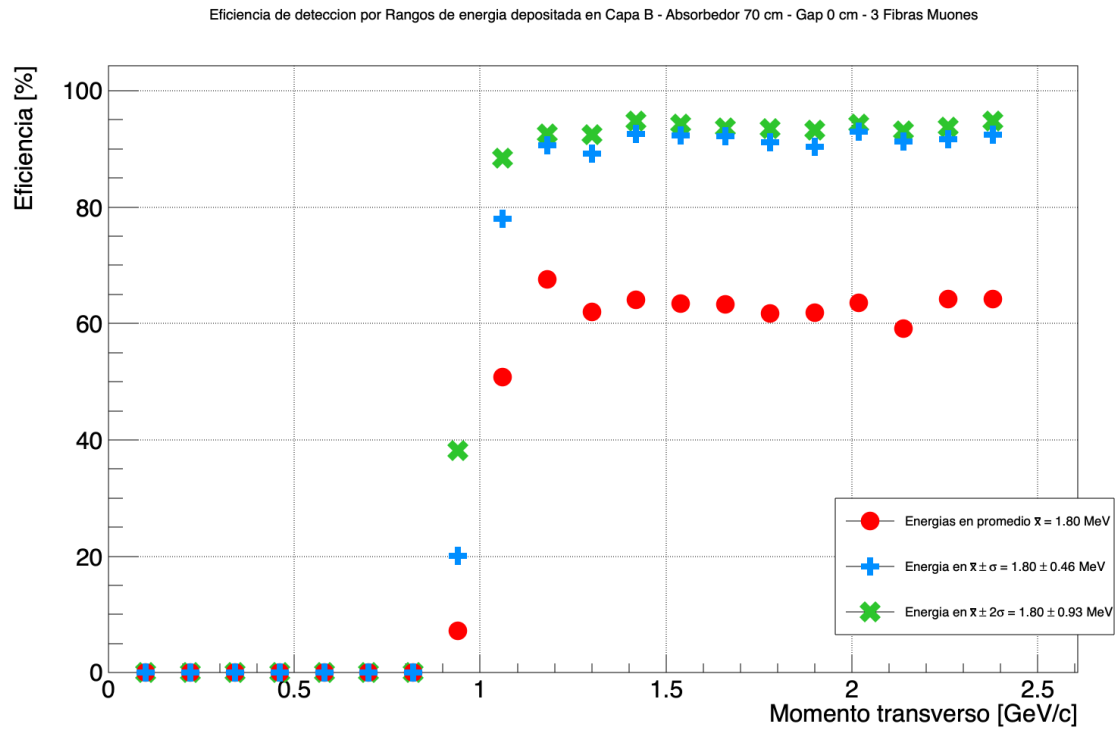


Figura 4.22: Eficiencia de detección basada en energía depositada por muones con gap de 0 cm.

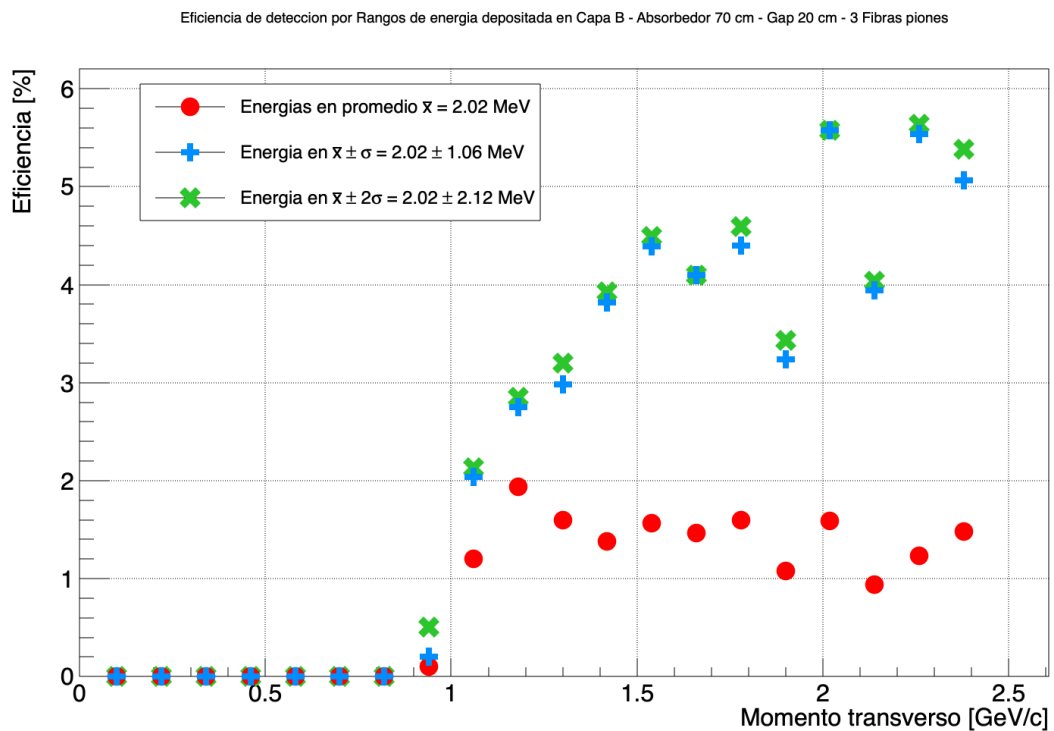


Figura 4.23: Eficiencia de detección basada en energía depositada por piones con gap de 20 cm.

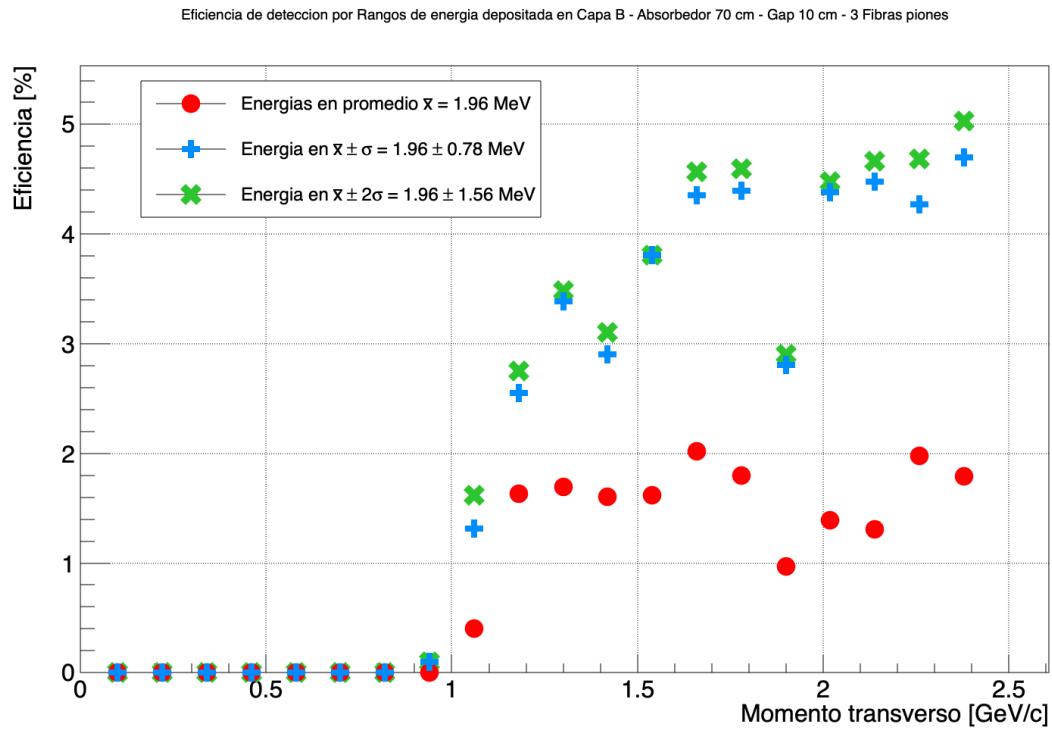


Figura 4.24: Eficiencia de detección basada en energía depositada por piones con gap de 10 cm.

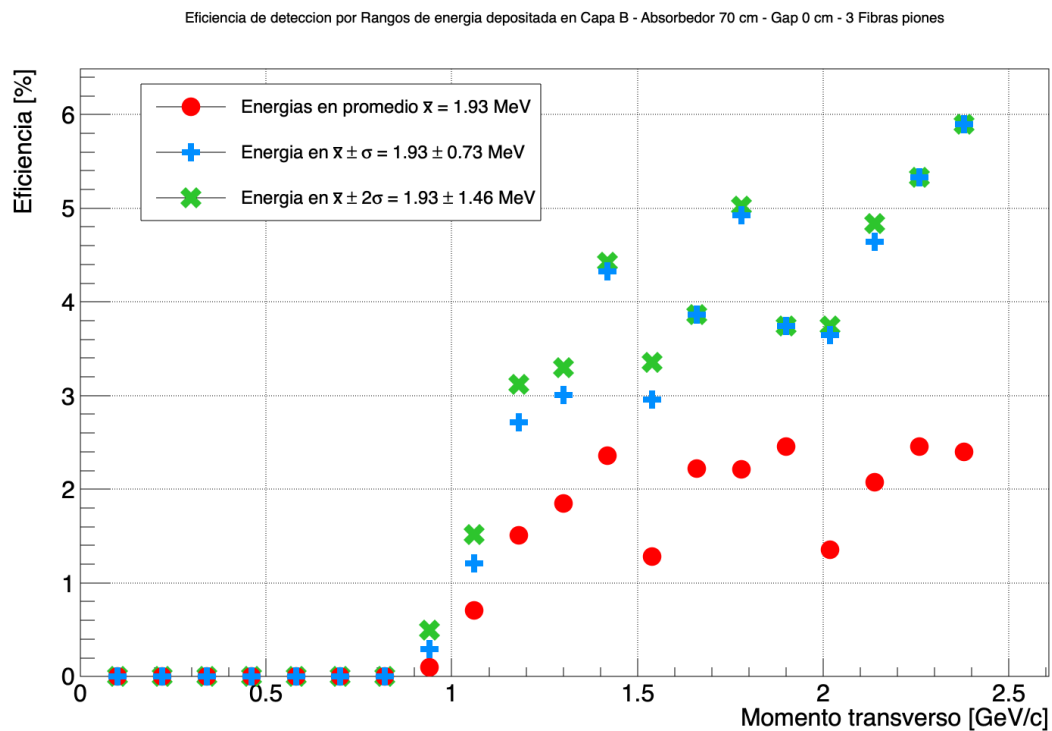


Figura 4.25: Eficiencia de detección basada en energía depositada por piones con gap de 0 cm.

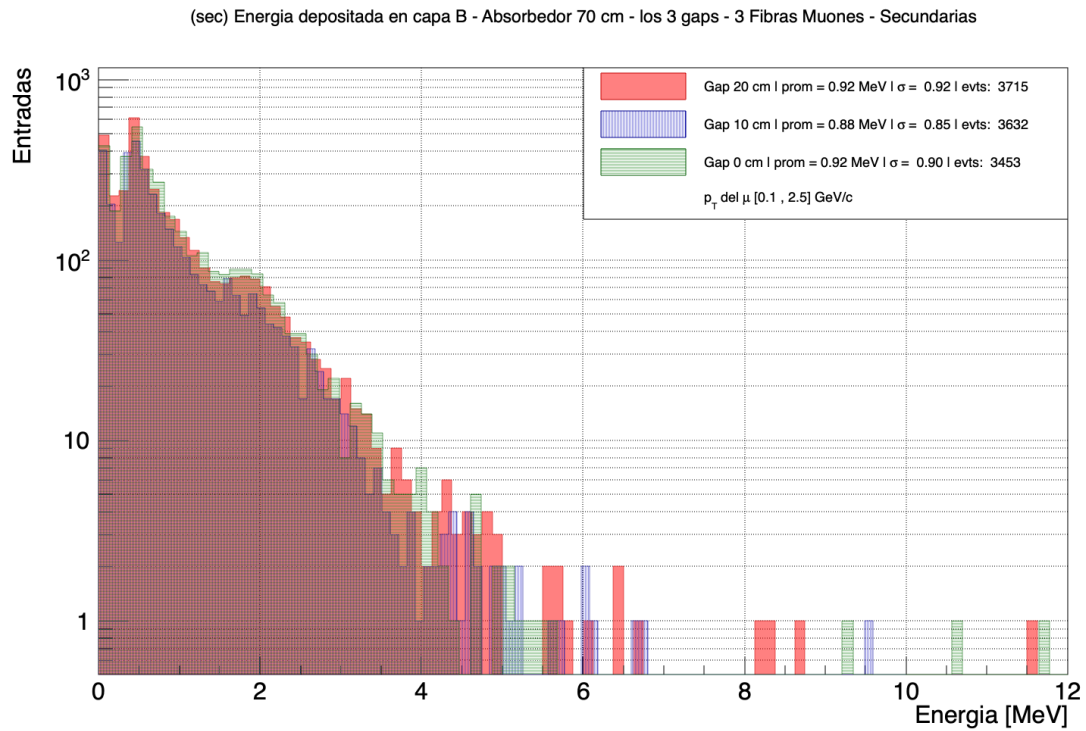


Figura 4.26: Energía depositada por partículas secundarias en eventos de muones en todos los gaps.

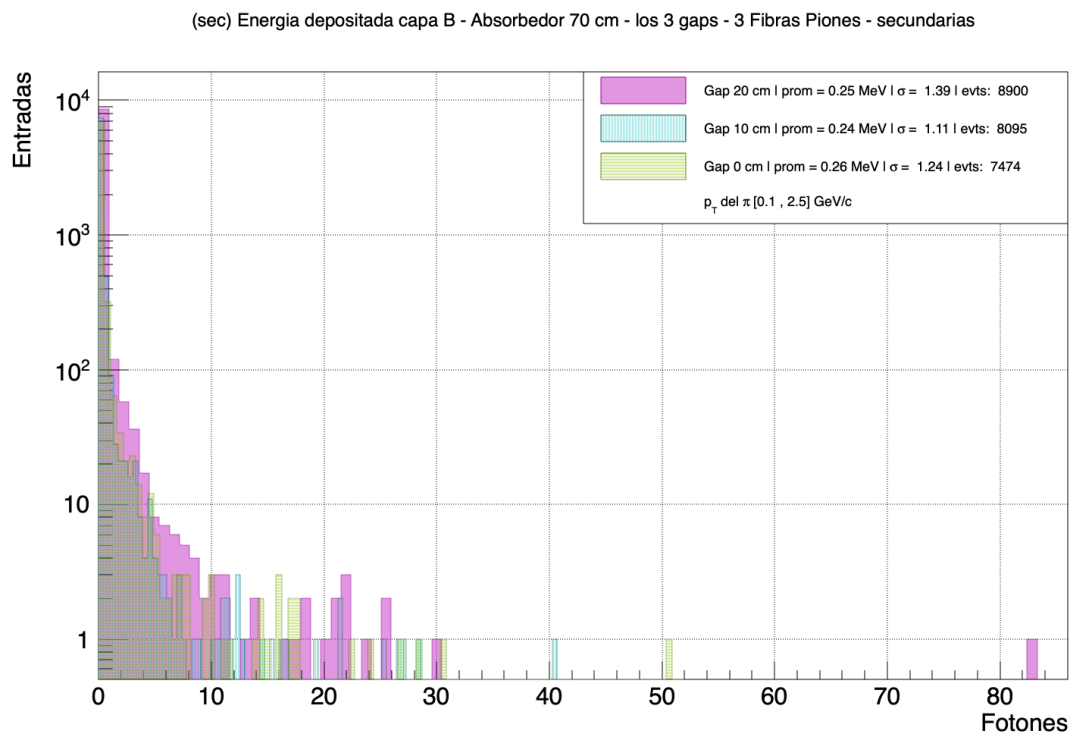


Figura 4.27: Energía depositada por partículas secundarias en eventos de piones en todos los gaps.

Como se comentó en la sección 3.2.2, también fue posible obtener la información de

partículas secundarias, siendo aquellas que surgen de procesos como dispersión o decaimiento de las partículas primarias. En los eventos de muones o piones es posible que surjan partículas secundarias y depositen energía en los centelladores, generando fotones que podrían ser detectados. Obtener dicha información puede mostrar el efecto de la separación de las capas en la interacción de partículas secundarias con el módulo. Las figuras 4.26 y 4.27 muestran la información de energía depositada en los centelladores por partículas secundarias que fueron productos de μ y π en la capa B.

fotones detectados - muones y piones y secundarias

Respecto a los datos de fotones detectados, se obtuvo un conjunto de información semejante al presentado basado en la energía depositada. Primero, se recuperó el número de fotones detectados por capa y por ambas capas, siempre y cuando hayan sido producidos por un muon o pion. Las figuras 4.28, 4.29, 4.30 y 4.31 muestran histogramas de los fotones detectados para ambas capas y la capa B por muones y piones, mostrando tres conjuntos de datos, cada uno con su respectivo gap. Al mismo tiempo, se obtuvo el número de fotones detectados que fueron producidos por partículas secundarias, tanto por ambas capas como por capa como se muestra en las figuras 4.32, 4.33, 4.34 y 4.35.

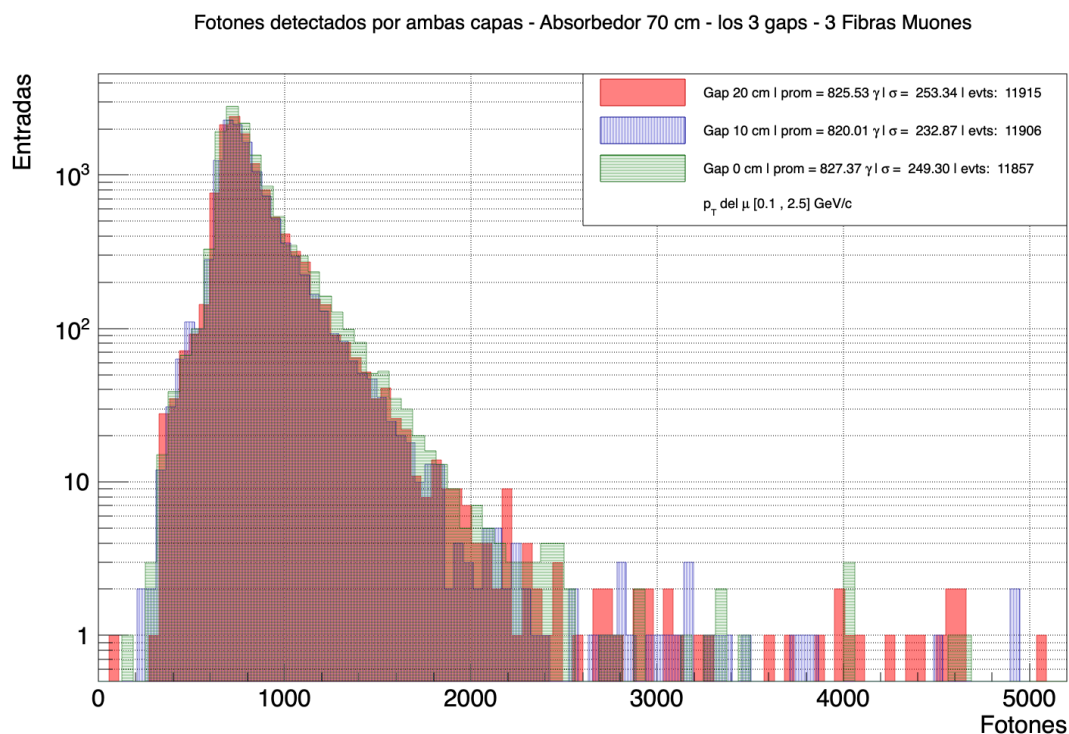


Figura 4.28: Fotones detectados por ambas capas del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Muones como partícula primaria.

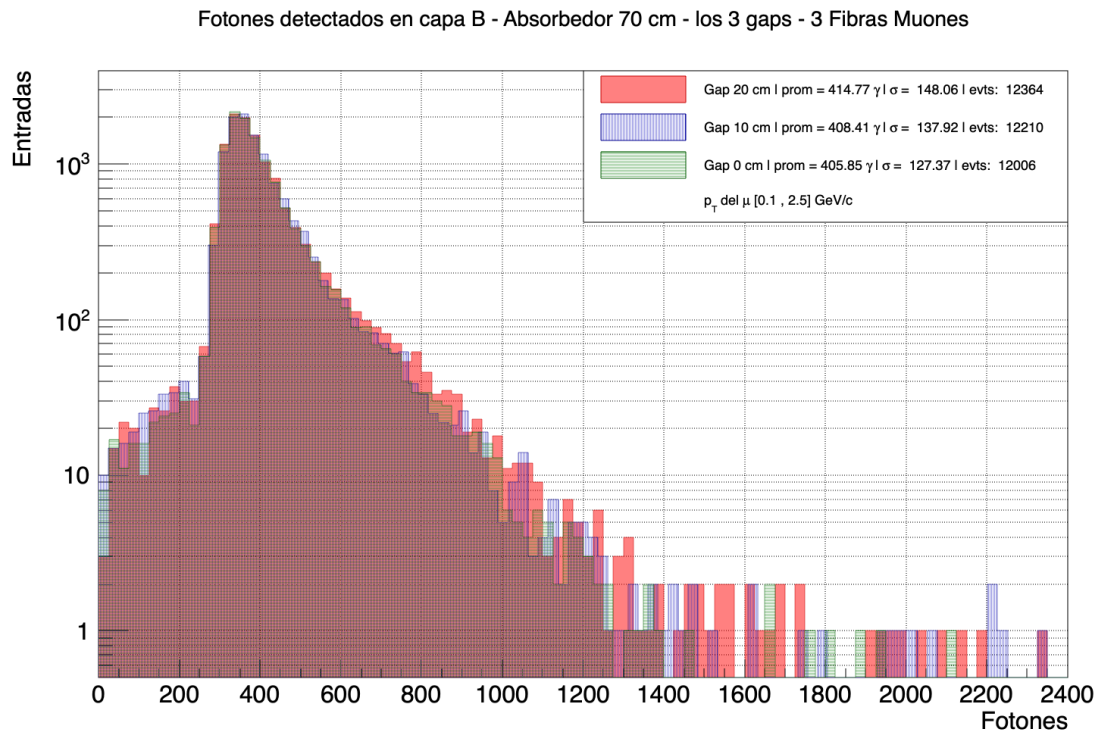


Figura 4.29: Fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Muones como partícula primaria.

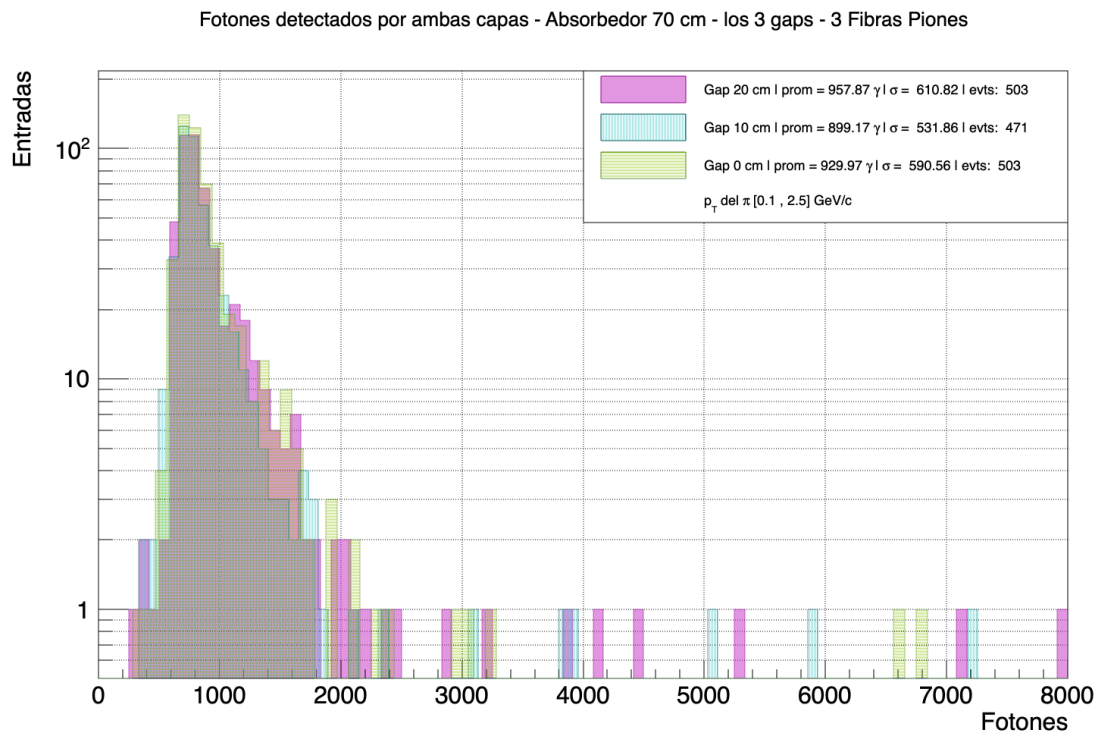


Figura 4.30: Fotones detectados por ambas capas del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Piones como partícula primaria.

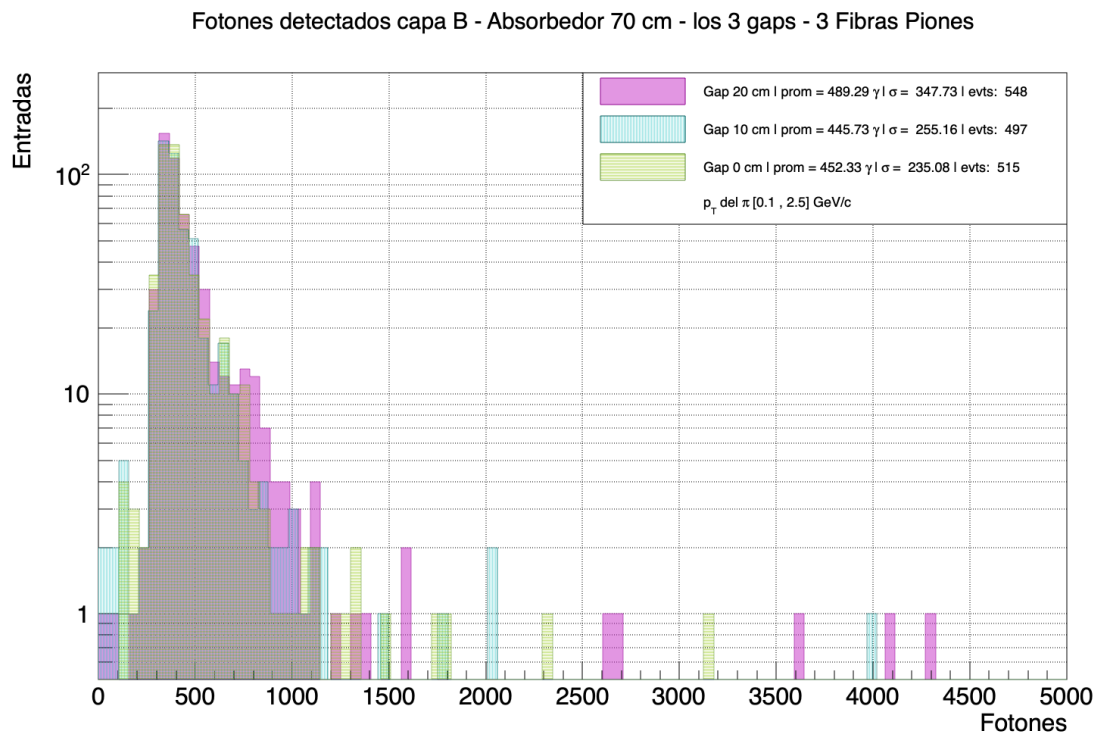


Figura 4.31: Fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Piones como partícula primaria.

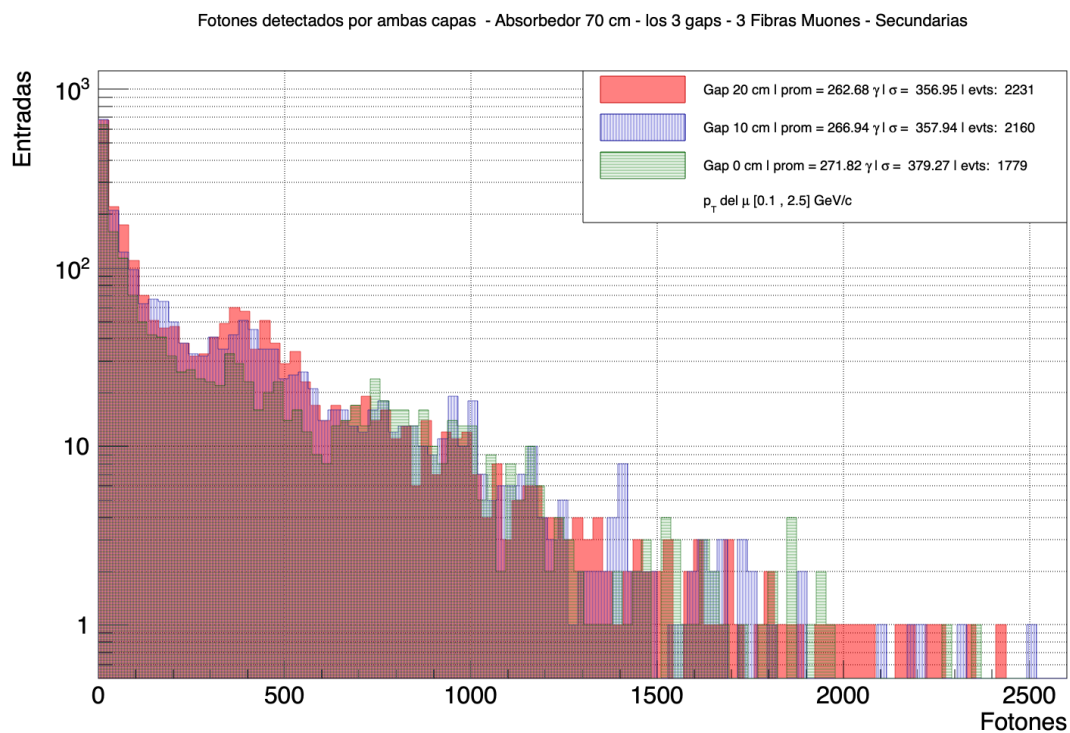


Figura 4.32: Fotones detectados por ambas capas del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Partículas secundarias generadas por muones son las causantes del centelleo.

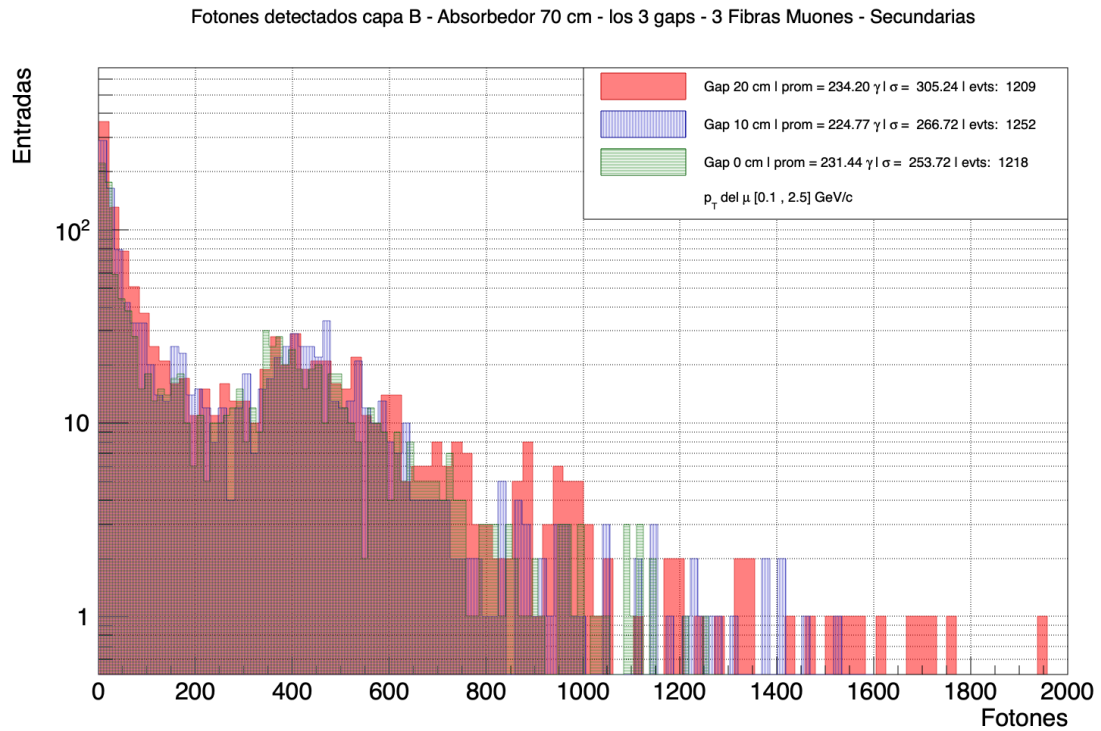


Figura 4.33: Fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Partículas secundarias generadas por muones son las causantes del centelleo.

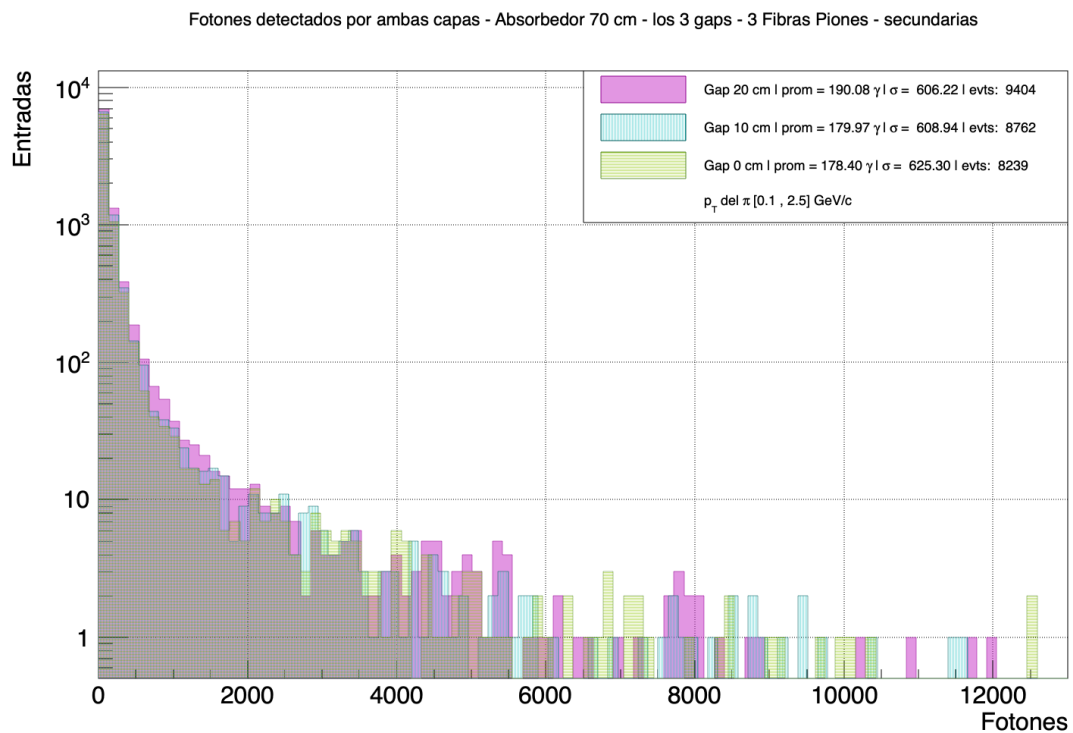


Figura 4.34: Fotones detectados por ambas capas del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Partículas secundarias generadas por piones son las causantes del centelleo.

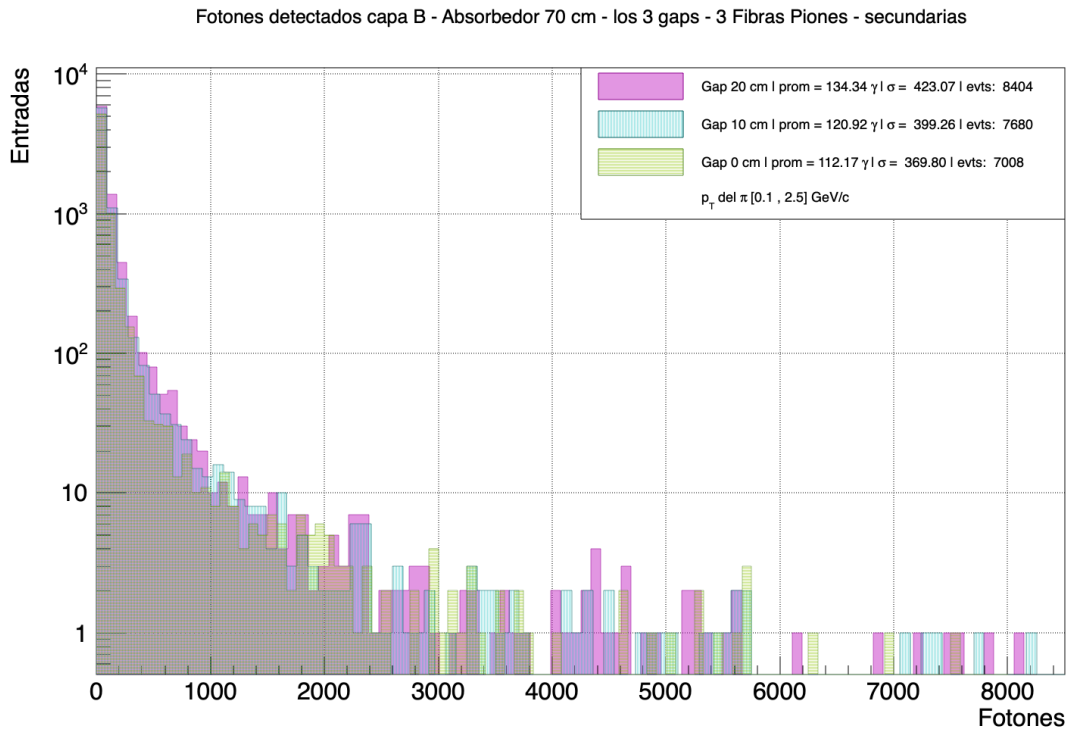


Figura 4.35: Fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm. Partículas secundarias generadas por muones son las causantes del centelleo.

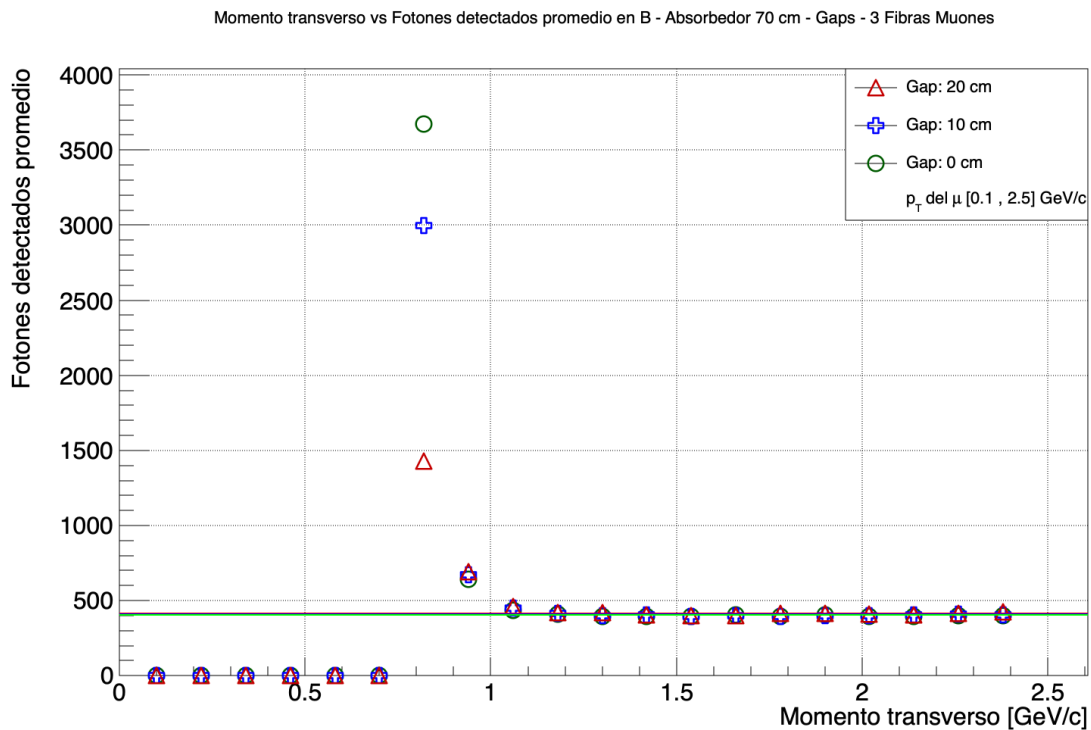


Figura 4.36: Promedio de fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm generados por muones.

También se realizó la comparación del momento transverso de la partícula primaria

contra el promedio de fotones detectados en la capa B. Al igual que como se realizó en el análisis de la energía depositada, se dividió el rango de momento transversal de $[0.1, 2.5]$ GeV/c en veinte categorías. Para calcular el promedio se tomó en cuenta la cantidad de impactos efectivos por categoría de p_T y la suma de fotones detectados en la capa B en el mismo rango. Esto se calculó para los diferentes gaps y se puede observar en la figura 4.36 y 4.37 para muones y piones respectivamente.

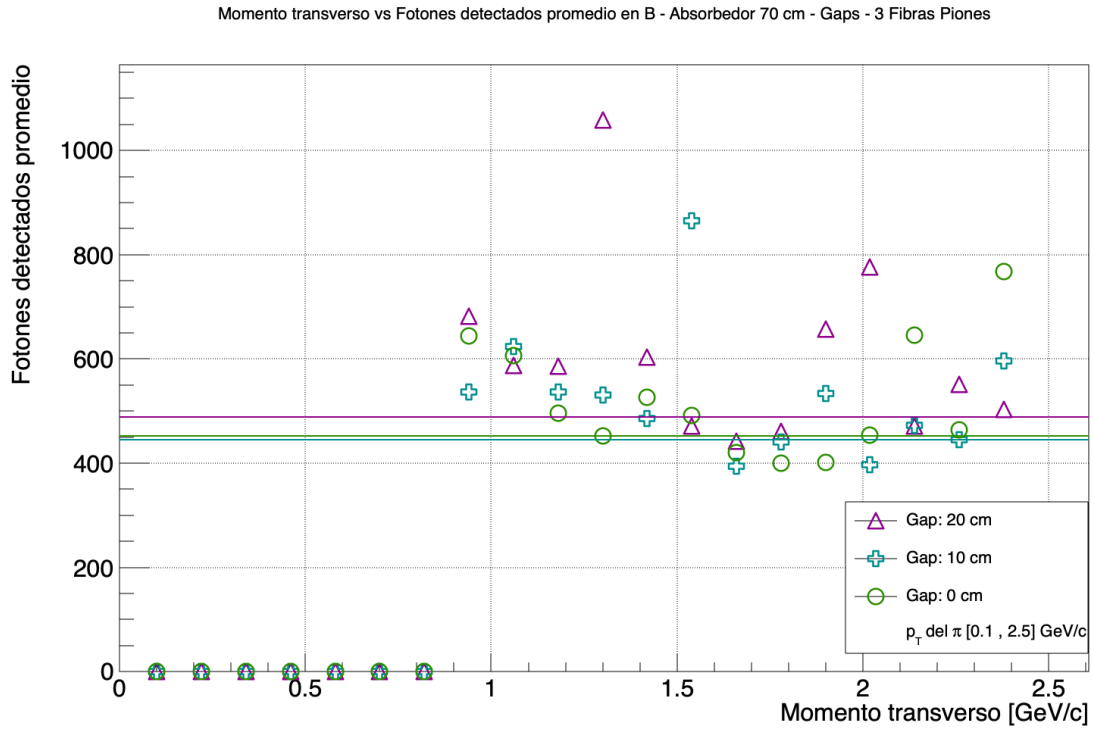


Figura 4.37: Promedio de fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20, 10 y 0 cm generados por piones.

Se realizó un análisis de eficiencia de detección tomando como parámetro el promedio de fotones detectados por gap así como rangos alrededor del promedio y las desviaciones estándar. Así como con el análisis anterior del promedio de fotones detectados, se dividió el momento transversal en veinte rangos. Se calculó en cuántos eventos dentro de cada rango detectaron un número de fotones cercano al promedio (\bar{X}), en los límites $\bar{X} \pm \sigma$ y en $\bar{X} \pm 2\sigma$. Este estudio se hizo para los fotones generados por muones y por piones. Por ejemplo, en el rango de 1.3 - 1.42 GeV/c, para muones, hubo un total de 1011 eventos con dicho p_T , de los cuales en 601 se detectaron fotones cercanos al promedio general de 825 en el módulo, con un arreglo con gap de 20 cm. Esto conduce a una eficiencia del 60% aproximadamente. Pero, para el mismo rango de p_T hubo 879 eventos donde se detectó un número de fotones que entran en el rango de 825 ± 253 ($\sigma = 253$), lo cual indica una eficiencia del 87%. Por último, al usar el rango $825 \pm 2 * 253$, se obtuvieron 943 eventos donde se detectó un número de fotones que

entra en dicho régimen. Las eficiencias de las figuras 4.38, 4.39, 4.40, 4.41, 4.42 y 4.43 se obtuvieron por partícula y por gap.

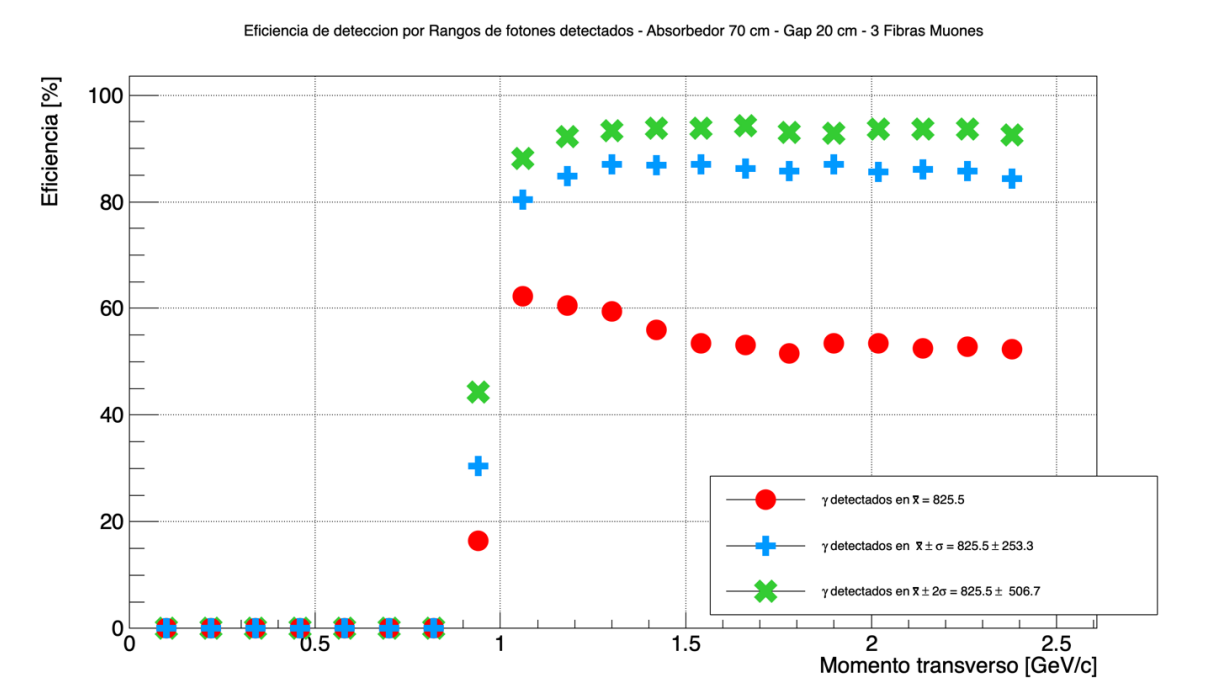


Figura 4.38: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria muones y gap entre capas de 20 cm.

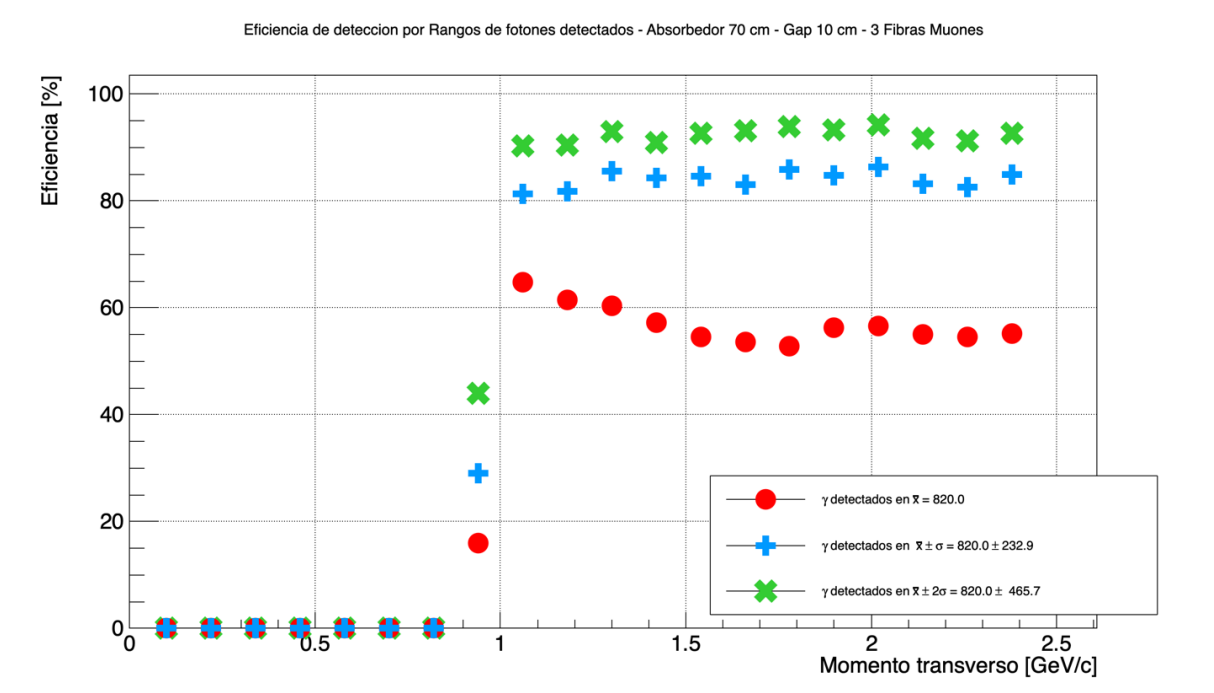


Figura 4.39: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria muones y gap entre capas de 10 cm.

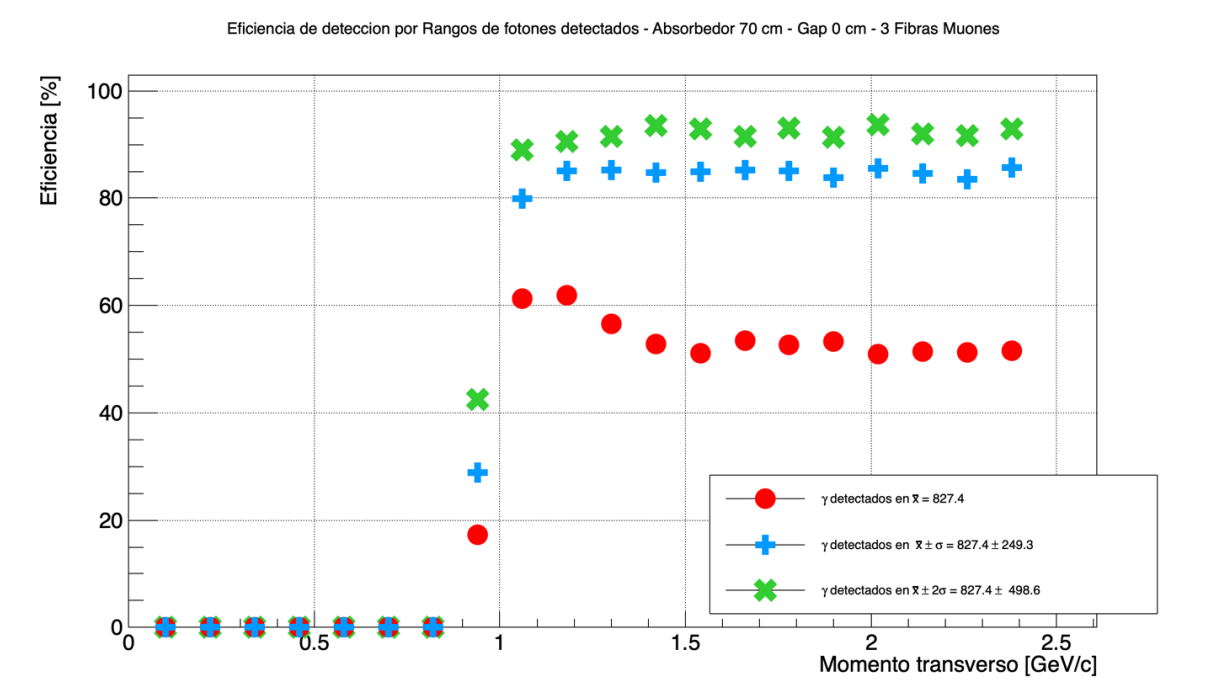


Figura 4.40: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria muones y gap entre capas de 0 cm.

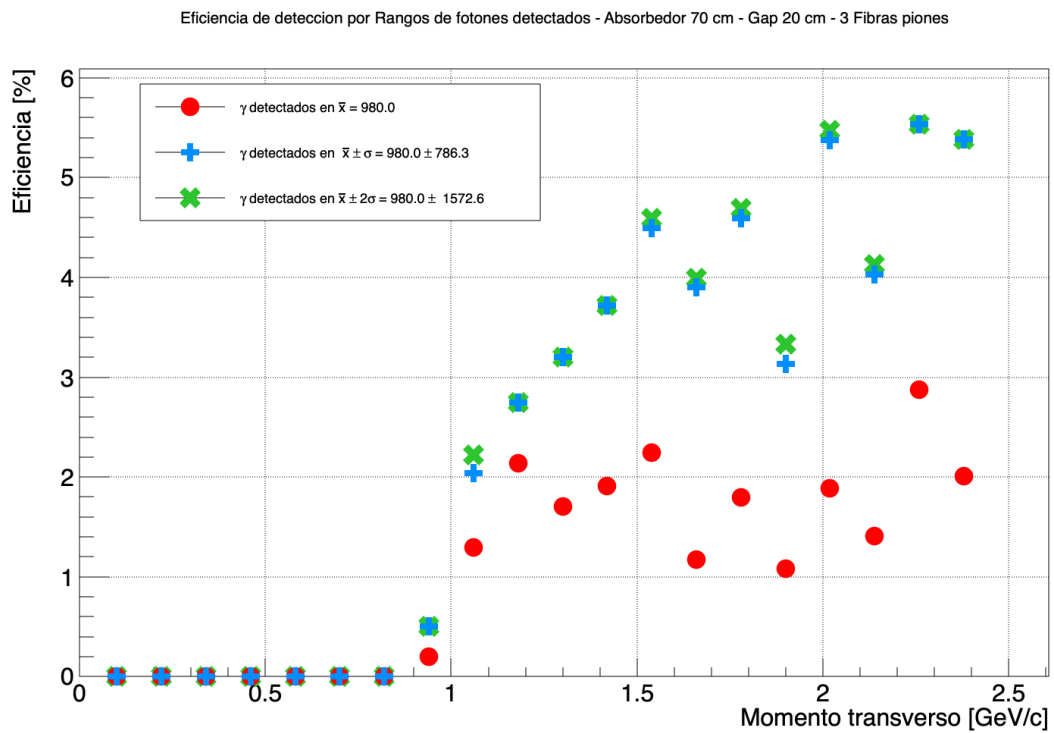


Figura 4.41: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria piones y gap entre capas de 20 cm.

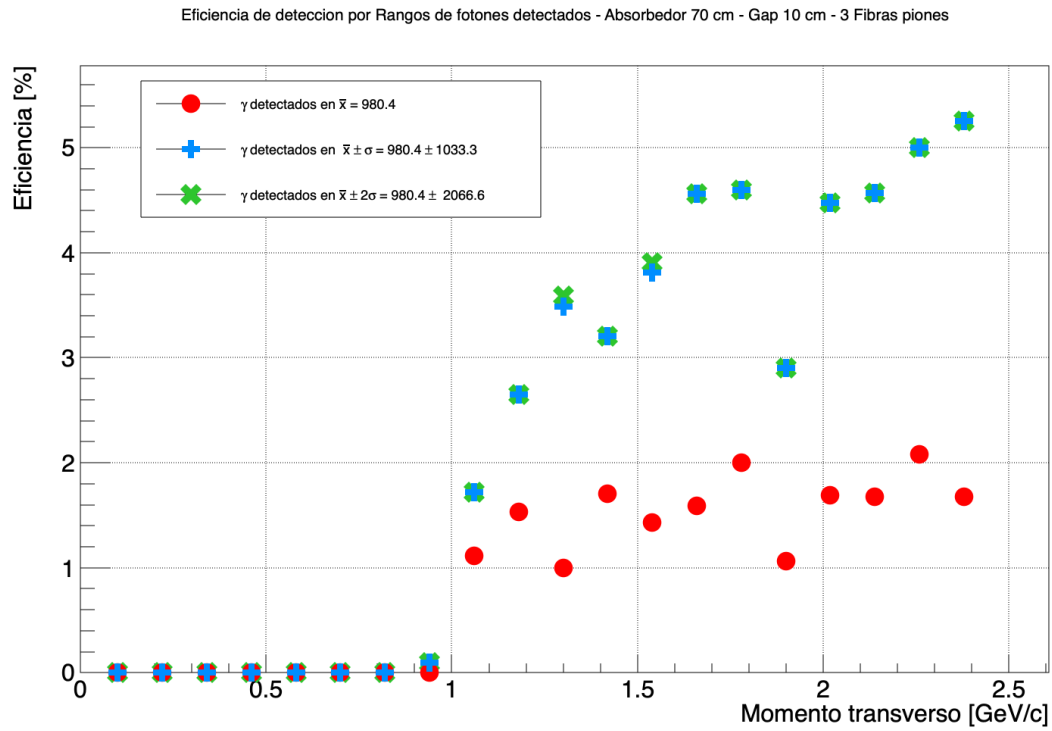


Figura 4.42: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria piones y gap entre capas de 10 cm.

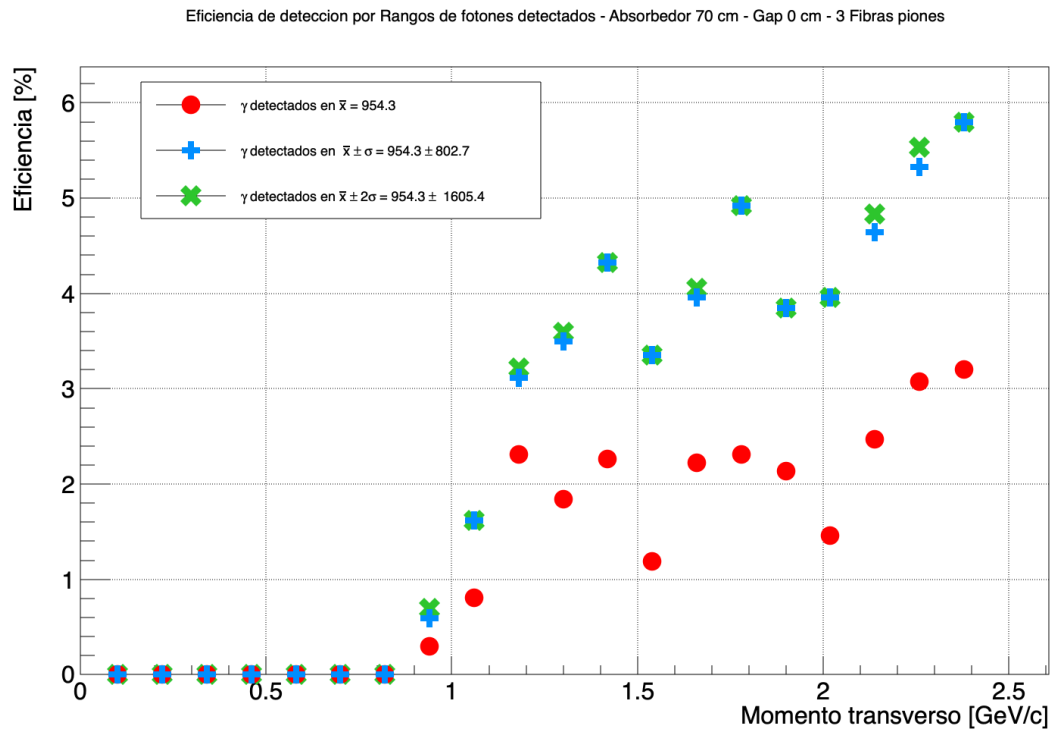


Figura 4.43: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria piones y gap entre capas de 0 cm.

4.3. Cambio de fibras WLS

4.3.1. Fotones detectados - muones y piones

Como en este experimento se buscó estudiar el efecto del número de fibras WLS que se colocan en cada barra centelladora al recuperar la información relacionada al número de fotones detectados, dado que los fotones generados dentro de los centelladores van a transportarse con las fibras ópticas hacia los SiPM. Primero se obtuvo el número de fotones detectados por ambas capas y la capa B en 20,000 eventos de muones y piones por cada número de fibras colocadas en cada barra centelladora, es decir, una simulación para tres fibras, otra para dos fibras y otra para una fibra. Esta información se presenta en las figuras 4.44, 4.45, 4.46 y 4.47.

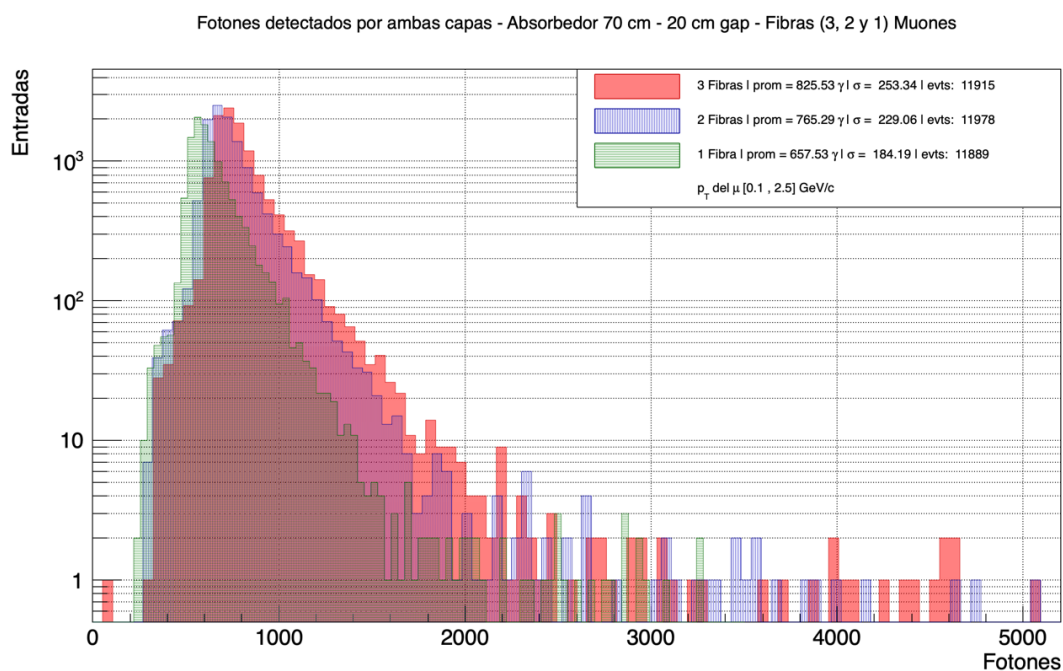


Figura 4.44: Fotones detectados por ambas capas del módulo con 3, 2 y 1 fibra. Muones como partícula primaria.

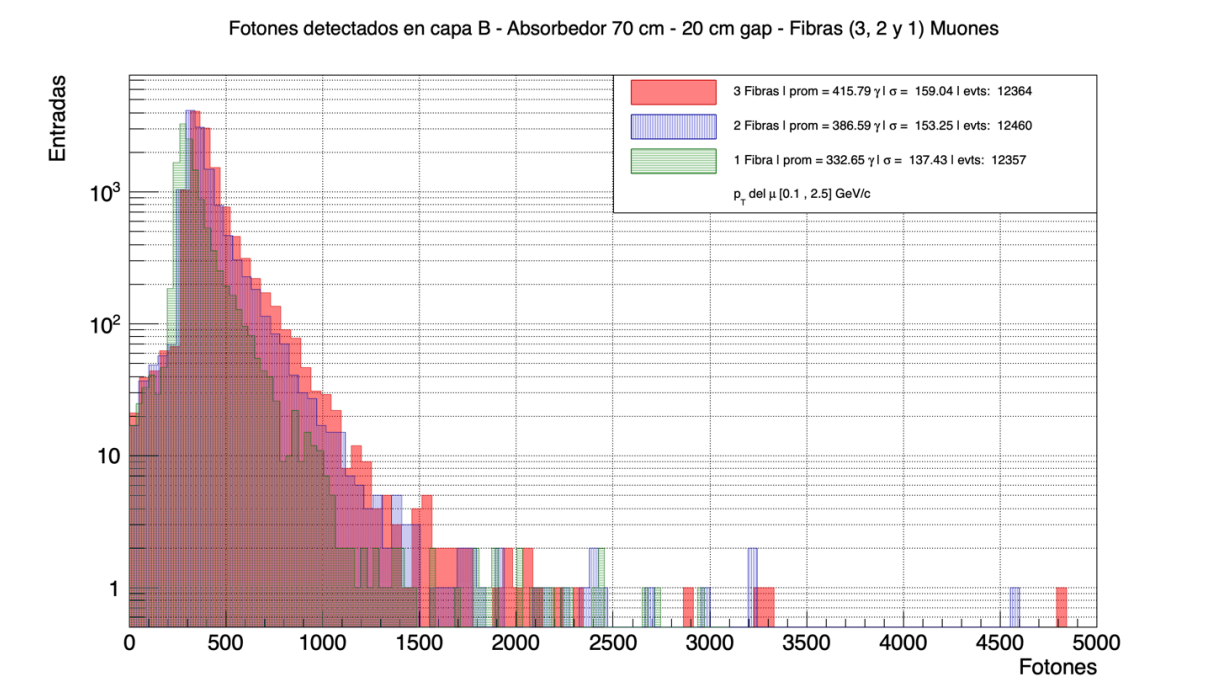


Figura 4.45: Fotones detectados en capa B del módulo con 3, 2 y 1 fibra. Muones como partícula primaria.

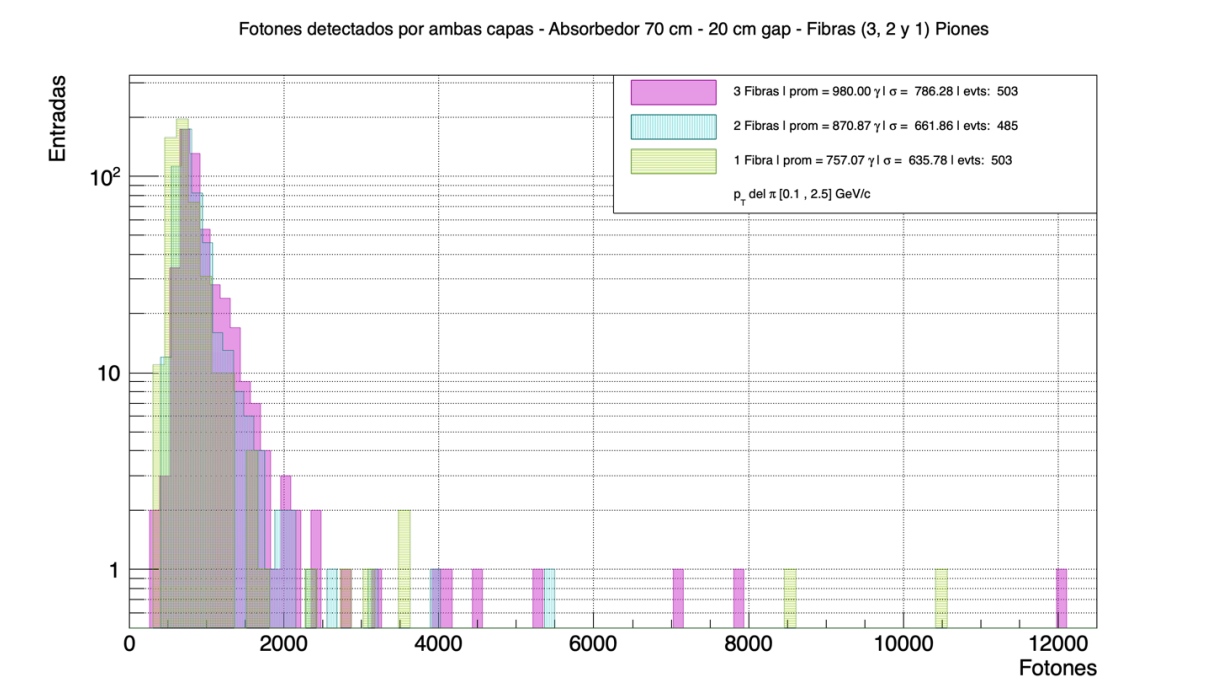


Figura 4.46: Fotones detectados por ambas capas del módulo con 3, 2 y 1 fibra. Piones como partícula primaria.

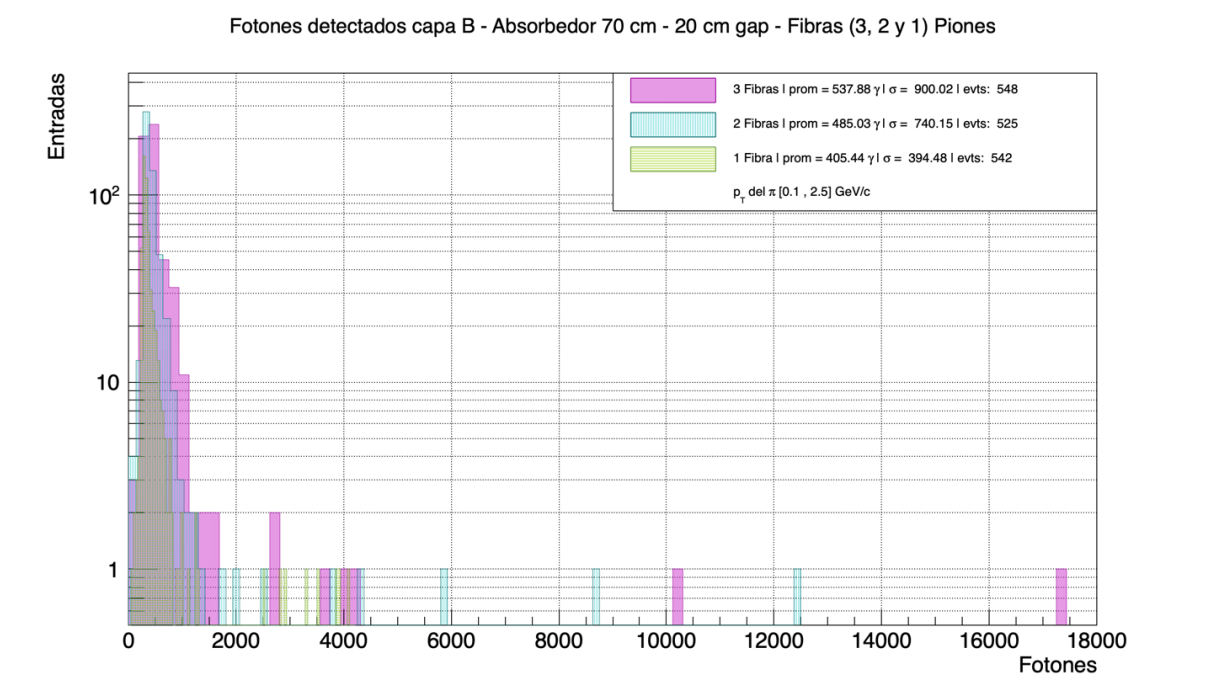


Figura 4.47: Fotones detectados en capa B del módulo con 3, 2 y 1 fibra. Piones como partícula primaria.

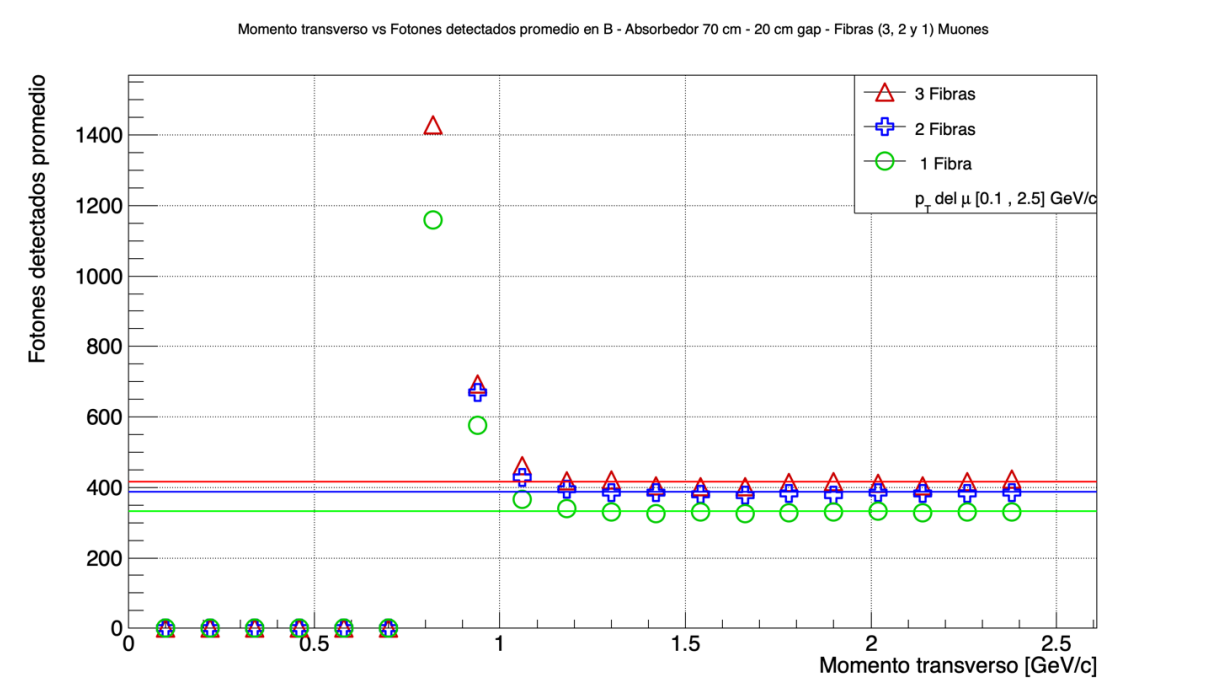


Figura 4.48: Promedio de fotones detectados en capa B con 3, 2 y 1 fibra generados por muones.

Al igual que el experimento del cambio de gap, aquí también se realizó un estudio del momento transversal del muon o pion contra el número de fotones detectados que se generaron por dichas partículas primarias en la capa B. Se utilizó el mismo análisis para calcular los promedios, dividiendo al momento transversal de $[0.1, 2.5]$ GeV/c en

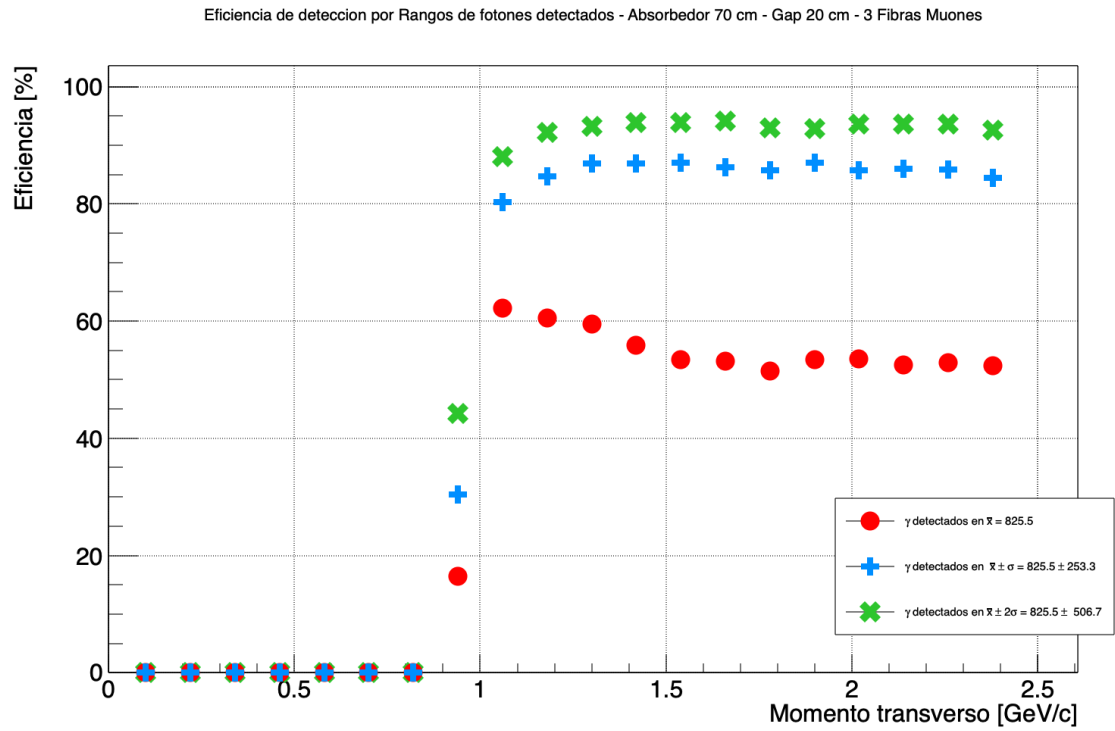


Figura 4.50: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria muones y con 3 fibras.

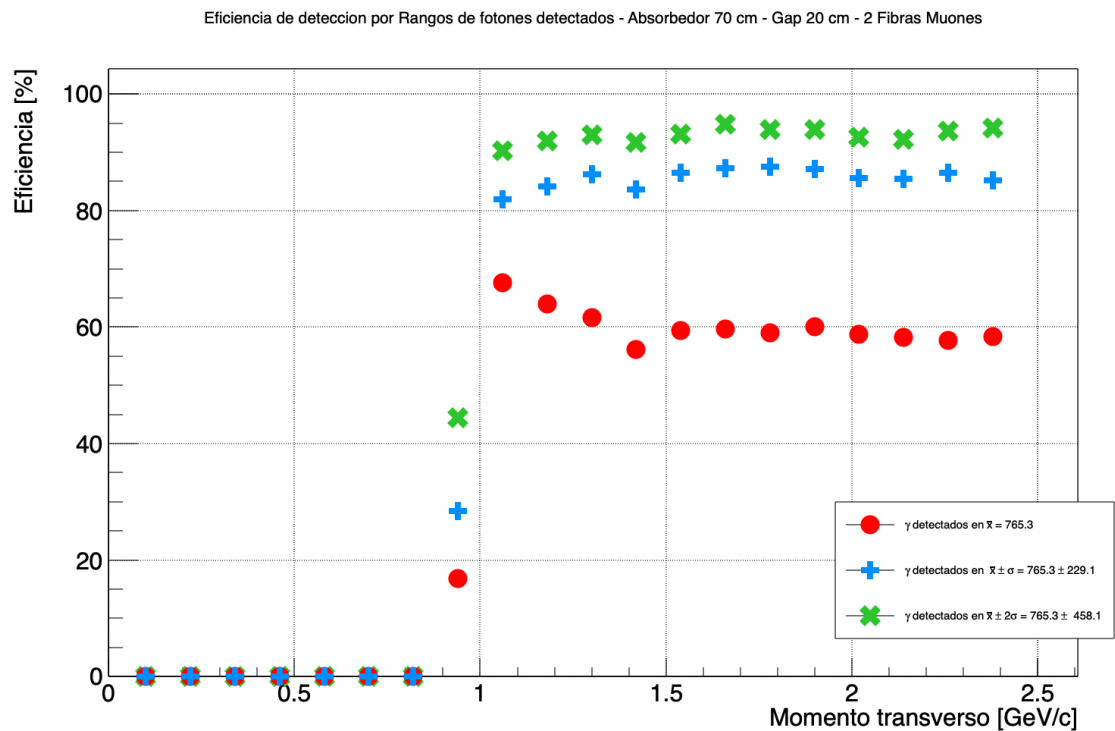


Figura 4.51: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria muones y con 2 fibras.

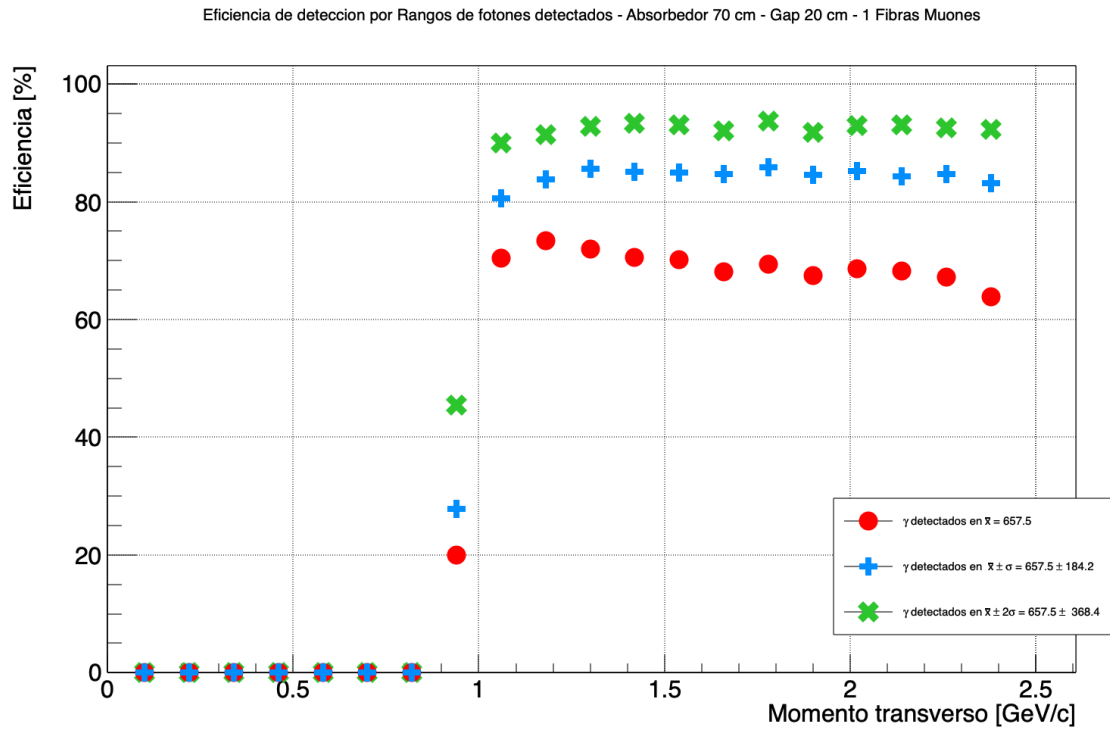


Figura 4.52: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria muones y con 1 fibra.

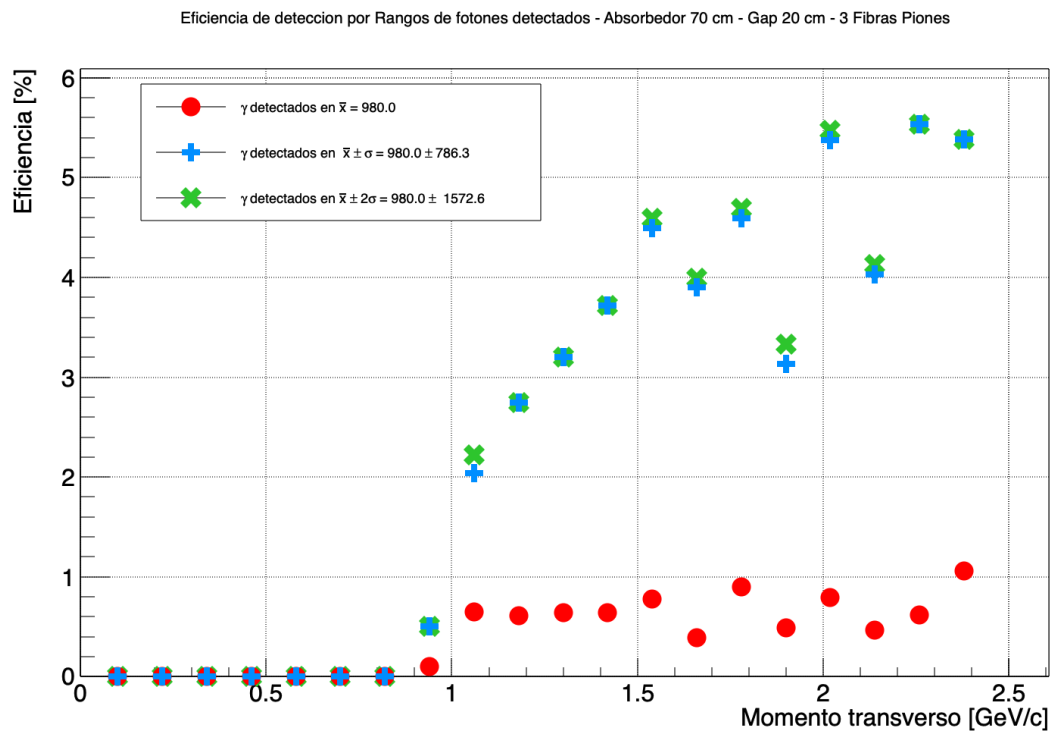


Figura 4.53: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria piones y con 3 fibras.

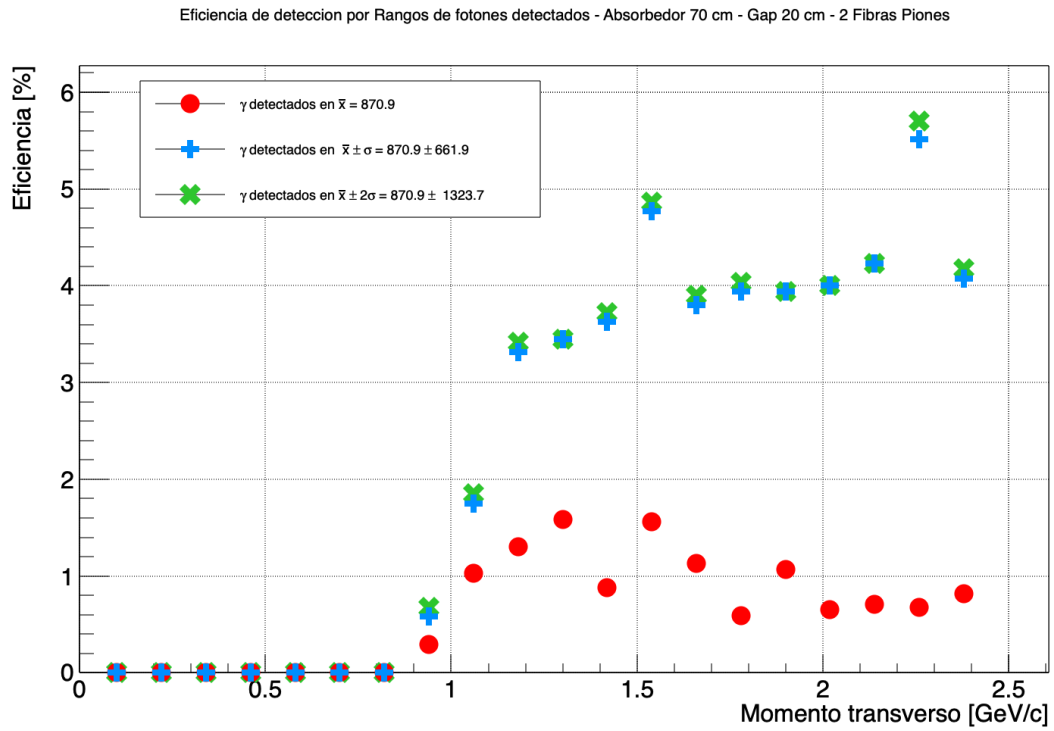


Figura 4.54: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria piones y con 2 fibras.

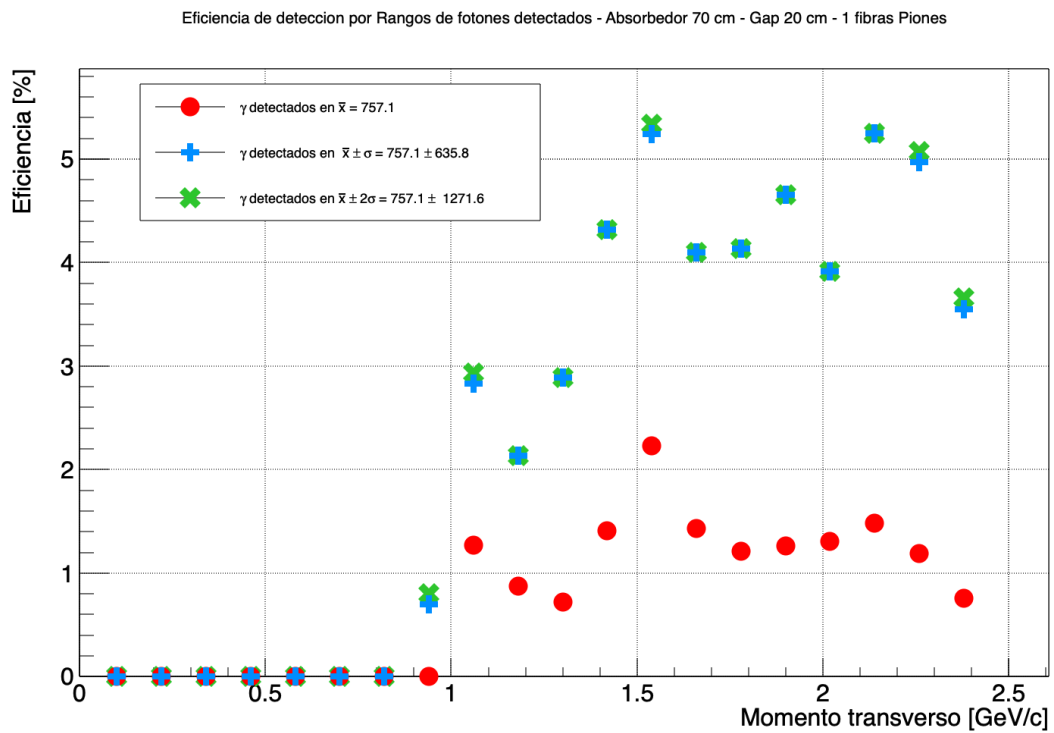


Figura 4.55: Eficiencia de detección basada en fotones detectados en el módulo. Partícula primaria piones y con 1 fibra.

4.4. Discusión presencia de campo magnético

Las figuras 4.1 y 4.2 muestran el efecto del campo magnético en los impactos válidos. Respecto a la simulación sin el absorbedor ni el campo magnético, cerca del 99 % de los eventos pasaron al módulo, según el bin de valor 1 de color verde. Al colocar el absorbedor pero aun sin el campo magnético, disminuyó el número de muones que pasan al módulo, lo cual se representa por el bin de valor 1 de color rojo en la figura 4.1, siendo aproximadamente el 62 % de los eventos totales.

Por otra parte, según la carta de intención de ALICE 3 [8], el campo magnético uniforme que se planea colocar antes del absorbedor debe tener una magnitud de 2 T. Para ver el cambio de los datos entre la presencia del campo y su ausencia, se obtuvieron datos con la presencia de un campo magnético de magnitud de 0.5 T y de 2 T. Los impactos registrados con un campo magnético de magnitud de 0.5 T se ven en el bin azul de valor 1, mientras que los datos obtenidos con la presencia del campo de magnitud de 2 T son los mostrados en el bin de color amarillo. Si se comparan los impactos con la ausencia del campo y con un campo de 0.5 T, se observa que hay una disminución de hits de aproximadamente 7 %, mientras que con el campo de 2 T, ningún muon logró pasar al módulo. Esto claramente indica que un $|\vec{B}| = 2$ T curva la trayectoria de cualquier muon con un $p_T \in [0.1, 2.5]$ evitando que llegue al módulo. Esto en sí no representa un problema para el MID completo, pero sí para este trabajo que involucra sólo la simulación de un sólo módulo.

A partir de la figura 4.3 se puede ver cómo cambió la eficiencia de detección del módulo al utilizar solamente la definición de impacto válido. La eficiencia del módulo sin el absorbedor ni campo magnético se representó con los puntos verdes e indica un promedio de detección muy cercano al 100 % a partir de los muones con los momentos más bajos, es decir, a partir de $p_T = 0.1$ GeV/c. Al colocar el absorbedor, que se representó con los puntos rojos, la eficiencia disminuye a 0 % para muones con $p_T \in [0.1, 0.9]$ GeV/c, lo que puede deberse a que muones con estas energías son detenidos por completo por el absorbedor. Muones con $p_T > 1$ GeV/c ya vuelven a tener una eficiencia muy cercana al 100 %. Al colocar el campo magnético de magnitud 0.5 T, la eficiencia disminuye en comparación con la simulación sin el campo magnético. Muones con un $p_T > 1.4$ GeV/c son aquellos que ya tienen una eficiencia cercana al 100 %. La presencia del campo magnético de magnitud de 2 T demuestra que, para cualquier muon con un momento transversal en el rango usado en la simulación, no pasará al detector, pues la eficiencia se mostró siempre del 0 %. A partir de esto, se puede observar que si se busca realizar un estudio de la eficiencia y definición de impacto para sólo un módulo del MID, con el campo magnético planteado en la carta de intención, no se obtendría ningún tipo de información relevante, pues los muones que se buscan detectar deben tener un $p_T < 1.5$ GeV/c. Por la ecuación 3.22, es sabido que se necesitarían muones

con un momento transverso mínimo de 5.58 GeV/c para interactuar con el módulo, esto suponiendo que la partícula no salga del punto de interacción con ningún ángulo, lo cual rara vez sucede en la realidad.

También, las figuras 4.4, 4.5, 4.6 y 4.7 representan la energía depositada en la capa B del módulo contra el p_T del muon que depositó dicha energía. Estas figuras muestran comportamientos parecidos a una curva de bethe-bloch, donde vale la pena mencionar que la figura 4.7 presenta un comportamiento semejante al predicho con la formula de bethe-bloch y que se puede ver en la figura 2.2. Para comparar estos resultados, se obtuvo el promedio de energía depositada por rango de momento transverso de los muones, donde se usaron veinte rangos, cada uno de 0.12 GeV/c, abarcando desde 0.1 a 2.5 GeV/c. Todo esto se muestra en la figura 4.8. En ella podemos confirmar que, con el campo magnético de magnitud 2 T, ningún muon lanzado depositó energía. Para el campo de magnitud de 0.5 T, los muones con $p_T > 1.4\text{GeV}/c$ son los que empiezan a depositar energías cercanas a un valor fijo. Además, en la figura 4.5 se muestra que los muones con $p_T > 1.3\text{ GeV}/c$ son aquellos que comienzan a depositar energía cercana al valor promedio. Por otro lado, sin la presencia del campo pero con absorbedor, se observa que los muones con $p_T > 1\text{ GeV}/c$ son los que comienzan a depositar energía cercana al valor promedio. A diferencia de la simulación con la presencia del campo de magnitud 0.5 T, la ausencia del campo permite obtener datos en un rango entre 1 y 1.5 GeV/c, el cual es un intervalo correcto para los propósitos del MID. Si se quisiera utilizar el campo de magnitud 0.5 T, la información que podría obtenerse es menor en comparación con una simulación sin el campo.

Si se compara la energía promedio sin el campo, pero con absorbedor, con la energía promedio sin campo y sin absorbedor, puede verse que los muones con $p_T < 1\text{ GeV}/c$ son los absorbidos por el bloque de acero. Si el absorbedor se convierte en un objeto sensible en Geant4, puede obtenerse la deposición total de energía dentro de él. La figura 4.9 muestra la deposición de energía en el bloque contra el momento de los muones que depositaron dicha energía. Los muones con $p_T < 1\text{ GeV}/c$ están depositando toda su energía en el absorbedor.

4.5. **Discusión de cambio de gap**

energía - muones

La figura 4.10 muestra los histogramas de los impactos efectivos en el módulo, al cambiar el gap entre capas. De los 20,000 eventos de muones por los tres gaps utilizados, el 60 % de estos registraron impactos válidos. Hubo cerca de 8,100 muones que no llegaron a atravesar ambas capas del módulo. Se podría esperar un promedio más alto

de impactos por parte de muones, pero hay que considerar que estas partículas tuvieron un $p_T \in [0.1, 2.5]$ GeV/c, donde las de menor momento transversal se quedaron en el absorbedor o depositan mucha energía en la capa B, a lo mucho, cerca de 12 MeV.

Para los histogramas de energía depositada en los centelladores por muones, se observa que por ambas capas la deposición de energía no sufrió grandes cambios con la reducción del gap, pues coinciden en el promedio como se puede ver en la figura 4.12. Parece haber una discrepancia en el número de eventos que tuvieron las energías iguales al promedio, pues para el gap de 0 cm hubo más coincidencias en comparación con los correspondientes al gap de 10 cm. Es decir, la altura del bin con más datos es más grande para la simulación con un gap de 0 cm a comparación con la simulación del gap de 10 cm, Esto pudo deberse a la aleatoriedad del momento de las partículas primarias y su dirección igualmente aleatoria, lo que genera estas variaciones entre las simulaciones, pues habrá eventos en los que las primarias no lleguen a los centelladores. Si nos fijamos, la diferencia entre el bin más grande del gap 0 cm y 10 cm es de aproximadamente 700 eventos, lo cual es apenas el 6 % de todos los impactos en ambas capas, según la figura 4.10, donde los tres experimentos registraron cerca de 12,000 hits.

Si se realiza el mismo estudio de energía depositada en alguna de las dos capas, como la capa B en la figura 4.13, se observa un comportamiento semejante al de la energía depositada por ambas capas; no hay variación en función del tamaño del gap. La única diferencia es la magnitud del promedio que parece ser casi la mitad que el promedio de energía por ambas capas.

Si se compara la energía depositada en una capa contra el momento transversal del muon que atravesó dicha capa, se puede ver que se sigue lo establecido por la ecuación de Bethe-Bloch, donde las partículas de menor momento depositan más energía y las de mayor momento depositan menos energía. En la figura 4.16 se observa cómo los muones con p_T menor a aproximadamente 1 GeV/c no llegan a pasar a la capa B, gracias al absorbedor. Por otro lado, a partir de muones con p_T mayor a 1.1 GeV/c la energía depositada parece ser más cercana a un valor fijo de 1.8 MeV. Esto vuelve a confirmar que sí puede haber detección de muones en función de la energía depositada en el rango de momento transversal establecido para ALICE 3. Gracias a lo mostrado en la figura 4.13, las comparaciones de momento transversal contra energía depositada en la capa B (y A) serán muy parecidas.

La figura 4.18 muestra que los muones con $p_T > 1,1$ GeV/c depositan aproximadamente 1.8 MeV de energía en la capa B, mientras que los muones con $0,7 < p_T < 1$ GeV/c depositan mucha más energía. Para momentos entre 0.7 y 0.8 GeV/c hay diferencia en el valor promedio de energía, que puede adjudicarse a la forma en que se calcula el

promedio, pues no hay tantos eventos con energías altas al comparar con los datos que se recuperan para muones con $p_T > 1$ GeV/c, como puede verse en la figura 4.12, donde las veces que se depositó 6, 12 y casi 13 MeV son menores a 10 eventos. Fuera de este rango de momento con diferencias en energía, todos los demás puntos coinciden, lo cual puede indicar que la separación de las capas entre 0 a 20 cm no afecta la deposición de energía por muones.

Las figuras 4.20, 4.21 y 4.22 muestran como las eficiencias de detección que consideran como parámetro si la energía que se depositó en la capa B entra en los rangos $\bar{x} \pm \sigma$ y $\bar{x} \pm 2\sigma$, no sufren variaciones con el cambio de gap. Esto es gracias a que los puntos en las tres figuras no parecen sufrir grandes cambios. El módulo del MID es aproximadamente un 90 % eficiente si se utiliza como parámetro la deposición de energía en el rango $\bar{x} \pm \sigma$, mientras que, al usar como parámetro la deposición de energía en el rango $\bar{x} \pm 2\sigma$, el módulo es un 95 % eficiente. Si se utiliza como parámetro solo el promedio de energía total depositada, la eficiencia del módulo se resiente con este parámetro; sin embargo, la afectación no es significativa. Para la simulación con un gap de 20 cm, la eficiencia es del 60 %; para el gap de 10 m es de aproximadamente un 63 %; y para el gap de 0 cm es de un 65 %. Con esto, se puede decir que, al utilizar el promedio de energía como parámetro para determinar la detección, cerca del 60 % de los impactos de muones con $p_T > 1$ GeV/c tiene una mayor probabilidad de depositar una energía muy cercana al promedio. La probabilidad aumenta si se toman en cuenta los rangos $\bar{x} \pm \sigma$ y $\bar{x} \pm 2\sigma$, en lugar de solo comparar con el promedio.

Por otra parte, la figura 4.26 muestra los histogramas de energía depositada por gap en la capa B por partículas secundarias que se generaron en los eventos de muones. El número de eventos de esta naturaleza es de un orden más pequeño en comparación con los eventos de muones que interactuaron con la capa B, siendo aproximadamente del 30 % para el gap de 20 cm. La figura muestra lo que parece ser una distribución similar entre las tres simulaciones. También parece haber una relación entre el tamaño del gap y el número de eventos, pues entre menor sea la distancia entre capas, hay menos eventos. Esto podría deberse a la forma en que se crean los diferentes gap. Por la sección 3.1.1, se sabe que la capa A estaba centrada en el origen y el centro de la capa B estaba a una altura de 21.04 cm del origen, tal que la distancia que separa a las capas es de 20 cm. Para modificar esta distancia, se cambió la altura del centro de la capa B respecto al origen. Para un gap de 10 cm, el centro de la capa B tuvo una altura de 11.04 cm; para un gap de 0 cm el centro de la capa B tuvo una altura de 1.04 cm. Así, la capa B es la que se aleja más del absorbedor y del particle gun. Por otra parte, en las tres simulaciones se depositó una energía promedio entre 0.88 y 0.92 MeV, algo menor en comparación con la energía promedio depositada en la capa B por muones. Pero este valor de energía no representa una concentración concreta de

las energías alrededor de un punto, pues la desviación estándar refleja que los datos son muy dispersos, indicando que los eventos de partículas secundarias tienen una deposición de energía difícil de determinar con base en un valor promedio.

Energía - piones

Gracias a la interacción hadrónica de los piones con el acero, el absorbedor detiene un gran número de estas partículas en las tres simulaciones realizadas al cambiar el gap, como puede verse en la figura 4.11. La terna de simulaciones presenta números semejantes de impactos, representando solamente el 2% de todos los piones lanzados. Es decir, de los 20,000 piones disparados, solo cerca de 500 llegaron a pasar por el módulo.

Las figuras 4.14 y 4.15 muestran que, para ambas capas y en la capa B se depositan aproximadamente la misma cantidad de energía. Para la información recuperada por ambas capas, la diferencia entre los promedios de energía depositada, dependiendo del tamaño del gap, es a lo mucho de 0.06 MeV. Estas diferencias podrían deberse a la cantidad de datos que se registraron por gap, al igual que la presencia de eventos aislados donde hubo una deposición anormalmente alta, por ejemplo, del orden mayor a 10 MeV. Al tomar en cuenta estos datos en el cálculo del promedio, se altera el resultado, ocasionando estas diferencias. Puede decirse que, independientemente del gap, los piones van a depositar una energía promedio de aproximadamente 1.9 MeV en la capa más cercana al absorbedor y 3.9 MeV en ambas capas.

Al comparar la energía depositada por los π en la capa B contra su momento transversal, como se muestra en la figura 4.17, se esperaría un comportamiento semejante al de una curva de Bethe-Bloch, como en la comparación de la energía depositada de μ contra su p_T , pero es algo menos evidente. Primero, la cantidad de piones que logran llegar a la capa B, que se sabe que fue aproximadamente el 2.5% de los eventos totales, tuvieron un $p_T > 1.1$ GeV/c. A partir de este valor de p_T , los π depositan entre 1.9 y 2 MeV, lo cual se observa como una clara tendencia en la figura. Podría pensarse que esto corresponde a la parte de la curva de Bethe-Bloch donde la deposición de energía tiene un crecimiento lento, en comparación con la energía que se pierde cuando los π tienen bajo momento transversal, $p_T < 1$ GeV/c. Para estudiar esta deposición de energía dependiendo del cambio de gap, se analizó la figura 4.19. Las líneas horizontales representan los valores de energía promedio depositada correspondientes a cada gap. A diferencia de la figura 4.36, las tendencias no son tan claras debido a los pocos eventos en los que los piones interactuaron con la capa B, lo que ocasiona que los promedios por rango de p_T estén dispersos respecto al valor promedio general de energía por gap. A partir de $p_t > 1.1$ GeV/c, los piones depositan energías promedio entre 2.3 y 1.8 GeV/c, lo que puede decir que, si un pion llega a interactuar con la capa B, su deposición

de energía no será fácil de determinar dada la naturaleza dispersa de los promedios que se observa en la figura. Además, se puede ver que la deposición de energía en la capa B parece ser independiente al tamaño del gap pues, a pesar de que hay rangos de p_T donde la deposición de energía va de mayor a menor según el tamaño del gap, también hay rangos donde, por ejemplo, en el gap 0 cm se depositó más que lo obtenido con los otros dos gaps, o en el gap de 10 cm se depositó más energía que en los otros dos.

De la misma manera que se realizó un estudio de eficiencia de detección con la información de energía depositada por muones, se obtuvo la eficiencia de detección de piones en función de la energía que estos perdieron. Las figuras 4.23, 4.24 y 4.25 muestran resultados claramente diferentes de los obtenidos con los muones. Al calcular el número de piones detectados en la capa B que depositaran una energía cercana al promedio contra el total de piones lanzados con $p_T > 1 \text{ GeV}/c$, se obtiene una eficiencia entre 1 % y 2.5 %. Resulta difícil ver si existe una modificación en la eficiencia gracias al cambio del tamaño del gap, dado que sabemos que el número de piones que logran pasar la capa B solo representa un 2 % de todos los eventos. Si se considera la detección de piones basada en si sus energías están en los siguientes dos rangos $\bar{x} \pm \sigma$ o $\bar{x} \pm 2\sigma$, las eficiencias aumentan con el momento transversal de los piones con $p_T > 1 \text{ GeV}/c$, llegando a lo mucho a un 6 % para piones con $p_T \approx 2,5 \text{ GeV}/c$. Estas eficiencias también parecen no verse afectadas por el cambio de gap, y representan una detección muy pobre de piones, lo cual es de desear si el objetivo es reducir lo más posible el ruido en el MID.

La información de la interacción de las partículas secundarias producto de los piones con los centelladores, y en especial la capa B, puede verse en la figura 4.27. Si se compara con la figura 4.15, se nota que hubo mucha más interacción de la capa B con partículas diferentes a los piones que con los propios piones, siendo entre 8,900 y 7474 eventos de deposición de energía en los centelladores de B por las partículas secundarias, muchos más que los aproximados 500 eventos de piones. Por otro lado, el promedio de la energía depositada por las partículas secundarias es mucho menor a los promedios de las energías depositadas por piones. Las secundarias depositaron en promedio entre 0.24 y 0.26 MeV mientras que los piones perdieron entre 1.93 y 2.02 MeV. En el histograma también se nota dispersión en los valores, llegando a registrar hasta una deposición de 80 MeV, pero también es claro que existe una tendencia en los datos hacia los promedios.

fotones detectados - muones

Las figuras 4.28 y 4.29 muestran algo parecido al comportamiento de la energía depositada por muones; la cantidad de fotones detectados que fueron generados por la interacción muones-centelladores no sufrió grandes variaciones al cambiar el gap. Esto

se observa en el ligero cambio del orden de unidades entre los diferentes valores del promedio de fotones detectados por ambas capas y la capa B. Además, los histogramas muestran distribuciones muy parecidas, donde destaca el mayor número de eventos en los que se detectaron aproximadamente 400 fotones en la capa B y 800 en ambas capas. Al mismo tiempo, las figuras 4.32 y 4.33 muestran los fotones detectados que fueron producto de la interacción de partículas secundarias con centelladores en los eventos de muones, tratándose de electrones y positrones. Se observa un número menor de fotones detectados, aproximadamente el 18 % para ambas capas y el 10 % para la capa B, al compararlos con las figuras 4.28 y 4.29. El promedio de fotones detectados también se ve diferente; para la capa B el promedio fue de 234, 225 y 231 por gap respectivamente. Si esto último se compara con los promedios obtenidos de muones de 415, 408 y 406 por gap, se nota que, independientemente del tamaño del gap, se puede diferenciar entre la cantidad de fotones detectados generados por muones (de aprox. 400) y los fotones detectados generados por e^- y e^+ (de aprox. 230). Pero, si se toma en cuenta la σ de la información de partículas secundarias, existe la posibilidad de que haya eventos en los que se detecte la misma cantidad de fotones que los que se obtienen cuando son generados por muones. La probabilidad de que estos eventos sucedan es menor, pues, tomando la moda de los datos, se observa que está entre 0 y 100 fotones detectados generados por partículas secundarias.

La figura 4.36 sigue el mismo comportamiento que la figura 4.18, dado que la cantidad de fotones generados en el centellador está relacionada con la energía depositada; por lo tanto, la energía depositada está conectada al número de fotones detectados, de ahí que se obtenga una curva de Bethe-Bloch. Para μ de $p_t > 0.9$ GeV/c, la cantidad de fotones que se detectan es independiente del gap entre las capas. Además, para μ de $p_t > 1$ GeV/c se observa que se detectan en promedio 400 fotones en la capa B. Para μ de $0.8 < p_T < 0.9$ GeV/c hay un aumento de fotones detectados debido a que estos muones depositan más energía y generan más fotones. Al igual que con la energía depositada, para μ de $p_T < 0.8$ GeV/c, no hay ninguna señal de detección, lo que indica que los muones con estos rangos de momento son absorbidos por el bloque de hierro. Para el rango de p_T que se busca implementar en ALICE 3 menor a 1.5 GeV/c, utilizar la cantidad de fotones detectados como un parámetro para definir impactos válidos podría ser una buena idea, ya que el promedio se mantiene constante a partir de aproximadamente 1 GeV/c.

Al igual que con la información de la energía, se obtuvo la eficiencia de detección de la capa B, utilizando el número de fotones detectados como parámetro. La forma de calcularlo es muy similar a lo que se hizo con las eficiencias basadas en la energía depositada. Las figuras 4.38, 4.39 y 4.40 muestran como el efecto del cambio del tamaño del gap sobre la detección de muones es casi nulo; las eficiencias se mantienen en los

mismos valores. Para muones con $p_T > 1$ GeV/c, si se estudia si el número de fotones detectados por rangos de momento transverso es muy cercano al promedio de fotones detectados de todos los eventos, se obtiene que el módulo tiene una eficiencia del 50% y 60% en detección. Al ampliar el rango alrededor del promedio en una y dos desviaciones estándar, la eficiencia aumenta aproximadamente un 85% y 95% respectivamente. Para muones con $p_T < 1$ GeV/c el módulo no detecta ningún fotón, dado que los muones se quedaron atrapados en el absorbedor y no interactúan con los centelladores.

fotones detectados - piones

Las figuras 4.30 y 4.31 son los histogramas de fotones detectados para ambas capas del MID y la capa B, respectivamente. Estos fotones provienen del centelleo generado por la interacción de piones con el centellador, y se observa que, de los 20,000 eventos, solo aproximadamente el 2% de todos los piones logran atravesar ambas capas y generar fotones. Esto se debe a la presencia del absorbedor y su interacción hadrónica con los piones. Además, al comparar el número promedio de fotones detectados generados por μ con los detectados que fueron generados por π , se observa que en los eventos de piones se detectan más fotones, tanto para ambas capas como para una; en eventos de muones hay aproximadamente 820 fotones detectados por ambas capas, en eventos de piones hay del orden de 900. La distancia del gap no parece indicar cambios en el número de fotones detectados, pues las diferencias en los promedios son del orden de decenas, además de que las distribuciones son semejantes. Por otra parte, los fotones detectados que surgieron de la interacción de partículas secundarias con los centelladores en eventos de piones se ven en las figuras 4.34 y 4.35. Aquí se puede notar una clara disminución en el promedio de fotones detectados, pasando de 190 a 178 por gap respectivamente. Parece haber una disminución en el número de fotones detectados al reducir la distancia entre capas. Esto puede deberse a la forma en que se desplaza la capa B respecto a la capa A, como se comentó anteriormente.

La figura 4.37 muestra lo que parece ser una dispersión en los promedios de fotones detectados en función de p_T a partir de 0.9 GeV/c, lo cual puede deberse a la escasa cantidad de eventos en los que se detectaron fotones en comparación con el total de eventos. Si se observan las figuras 4.56, 4.57 y 4.58, se aprecian las tendencias de fotones detectados en la capa B. Sin embargo, también hubo eventos dentro de los rangos de p_T de los π donde se detectaron muchos más fotones que el promedio, lo que ocasiona que el valor promedio por rango de p_T no sea tan preciso a comparación con lo obtenido para muones. Puede concluirse que, para los pocos piones que logren pasar el absorbedor con $p_T > 1.1$ GeV/c, se detectarían en promedio entre 450 y 500 fotones, cerca de 50 a 100 más que los esperados por muones. Basar una definición de impacto válida de μ sólo en los fotones detectados no podría ser la opción más indicada pues

la diferencia entre los fotones detectados en eventos de piones contra muones es, a lo mucho, de 100 en orden de magnitud.

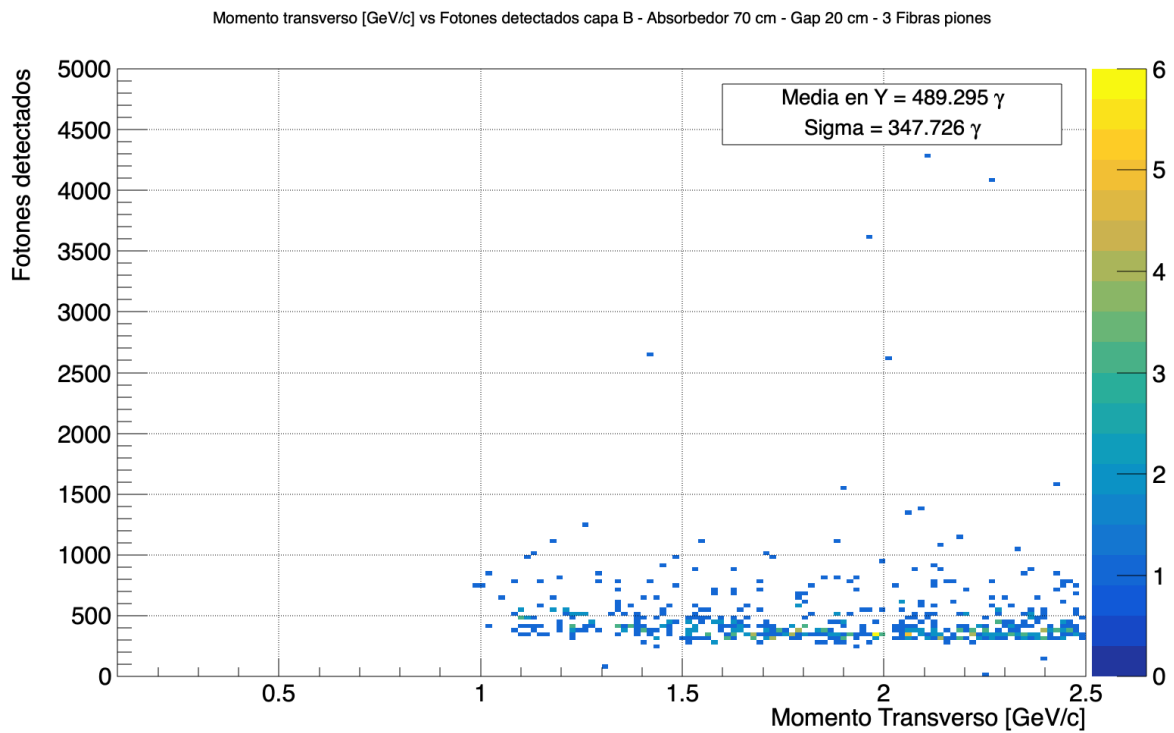


Figura 4.56: fotones detectados en capa B del módulo con gap de 20 cm generados por piones.

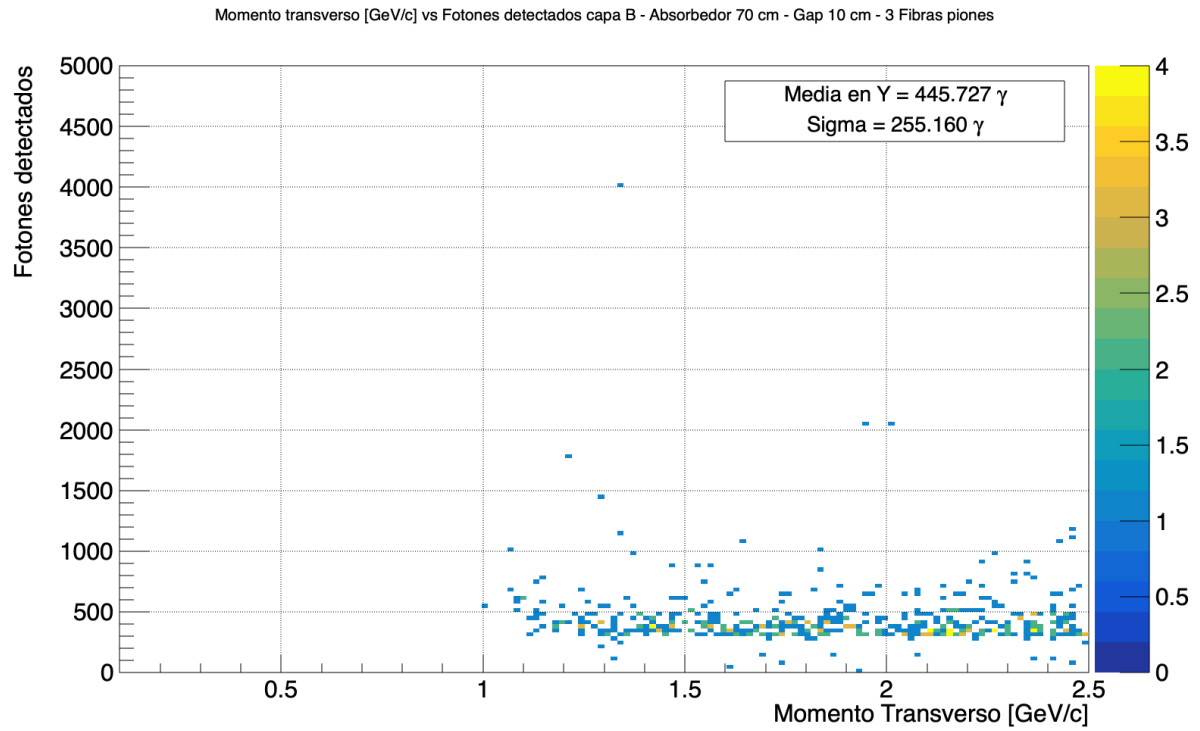


Figura 4.57: fotones detectados en capa B del módulo con gap de 10 cm generados por piones.

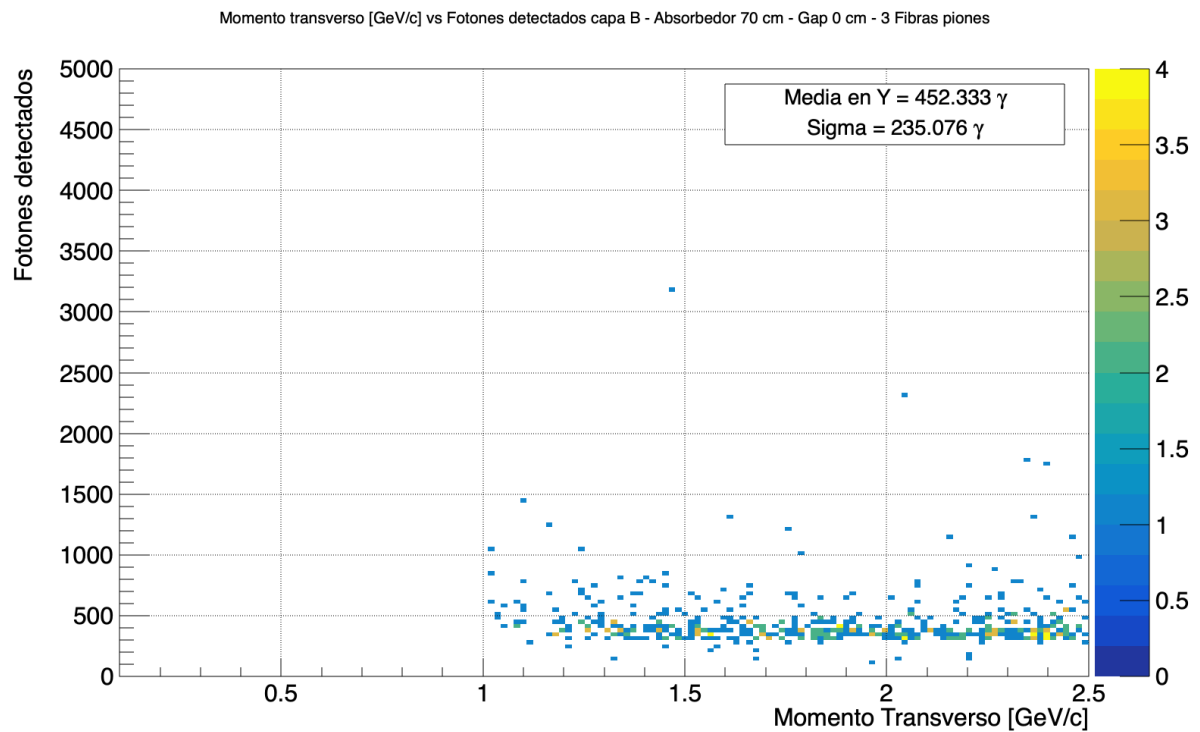


Figura 4.58: fotones detectados en capa B del módulo con gap de 0 cm generados por piones.

Por último, se tienen las eficiencias de detección de piones, tomando como base la

comparación del número de fotones detectados por rangos de momento transverso con respecto al promedio de todos los eventos, $\bar{x} \pm \sigma$ y $\bar{x} \pm 2\sigma$. Las figuras 4.41, 4.42 y 4.43 muestran mucha dispersión, pero también un comportamiento similar al de las eficiencias de detección de piones utilizando la energía depositada. Si solo se compara con el promedio, la eficiencia varía entre 1% y 3% para la terna de simulaciones de piones con $p_T > 1$ GeV/c. Para los gaps de 20 cm y 10 cm, estas eficiencias se concentran en su mayoría entre el 1% y el 2%, mientras que, para la simulación con el gap de 0 cm, la mayoría de las eficiencias están por encima del 2% y unas cuantas, las de mayor momento, alcanzan una eficiencia del 3%. Si se compara con $\bar{x} \pm \sigma$ y $\bar{x} \pm 2\sigma$, las eficiencias, considerando ambos parámetros, no son tan diferentes entre sí, variando del 2% al 6%, de forma creciente. Este incremento sucede a medida que el momento de los piones aumenta. Para la terna de simulaciones y utilizando los tres parámetros antes mencionados, los piones con $p_T < 0.9$ GeV/c no son detectados, pues la eficiencia es del 0%. Con estos resultados, se puede concluir que, al utilizar como parámetro el número de fotones detectados para definir el impacto de piones, se obtienen eficiencias muy bajas. Si se usa como parámetro el valor promedio de energía depositada, las eficiencias pueden verse poco afectadas por un cambio en el tamaño del gap entre las capas del módulo, pero en general, modificar el tamaño del gap parece no afectar la eficiencia de detección de piones.

4.6. Discusión cambio de fibras WLS

fotones detectados - muones

Para comprender cómo afecta el número de fibras a la detección de fotones, hay que comenzar con las figuras 4.44, 4.45, 4.46 y 4.47. Las primeras dos corresponden a los fotones detectados generados por muones en cada simulación realizada, cambiando el número de fibras. Las siguientes dos figuras corresponden a la misma información, pero para fotones generados por piones. Respecto a los fotones en simulaciones de muones, se observa que el número de eventos es similar al de estudios previos. Las distribuciones parecen ser semejantes, pero con una notable diferencia: entre menos fibras hubo, menos fotones se detectaron. Esto se puede ver tanto en las distribuciones como en los valores promedio. Las desviaciones estándar indican que los valores están más concentrados alrededor de la media. Por dos capas, se detectaron aproximadamente 820 fotones con tres fibras; con dos fibras, se obtuvo un promedio de 765, y con una fibra se tuvieron 657 fotones. Por otro lado, para una sola capa, la diferencia entre los promedios no es tan grande como para ambas capas, pero aun así existe esta disminución. Para tres fibras se detectaron 415 fotones; con dos fibras 386 y con una fibra 332.

La figura 4.48 muestra la relación de rangos de momento transverso de los muones

contra el promedio de fotones detectados en dicho rango en la capa B. Primero, las líneas horizontales representan los valores promedios totales en las simulaciones, cada una correspondiente a la simulación donde se cambió el número de fibras utilizadas. Para los muones con p_T menor a 0.8 GeV/c, al no pasar ni a la capa B, no depositan energía y, por lo tanto, ningún fotón es detectado. Por otro lado, para muones con $p_T > 1.1$ GeV/c, el número de fotones detectados se vuelve constante para cada simulación, acercándose mucho a sus respectivos valores promedio totales. En un momento transversal entre 0.8 y 1.1 GeV/c, los valores de fotones detectados aumentan significativamente, siendo una forma en que también podría expresarse el comportamiento de la deposición de energía predicho por la curva de Bethe-Bloch.

Las figuras 4.50, 4.51 y 4.52 muestran la eficiencia de detección del módulo utilizando como parámetro el número de fotones detectados. En los tres resultados queda claro que los muones con $p_T < 0.9$ GeV/c no son detectados, pues son detenidos por el absorbedor, mientras que, para los muones con $p_T > 1$ GeV/c, ya se detectan. Si se compara el número de fotones detectados con los rangos $\bar{x} \pm \sigma$ y $\bar{x} \pm 2\sigma$, se observa que las eficiencias no cambian al modificar el número de fibras WLS, obteniéndose eficiencias del 85 % y del 95 %, respectivamente. Por otro lado, si solo se considera el número de fotones detectados muy cercanos a \bar{x} , la eficiencia parece sufrir cambios al quitar las fibras WLS. Al utilizar 3 fibras, la eficiencia de detección es de aproximadamente el 55 %; al colocar 2 fibras, la eficiencia aumenta al 60 %, y por último, al solo usar una fibra, la eficiencia está entre 65 % y 60 %.

fotones detectados - piones

Las figuras 4.30 y 4.47 muestran distribuciones de fotones detectados parecidas, pero también con valores dispersos. A pesar de que se aprecia una cierta tendencia alrededor de los promedios, también hay un sesgo hacia la izquierda que puede deberse a valores muy altos de fotones detectados, así como a la escasa cantidad de eventos que se recuperaron en los que hubo fotones detectados diferentes de cero. Esto provoca que las desviaciones estándar tengan valores muy altos comparados con los promedios, lo que indica claramente una distribución asimétrica. Esto sugiere que los piones que interactúan con los centelladores lo hacen de formas muy diferentes. Por otro lado, los promedios tanto de los fotones detectados en ambas capas como en la capa B también parecen mostrar una disminución con la reducción de fibras por barra.

La figura 4.49 muestra que para piones con un $p_T < 0.9$ GeV/c no hay ningún fotón detectado, y si se relaciona con lo mostrado en la figura 4.19, esto puede suceder porque no hubo piones con esos momentos que atravesaran el absorbedor. Piones con un $p_T > 0.9$ GeV/c comienzan a depositar energía y, por lo tanto, generar fotones que son

detectados. Así como en los histogramas de fotones detectados, aquí también hay una notoria dispersión alrededor del promedio general por simulación, lo cual es de esperar, dada la fluctuación de los datos en las figuras 4.30 y 4.47. Esto quiere decir que los piones que logren pasar primero por el absorbedor y luego a la capa B no lo harán con un comportamiento similar al que ocurre para eventos de muones.

Por último, se consiguieron las eficiencias de detección de piones basándose en el número de fotones detectados. Las figuras 4.53, 4.54 y 4.55 muestran que los piones con $p_T < 1$ GeV/c no son detectados. Por otra parte, piones con $p_T \geq 1$ GeV/c comienzan a ser detectados. Si se usa como parámetro cuán cerca está el número de fotones detectados del promedio de toda la simulación, las eficiencias parecen cambiar con el número de fibras utilizadas. Con tres fibras, la eficiencia oscila entre el 0.4 % y el 1 %; con dos fibras, la eficiencia varía entre el 0.6 % y 1.6 %, y con una fibra, la eficiencia es aproximadamente 1.4 %. Si se compara si el número de fotones detectados entra en algunos de los rangos $\bar{x} \pm \sigma$ o $\bar{x} \pm 2\sigma$, las eficiencias aumentan conforme se incrementa el momento de los piones, pero parecen ser dispersas, donde, en general, van del 2 % al 6 %. El cambio del número de fibras utilizadas no parecen afectar en las eficiencias de detección de piones.

Capítulo 5

Conclusiones

Se comenzó con el diseño experimental de los componentes que conforman un módulo del MID, así como con la declaración de sus propiedades físicas, con el fin de recrear lo más posible un módulo real. Después, se desarrolló el código necesario para implementar las propiedades físicas de los objetos, su geometría y la forma en que se recupera la información que se obtenga de las simulaciones.

Se llevaron a cabo las simulaciones, que consistieron en tres estudios principales para determinar una definición adecuada de hit en un módulo como el que conformará el detector MID de ALICE 3. Se estudió el efecto del campo magnético en la simulación de las dos capas de plástico centellador, separadas por 20 cm; con una distancia al absorbedor de 10 cm y un grosor de 70 cm, y una distancia aproximada de 3 metros entre el *particle gun* y el centro de la capa A de centelladores. Este análisis condujo a que, en función de cumplir el objetivo principal y los objetivos específicos de esta tesis, la presencia del campo magnético $\vec{B} = 2\hat{z}$ [T] no era necesaria, pues se observó que la fuerza que ejerce sobre las partículas incidentes es tan grande que evita que cualquier muon con un momento transversal entre 0.1 y 2.5 GeV/c llegue a interactuar con el módulo, debido a la fuerza de Lorentz. Una forma de recrear su injerencia en la dirección de las partículas fue definir una dirección aleatoria para las partículas disparadas en las simulaciones, para obtener información del desempeño del módulo para el rango de momento transversal planteado en la carta de intención, de $p_t < 1.5$ GeV/c.

El siguiente análisis fue sobre el cambio en la distancia que separa las capas de centelladores A y B del módulo, que se denominó como *gap*. Esto se realizó para estudiar la pérdida de información debida a la geometría del detector. Se realizaron seis simulaciones: tres de muones y tres de piones. Cada una consistió en 20,000 eventos, con un gap diferente por simulación; 20 cm, 10 cm o 0 cm. Se realizaron las simulaciones con la configuración: dos capas de centelladores, cada una formada por veinte barras de plástico centellador BC-404, con tres fibras ópticas WLS en cada barra; cada barra estuvo cubierta con mylar y tuvo un detector SiPM en uno de los extremos de las

fibras, el absorbedor tuvo un grosor de 70 cm; partículas disparadas con una dirección aleatoria entre 0 y 10.125 grados respecto al eje Y. Se encontró que la separación de las capas entre 0 a 20 cm no afecta la deposición de energía por muones, ni tampoco a la cantidad de fotones detectados que fueron generados por la interacción de muones con centelladores. De igual forma, el tamaño del gap no representó cambios significativos en la eficiencia de detección de muones y piones en el MID, pues en los resultados, los promedios de energía depositada por capa y fotones detectados sufrieron cambios minúsculos. Asumiendo un valor promedio de energía total depositada por capa de 1.8 MeV o un número promedio de fotones detectados por capa de 400, que fueron los valores con mayor probabilidad de ocurrir, se puede definir un hit en el módulo. Tomando como parámetro lo antes mencionado, se logran eficiencias del 60 % para muones con momento transversal entre 1 y 2.5 GeV/c. Para los muones y piones con momento transversal menor a 1 GeV/c, la probabilidad es inexistente, del 0 %. Se tomaron también como referencia el rango alrededor de los valores promedios de energía total depositada o fotones detectados y una vez la desviación estándar, y luego dos veces la desviación estándar, es decir, $\bar{x} \pm \sigma$ y $\bar{x} \pm 2\sigma$. Para el primer caso, se obtuvieron eficiencias del 85 %; mientras que para el segundo caso, se lograron eficiencias del 95 %. Al mismo tiempo, en todos los casos, los umbrales de detección fueron determinados; es decir, que muones con $p_T < 1$ GeV/c no serán detectados y muones con $p_T \geq 1$ GeV/c serán detectados.

Por otro lado, la simulación de eventos de piones se realizó con la misma configuración del arreglo experimental anteriormente mencionado. La detección estuvo muy limitada debido a la interacción hadrónica de los piones con el absorbedor, deteniendo cerca del 98 % de estas partículas. Aquellos piones que logran depositar energía en el módulo lo hacen de formas muy diferentes, depositando mucha o poca energía, y generando muchos o pocos fotones, como puede observarse en los resultados. Este comportamiento provoca que calcular un promedio de energía o fotones detectados conlleve una desviación de la media bastante grande, pues los datos son muy dispersos. A pesar de lo anterior, los resultados parecen indicar que los piones con $p_t \geq 1$ GeV/c depositan una energía total de aproximadamente 2 MeV en una sola capa, y se detectan aproximadamente entre 450 y 500 fotones por evento en una sola capa. Al considerar estos valores como parámetros, se obtuvieron eficiencias de detección entre 1 % y 3 %. Si se consideran rangos más amplios alrededor de los valores promedio de energía total depositada y fotones detectados, como $\bar{x} \pm \sigma$ y $\bar{x} \pm 2\sigma$, se obtuvieron eficiencias cuyo valor más grande fue del 6 %. Este porcentaje parece aumentar con el momento transversal de los piones.

Todo esto muestra que la definición de hit necesaria para maximizar la eficiencia de detección del módulo simulado es con $\bar{x} \pm \sigma$ y $\bar{x} \pm 2\sigma$. Aunque el uso de estas defi-

niciones implica que existe cierta dificultad para diferenciar la detección de muones de la de piones. La separación entre capas no ayudó mucho a disminuir aun más la eficiencia de detección de piones; sin embargo, utilizar como parámetro solo los valores promedios de energía depositada y fotones detectados para definir las eficiencias reduce el porcentaje de piones detectados. A pesar de lo anterior, la detección más probable seguirá siendo la de muones frente a los piones, lo que indica que podría existir una contaminación en los datos por parte de efectos de dispersión de hadrones con el absorbedor y piones con momentos de 0.1-2.5 GeV/c, la cual sería a lo mucho del 3%.

Respecto al estudio realizado sobre el número de fibras WLS en cada barra centelladora del módulo, se utilizó la siguiente configuración: dos capas de centelladores, cada una formada por veinte barras de plástico centellador BC-404, variando el número de fibras ópticas WLS en cada barra; cada barra estuvo cubierta con mylar y su respectivo SiPM en uno de los extremos de las fibras; el escudo de hierro tuvo un grosor de 70 cm; las partículas fueron disparadas con una dirección aleatoria entre 0 y 10.125 grados respecto al eje Y. Se realizaron seis simulaciones, donde cada una consistió en 20,000 eventos. Tres simulaciones fueron de muones, con tres fibras WLS en cada centellador, luego dos fibras WLS y por último, solo una fibra WLS. Las otras tres simulaciones tuvieron las mismas condiciones, solo que se dispararon piones. Se encontró que con tres fibras se alcanzó el número más grande de fotones detectados generados por muones. Al disminuir el número de fibras, los promedios disminuyen en el orden de 100 fotones detectados. Las eficiencias de detección basadas en el número de fotones detectados cuyo parámetro es verificar si la detección cae en los rangos $\bar{x} \pm \sigma$ o $\bar{x} \pm 2\sigma$ no sufren consecuencias apreciables con el cambio de fibras. Por otra parte, si se usa como parámetro solo \bar{x} , las eficiencias aumentan con la disminución del número de fibras utilizadas, pasando del 55 % con 3 fibras al 65 % con una sola fibra. Esto puede deberse a la escasa cantidad de datos que se recuperaron con menos fibras, perjudicando la estadística.

Por otro lado, los resultados de los fotones detectados en eventos de piones con la misma configuración muestran datos dispersos; sin embargo, se observa que el número de fibras también afecta la cantidad promedio de fotones detectados. La cantidad de fotones detectados parece ser muy dispersa en función del momento de los piones a partir de 1 GeV/c. Todo esto indicó, al igual que el análisis de la separación de las capas de centelladores, que los piones interactúan de formas muy diferentes entre sí y también que son muy pocos los eventos que llegan a atravesar el escudo. Asumiendo un valor de 980, 871 y 757 fotones detectados con tres, dos y una fibra WLS respectivamente, se obtuvieron eficiencias entre 1.5 % a menores del 1 %. Al tomar como parámetro no sólo los valores promedio, si no también los rangos $\bar{x} \pm \sigma$ o $\bar{x} \pm 2\sigma$, las eficiencias alcanzan a lo mucho 5.5 % .

Las limitaciones del trabajo radicarón en los límites de Geant4 para la propagación y generación de partículas en los rangos de 0.1 - 2.5 GeV/c. También existieron dificultades para reproducir las características ópticas de los centelladores que se usan en las pruebas de haz reales en el grupo de investigación de ALICE-BUAP; de ahí que se decidió simular otro centellador (BC-404). Por último, una de las conclusiones de los resultados obtenidos, es que diferenciar entre la detección de muones y piones sería complicado, ya que sus promedios de energía depositada y fotones detectados no son tan diferentes. Por esta razón, en el futuro se sugiere emplear métodos que permitan optimizar la discriminación entre muones y ruido, como *machine learning*. Estudios posteriores deben realizarse con PYTHIA para la generación de muones provenientes de mesones como el J/ψ y FLUKA que tiene mejor descripción de procesos de dispersión a bajas energías para hadrones.

El código de la simulación en geant4 creado en este trabajo puede consultarse en la referencia [41].

Bibliografía

- [1] Ralf Rapp and Hendrik van Hees. Heavy quarks in the quark-gluon plasma. *Quark-gluon plasma*, 4:111–206, 2010.
- [2] Peter D Morley and Mark B Kislinger. Relativistic many-body theory, quantum chromodynamics and neutron stars/supernova. *Physics Reports*, 51(2):63–110, 1979.
- [3] Haifa I Alrebdi, Muhammad Ajaz, Muhammad Waqas, Maryam Waqar, and Taoufik Saidani. Probing qgp-like dynamics via multi-strange hadron production in high-multiplicity pp collisions. *Particles*, 8(2):38, 2025.
- [4] Helmut Satz. The transition from hadron matter to quark-gluon plasma. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 35(1):245–270, 1985.
- [5] John Adams, Madan Mohan Aggarwal, Zubayer Ahammed, John Amonett, Bradley D Anderson, D Arkhipkin, Georgy S Averichev, SK Badyal, Yu Bai, Jan Balewski, et al. Azimuthal anisotropy in au+ au collisions at s nn= 200 gev. *Physical Review C—Nuclear Physics*, 72(1):014904, 2005.
- [6] K Adcox, Stephen Scott Adler, S Afanasiev, C Aidala, NN Ajitanand, Y Akiba, A Al-Jamel, J Alexander, R Amirikas, K Aoki, et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at rhic: experimental evaluation by the phenix collaboration. *Nuclear Physics A*, 757(1-2):184–283, 2005.
- [7] Kenneth Aamodt, Betty Abelev, A Abrahantes Quintana, Dagmar Adamová, AM Adare, Madan Mohan Aggarwal, Gianluca Aglieri Rinella, AG Agocs, S Aguilar Salazar, Zubayer Ahammed, et al. Elliptic flow of charged particles in pb-pb collisions at s nn= 2.76 tev. *Physical review letters*, 105(25):252302, 2010.
- [8] ALICE collaboration et al. Letter of intent for alice 3: A next-generation heavy-ion experiment at the lhc. *arXiv preprint arXiv:2211.02491*, 2022.
- [9] Tetsuo Matsui and Helmut Satz. J/ ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Physics Letters B*, 178(4):416–422, 1986.

- [10] MC Abreu, B Alessandro, C Alexa, R Arnaldi, M Atayan, C Baglin, A Baldit, M Bedjidian, Stefania Beolè, V Boldea, et al. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the j/ψ suppression pattern measured in pb-pb collisions at the cern-sps. *Physics Letters B*, 477(1-3):28–36, 2000.
- [11] Particle Data Group et al. Review of particle physics. *Physical Review D*, 98(3):030001, 2018.
- [12] Shreyasi Acharya, Dagmar Adamová, Souvik Priyam Adhya, Alexander Adler, Jonatan Adolfsson, Madan Mohan Aggarwal, Gianluca Aglieri Rinella, Michelangelo Agnello, Neelima Agrawal, Zubayer Ahammed, et al. Studies of j/ψ production at forward rapidity in pb–pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ tev}$. *Journal of high energy physics*, 2020(2):1–30, 2020.
- [13] Francesco Noferini, ALICE collaboration, et al. Alice results from run-1 and run-2 and perspectives for run-3 and run-4. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1014, page 012010. IOP Publishing, 2018.
- [14] Xiaozhi Bai. Alice highlights. *arXiv preprint arXiv:2506.09430*, 2025.
- [15] ALICE collaboration et al. Azimuthal anisotropy of jet particles in p-pb and pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ tev}$. *arXiv preprint arXiv:2212.12609*, 2022.
- [16] Z Citron, A Dainese, JF Grosse-Oetringhaus, JM Jowett, Y-J Lee, UA Wiedemann, M Winn, A Andronic, F Bellini, E Bruna, et al. Future physics opportunities for high-density qcd at the lhc with heavy-ion and proton beams. *arXiv preprint arXiv:1812.06772*, 2018.
- [17] Mamta Jangra, Gobinda Majumder, Mandar Saraf, B Satyanarayana, RR Shinde, Suresh S Upadhyaya, Vivek M Datar, Douglas A Glenzinski, Alan Bross, Anna Pladalmu, et al. Characterization of silicon-photomultipliers for a cosmic muon veto detector. *Journal of Instrumentation*, 16(11):P11029, 2021.
- [18] W Bugg, Yu Efremenko, and S Vasilyev. Large plastic scintillator panels with wls fiber readout: Optimization of components. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 758:91–96, 2014.
- [19] Zizhao Zong, Giulia Hull, Miktat Imre, Michaël Josselin, Alain Maroni, Tiina Suomijärvi, Kai Daumiller, Ralph Engel, Hermann-Josef Mathes, Michael Riegel, et al. Study of light yield for different configurations of plastic scintillators and wavelength shifting fibers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 908:82–90, 2018.

- [20] A Fernández, E Gamez, G Herrera, R López, I León-Monzón, MI Martínez, C Pagliarone, G Paic, S Román, G Tejada, et al. Acorde a cosmic ray detector for alice. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 572(1):102–103, 2007.
- [21] Jesus Eduardo Muñoz Mendez, Antonio Ortiz, Alom Antonio Paz Jimenez, Paola Vargas Torres, Ruben Alfaro Molina, Laura Helena González Trueba, Varlen Grabski, Arturo Fernandez Tellez, Hector David Regules Medel, Mario Rodriguez Cahuantzi, et al. ML-based muon identification using a fnal-nicadd scintillator chamber for the mid subsystem of alice 3. *arXiv preprint arXiv:2507.02817*, 2025.
- [22] Claus Grupen. Physics of particle detection. In *AIP conference proceedings*, volume 536, pages 3–34. American Institute of Physics, 2000.
- [23] Glenn F Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [24] Hans Bethe. Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie. *Annalen der Physik*, 397(3):325–400, 1930.
- [25] PA Zyla, Particle Data Group, et al. Passage of particles through matter. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2020:083C01, 2020.
- [26] John David Jackson. *Classical electrodynamics*, 1999.
- [27] RM Sternheimer, MJ Berger, and Stephen M Seltzer. Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances. *Atomic data and nuclear data tables*, 30(2):261–271, 1984.
- [28] William Frass and R Wlaczak. *Particle detectors*, 2009.
- [29] Matthieu Hamel. *Plastic scintillators*. Springer, 2021.
- [30] SW Moser, WF Harder, CR Hurlbut, and MR Kusner. Principles and practice of plastic scintillator design. *Radiation Physics and Chemistry*, 41(1-2):31–36, 1993.
- [31] Kuraray Co., Ltd. Plastic scintillating fibers: Standard type, s-type, and wls-type. Technical report, Kuraray Co., Ltd., n.d. Technical datasheet.
- [32] John Allison, Katsuya Amako, John Apostolakis, Pedro Arce, Makoto Asai, Tsukasa Aso, Enrico Bagli, A Bagulya, S Banerjee, GJNI Barrand, et al. Recent developments in geant4. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835:186–225, 2016.
- [33] GEANT Collaboration et al. Physics reference manual. *Version: geant4*, 11.3(0), 2024.

- [34] DH Wright and MH Kelsey. The geant4 bertini cascade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 804:175–188, 2015.
- [35] AG Bogdanov, Hans Burkhardt, VN Ivanchenko, SR Kelner, RP Kokoulin, M Maire, AM Rybin, and Laszlo Urban. Geant4 simulation of production and interaction of muons. *IEEE Transactions on nuclear science*, 53(2):513–519, 2006.
- [36] JR Alfaro-Molina, A Gago, CE Prez, A Flores, A Martinez Davalos, H Herrera Corral, A Sandoval, E Cuautle, V Grabski, E Belmont Moreno, et al. Simulation of the v0a detector. Technical report, 2006.
- [37] Luxium Solutions, LLC. Bc-400, bc-404, bc-408, bc-412, bc-416 premium plastic scintillators. Technical report, Luxium Solutions, LLC, June 2023. Technical datasheet; copyright 2007–2023 (06-23).
- [38] Geant Collaboration et al. Book for application developers. URL <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/BackupVersions>, 10:5–2, 2019.
- [39] E. Hecht. *Optics*. Pearson Education, Incorporated, 2017.
- [40] Robert E. Resnick and David Halliday. *Basic Concepts in Relativity and Early Quantum Theory*. John Wiley & Sons, New York, 2 edition, 1985. 2^a ed.
- [41] Leonardo Fernández. MID_MODULE. https://github.com/LeoFoorm/MID_MODULE, 2025. Repositorio en GitHub.

