

UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGÍA
"Prof. Jorge A. Sabato"

**Desarrollo de Técnicas de Muongrafía para Estudios
Densitométricos de Objetos de Importancia Estratégica**

Mg. Rolando Calderón Ardila

Director del Trabajo:

Dr. Hernán Asorey

Codirector del Trabajo:

Dr. Alejandro Almela

Tesis para optar al título de *Doctor en Ciencia y Tecnología, Mención Física*

República Argentina

2024

COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
UNIVERSIDAD NACIONAL DE SAN MARTÍN
INSTITUTO SABATO

TESIS DOCTORAL

**Desarrollo de Técnicas de Muongrafía para
Estudios Densitométricos de Objetos de
Importancia Estratégica**

Autor:

Mg. Rolando CALDERÓN ARDILA

Directores:

Dr. Hernán ASOREY
Dr. Alejandro ALMELA

*Tesis presentada como requisito para obtener el grado de
Doctor en Ciencia y Tecnología, mención Física*

en el

Instituto de Tecnología Sabato
Comisión Nacional de Energía Atómica

2024

Declaración de Autor

Yo, Mg. Rolando CALDERÓN ARDILA, declaro que esta tesis titulada, «Desarrollo de Técnicas de Muongrafía para Estudios Densitométricos de Objetos de Importancia Estratégica» y el trabajo presentado en ella son de mi autoría. Confirmando que:

- Este trabajo fue realizado en su totalidad o principalmente durante mi candidatura al título de Doctor en Ciencia y Tecnología en esta Universidad.
- En caso de que alguna parte de esta tesis haya sido presentada previamente para obtener un título o cualquier otra calificación en esta Universidad u otra institución, esto se ha indicado claramente.
- En los casos en que he consultado el trabajo publicado de otros, siempre se atribuye claramente citado o mencionando explícitamente.
- Donde he citado el trabajo de otros, siempre se indica la fuente. Con la excepción de dichas citas, esta tesis es enteramente obra mía.
- He reconocido todas las fuentes principales de ayuda.
- Cuando la tesis se basa en un trabajo realizado por mí en colaboración con otros, he dejado claro exactamente como fue realizada la colaboración y me he referido o citado a los otros.

Firmo: **Rolando Calderón-Ardila**

Fecha: **2024**

«La Tecnología es una extensión de la creatividad humana »

ROCAL

COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
UNIVERSIDAD NACIONAL DE SAN MARTÍN
INSTITUTO SABATO

**Desarrollo de Técnicas de Muongrafía para Estudios Densitométricos de Objetos
de Importancia Estratégica**

Resumen

La muongrafía, también conocida como radiografía con muones es una técnica en constante desarrollo, similar en concepto a las imágenes de rayos X pero utilizando muones en lugar de fotones. Esta técnica innovadora está siendo ampliamente investigada y aplicada en proyectos científicos y desarrollos tecnológicos en diferentes escenarios al rededor del mundo y representa una oportunidad para la región.

En esta tesis se presenta la investigación enfocada en el desarrollo experimental sobre la técnica de muongrafía, presentamos un contenido teórico inicial, una propuesta experimental, investigación, desarrollo y puesta en marcha del primer telescopio de muones modular realizado en la Argentina. Para el desarrollo del proyecto de investigación, también se uso un entorno de simulación para calcular y caracterizar el flujo de partículas secundarias producidas en la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera. Estos estudios computacionales se basan en trabajos previos y en desarrollo, algunos en los cuales continuamos colaborando actualmente.

En nuestro caso nos enfocamos principalmente en el flujo de muones atmosféricos para estimar la respuesta del detector. Adicionalmente se trabajo con un enfoque a futuro pensando en estudiar la interacción de estas partículas con las estructuras geológicas o civiles de interés. Se construyo un detector prototipo usando paneles formados por barras centelladoras de plástico configuradas como arreglos perpendiculares, integrados con una electrónica multicanal desarrollada en el grupo ITeDA. En el trabajo experimental se caracterizo y calibro la respuesta individual de los píxeles de los planos detectores y su conjunto. Estudiamos la factibilidad de aplicación de la técnica realizando diferentes mediciones y diferentes enfoques o prototipos, se midió el fondo de radiación en Buenos aires diferentes ángulos cenitales, se estimaron densidades con el método de transmisión usando ladrillos de plomo de referencia y la prueba de concepto realizando una muongrafía a una estructura civil, en este caso el edificio del acelerador Tandar ubicado en el centro atómico constituyentes.

Abstract

Development of Muography Techniques for Densitometric Studies of Objects of Strategic Importance

Muography, also known as muon radiography, is a constantly evolving technique similar in concept to X-ray imaging but using muons instead of photons. This innovative technique is being extensively researched and applied in scientific projects and technological developments in various scenarios around the world and represents an opportunity for the region.

This thesis presents research focused on the experimental development of the muography technique. We present initial theoretical content, an experimental proposal, research, development, and implementation of the first modular muon telescope built in Argentina. For the development of the research project, a simulation environment was also used to calculate and characterize the flux of secondary particles produced in the interaction of cosmic rays with the atmosphere. These computational studies are based on previous and ongoing work, some of which we continue to collaborate on currently.

In our case, we primarily focused on the flux of atmospheric muons to estimate the detector's response. Additionally, we worked with a future-oriented approach to study the interaction of these particles with geological or civil structures of interest. A prototype detector was constructed using panels formed by plastic scintillator bars configured as perpendicular arrays, integrated with multichannel electronics developed by the ITeDA group.

In the experimental work, the individual response of the pixels of the detector planes and their assembly were characterized and calibrated. We studied the feasibility of applying the technique by performing different measurements and using different approaches or prototypes. We measured the radiation background in Buenos Aires at different zenith angles, estimated densities using the transmission method with reference lead bricks, and conducted a proof of concept by performing muography on a civil structure, in this case, the Tandem accelerator building located in the Constituyentes Atomic Center.

Índice general

Declaración de Autor	III
Resumen	VII
1. Introducción	1
1.1. La Técnica de Muongrafía	1
1.2. Visión general del trabajo de Tesis	3
2. Muongrafía	5
2.1. Los inicios de la Muongrafía	5
2.1.1. Partículas secundarias de rayos cósmicos	6
2.1.2. Flujo de muones en la atmósfera	7
2.1.3. Atenuación de muones en roca	9
2.2. Flujo integrado de muones en roca	10
2.2.1. Principio	11
2.3. Rayos cósmicos	12
2.4. Espectro de energía	12
2.5. Lluvias Atmosféricas extendidas	15
2.5.1. Lluvias electromagnéticas	15
2.5.2. Lluvias Hadrónicas	16
2.6. Composición química de los rayos cósmicos	17
2.6.1. Profundidad del máximo desarrollo de la lluvia (X_{max}) su fluctuación ($RMS_{X_{max}}$)	17
2.6.2. Contenido muónico de las lluvias	18
2.6.3. Estructura temporal del frente de las lluvias	18
2.6.4. Pendiente de la función de distribución lateral	18
3. Detector para Muongrafía	21
3.1. Requerimientos del detector para Muongrafía	21
Estudio del rise-time para PMTs y SiPM	22
3.2. Propuesta de detección y adquisición	26
3.2.1. Estudio de la detección con PMT sincronizados	29
Detección sincronizada usando dos PMTs	31
3.3. Detector prototipo usando PMTs	35
Prototipo detector modular simétrico	35

Sincronización	36
El sistema de adquisición	37
Calibración detector	38
3.3.1. Calibración digital del sistema de adquisición con PMT	39
3.4. Diseño del Muongrafo como detector completo	42
3.4.1. Presentación del Muongrafo	46
4. Evaluación usando simulaciones y modelado	51
4.1. Modelos semi-analíticos	51
4.2. Modelos basados en Montecarlo	53
4.2.1. Simulación del flujo de secundarios	55
Estimación del flujo de muones	55
4.2.2. Fondo de secundarios a nivel de superficie	56
4.3. Simulación de la respuesta del detector	59
Simulación usando Geant4	59
Simulación bloque plomo	61
5. Adquisición y análisis de datos	65
5.1. Telescopio de muones - El Muongrafo -	65
5.1.1. Parámetros geométricos del detector	66
Aceptancia del detector	66
5.1.2. Medición en laboratorio separando los paneles	67
5.1.3. Desempeño del detector	70
5.2. Prueba de concepto para Muongrafia	71
5.2.1. Correlación rate de muones con la presión atmosférica	72
5.3. Dependencia del flujo de muones con el ángulo Cenital	73
5.4. Medición con bloque de plomo a cielo abierto	76
5.5. Medición de atenuación del edificio acelerador Tandar	77
6. Aplicación en objetivos estratégicos	85
6.1. Aplicaciones en Geociencias	86
6.1.1. Muongrafia en Volcanes Andinos	86
6.1.2. Muongrafia y métodos geofísicos convencionales	88
6.2. Aplicaciones subterráneas	90
6.2.1. Exploración Geofísica	90
Ubicación estratégica	90
Posibles candidatos a estudio en una mina	91
6.2.2. Laboratorios Subterráneos	93
Laboratorio subterráneo ANDES	93
Estimación del fondo de radiación bajo superficie	94

7. Conclusiones y perspectivas	95
7.1. Conclusiones del trabajo	95
7.2. Perspectivas a futuro	96
A. Formación durante el doctorado	99
A.1. Cursos y escuelas de Postgrado	99
A.1.1. Materias cursadas	99
A.1.2. Participación en escuelas especializadas	99
A.2. Participación en Eventos científicos	101
A.2.1. Congresos, Encuentros y Talleres	101
A.3. Posters, procedings y Papers relacionados con el trabajo	103
Posters	103
Presentación Oral (Charlas)	104
Proceedings	105
Papers	106
Bibliografía	109

Índice de figuras

2.1. Espectro de energía diferencial de partículas de rayos cósmicos primarios, tomada de Tanabashi et al. [30] . Los marcadores de colores denotan diferentes experimentos inclusive en el espacio.	7
2.2. Representación esquemática de una cascada de partículas	8
2.3. Flujo diferencial calculado para tres ángulos cenit.	9
2.4. Flujo integrado de muones en unidades de km de agua equivalente(km.w.e)	11
2.5. Espectro de rayos cósmicos multiplicado por $E^{2.6}$, para una mejor visibilidad de sus característica.	13
3.1. Montaje ubicado en el cuarto oscuro, los filtros se colocaron entre el láser y la fibra WLS, se tomaron datos para diferentes atenuaciones de luz láser hasta poder ubicar los SPEs característicos.	23
3.2. Captura de pantalla del osciloscopio en modo persistencia para pulsos medidos con el SiPM	24
3.3. Captura de pantalla del osciloscopio en modo persistencia para pulsos medidos con el PMT	24
3.4. Gráfica de los pulsos obtenidos con del PMT, se pueden observar afterpulses, y una marcada dispersión temporal, aquí la amplitud es en milivoltios y el tiempo en segundos.	24
3.5. Histograma de carga para los pulsos obtenidos con el PMT, la linea azul representa el SPE característico. Aquí la carga es en coulombs.	24
3.6. Gráfica de los pulsos obtenidos con el SiPM, la estructura cambia en amplitud, la morfología del detector permite tener SPE discretos.	25
3.7. Histograma de carga para los pulsos obtenidos con el SiPM, podemos ubicar hasta 2 SPEs, el segundo SPE podría ser considerado producto del crosstalk en la matriz de silicio	25
3.8. Gráfica de 100 trazas correspondientes a la subida de pulsos para la muestra de 27000 pulsos usados para estimar la dispersión.	25
3.9. Histograma de los tiempos estimados para cada pulso, la muestra fue de 27000 pulsos.	25
3.10. Gráfica de 100 trazas correspondientes a la subida de pulsos para la muestra de 27000 pulsos usados para estimar la dispersión.	26

3.11. Histograma de los tiempos estimados para cada pulso, la muestra fue de 27000 pulsos, en este caso el valor del ancho de la distribución es aproximadamente la mitad que en el PMT	26
3.12. Histograma para el PMT1 con 100.000 pulsos medidos	29
3.13. Histograma para el PMT2 con 100.000 pulsos medidos	29
3.14. Esta imagen representa los μ medidos en diferentes posiciones, la diferencia entre cada posición es de 25cm.	30
3.15. Al cambiar la fuente láser de posición cambia el μ en cada PMT, al restar los μ obtenemos la diferencia en función de la posición.	30
3.16. Diagrama que representa el montaje diseñado y construido para determinar la posición de un evento a partir de la señal detectada de forma sincrónica entre dos electrónicas de adquisición y un generador de señales. Dentro del DarkBox, la posición del láser representa la ubicación del evento generado artificialmente.	32
3.17. Caja oscura y montaje construido para realizar la detección sincrónica. La caja oscura se diseñó y construyó como un aislante de la luz. Dentro de la caja oscura se instaló una fibra WLS, con un dispositivo diseñado para ubicar una fuente de luz láser pulsada en diferentes posiciones (izquierda). Cada extremo de la fibra WLS está acoplado a un canal PMT y a la electrónica de adquisición (derecha).	32
3.18. Pulso típico de un solo ánodo del PMT, medidos con una impedancia de 50 ohm. Cada PMT tiene 64 canales. Cada canal produce pulsos analógicos como se muestra en esta figura. Para cada ánodo, la amplitud de los pulsos es siempre proporcional al número de fotones que impactan en el fotocátodo. Para el dínodo, la amplitud del pulso es proporcional a la respuesta de todos los ánodos sumados	33
3.19. Luego de la calibración, la fuente de luz se desplazó longitudinalmente a lo largo de la fibra óptica. Se tomaron 50.000 pulsos en cada posición de la fuente de luz, y se estimó el μ para ambas electrónicas. Luego se procedió a restar el μ calculado para cada PMT en cada posición, luego se utilizaron estos valores para estimar el mejor ajuste y representar los intervalos de confianza en función del σ de error. En esta imagen comparamos las mediciones con los intervalos de confianza del ajuste desde $1\text{-}\sigma$ hasta $4\text{-}\sigma$	34
3.20. Izquierda: Proyección de los intervalos de confianza en función de la distancia entre el fotocátodo y la fuente de luz. Derecha: Comparación de la incertidumbre en términos de sigma σ para diferentes longitudes de fibra, utilizando los datos del gráfico anterior representamos la incertidumbre aceptable para un píxel de $4 \times 4\text{cm}$	34

3.21. (A) Se observa las barras centelladoras dentro del módulo antes de ser cerrado con aislante óptico. (B) Se observa el modulo sellado con los acoples mecánicos donde se acopla la electrónica de adquisición. (C) Electrónica de adquisición acoplada al PMT multi-ánodo.	36
3.22. Imagen de un prototipo de módulo detector armado en Julio de 2021, mostrando el e-kit en cajas oscuras en los extremos de la matriz de 12 tiras de barras centelladoras (izquierda). Imagen del tubo fotomultiplicador en el acoplamiento mecánico. El acoplamiento tiene 12 fibras distribuidas de forma que ninguna de ellas tenga vecinas para evitar el cross-talk óptico (derecha).	36
3.23. Esquema de la electrónica y el detector. El conmutador Ethernet crea una red LAN Ethernet. El distribuidor replica la señal de sincronización y proporciona energía a los kits electrónicos (eKits). Cada eKit consta de la electrónica de adquisición, un acoplamiento mecánico y un PMT. . . .	37
3.24. Imagen de los dos módulos prototipo cruzados para medir en coincidencia (imagen tomada en septiembre 2021), actualmente estamos trabajando en el formato de los datos para poder tener un análisis eficiente, para poder construir las imágenes usando la técnica de muongrafía es requerido contar y reconstruir la trayectoria de los muones.	37
3.25. Esquema del prototipo. (Izquierda) Dos paneles cruzados de 12 de 12 barras de centellador cada uno, resultando en $(12 \times 12 = 144)$ píxeles con $\sim 0,25 \text{ m}^2$ de área efectiva de detección. Usando cuatro paneles se puede generar $(24 \times 24 = 576)$ pixeles con un area total de detección de $\sim 1 \text{ m}^2$ (Derecha). Cada panel tiene una electrónica de detección sincronizada en cada extremo. El diseño modular permite cambiar la configuración espacial y la resolución del detector.	38
3.26. Esquema del sistema de adquisición electrónica, la lectura se realiza mediante un Field-Programmable Gate Array (FPGA) Altera-Cyclone III. La FPGA lee los datos de los 12 canales (ánodos), su velocidad de muestreo es de 320 Msps.	38
3.27. En la figura podemos observar las lineas en azul, vemos que entre 925V y 975V el rate de pulsos por segundo no cambia mucho, esta zona se considera mas estable. Este análisis permite decidir cual es el voltaje de operación para cada PMT. Este voltaje de operación se configura antes de cada adquisición.	39
3.28. Este gráfico presenta todos los canales del PMT (64 canales) donde podemos observar los canales con conteos en el eje Y y voltaje (tensión) en el eje X, los canales con un aumento luego de 900 V son los que tienen fibra óptica conectada.	40

3.29. A la izquierda los canales con señal de manera que estimamos un voltaje de polarización conveniente alrededor de 950 V, esto se realizó con un ajuste de los datos. A la derecha los canales que no tienen señal. . . .	40
3.30. A partir de los pulsos analógicos, determinamos un histograma de calibración. Para cada ánodo, la amplitud del pulso es proporcional al número de fotones incidentes en el fotocátodo. El gráfico contiene dos picos: el primer pico (izquierda) representa el valor de carga más probable para el ruido de fondo, mientras que el segundo pico (derecha) representa la carga promedio para un (único foto-electrón, SPE). b) Para un rendimiento óptimo del PMT, también se realiza una calibración digital para determinar el voltaje de polarización para cada canal. . . .	41
3.31. En el gráfico los ejes representan los canales del PMT (8x8)y la barra los conteos de muones. A la izquierda presentamos la lectura de eventos para una adquisición de 5 segundos usando una electrónica de adquisición con PMT a un lado del detector(ver informe 3) buscando ver coincidencias por canal con la otra al otro extremo. Las pruebas mostraron detección de muones durante el tiempo activo del detector.	42
3.32. En el dibujo se observa el diseño del acople mecánico donde están conectadas la fibras ópticas, se organizo así para evitar el crosstalk óptico entre canales vecinos. En verde un arreglo de barras y en rojo el otro perpendicular.	43
3.33. Para organizar las fibras en el acople mecánico se estableció una referencia para garantizar se tenga un crosstalk en el pegamento óptico, esto se habia estudiado en los primeros experimentos del proyecto AMIGA [63].	43
3.34. Presentación del modulo, a la izquierda el modulo ensamblado. A la derecha el diseño propuesto, el dibujo mecánico fue realizado por el Ing. N. Leal y la construcción se llevo a cabo en el laboratorio de ensamblado de ITeDA - AUGER en la ciudad de Malargue.	44
3.35. A la izquierda una fotografía de la estructura del detector construida en ITeDA-CAC en 2022, la estructura esta diseñada para tener 3 paneles móviles, simétricos y sincronizados. A la derecha una fotografía el armado de uno de los paneles donde se puede apreciar la distribución de fibras ópticas, el acople óptico y una electrónica de adquisición. . . .	45
3.36. A la izquierda una fotografía de los paneles en las primeras pruebas de calibración midiendo en coincidencia. Este montaje no tenia la estructura mecánica. A la derecha fotografía de la estructura con los tres paneles construida en ITeDA-CAC finales de 2022, la estructura esta diseñada para tener varios paneles móviles, simétricos y sincronizados.	46

3.37. A la izquierda el soporte de plástico ubica el cookie en forma de acople mecánico con las fibras ópticas antes de conectar al sistema de adquisición. A la derecha el sistema acoplado, el readout basado en SiPM va dentro de la galera que fue sellada para comportarse como aislante fotónico (caja oscura).	47
3.38. Dibujo esquemático de la estructura mecánica, Diseño gráfico realizado por el grupo técnico de ITeDA a escala. La estructura esta diseñada para tener varios planos detectores y un pivote que le permite variar 90° desde el horizonte hasta la posición 0° cenital (Vertical) y luego desde esa posición hasta 90° en la dirección opuesta barriendo 180° en total. . .	48
3.39. Arriba se muestra en la fotografía el detector montado afueras sin el recubrimiento térmico. Para las mediciones se utilizo un recubrimiento térmico de manera que no se calienten los paneles, además de la lluvia, humedad, condiciones de viento y cambios térmicos. La estructura puede cambiar su posición angular de 0 a 180 grados. Abajo se presenta una fotografía con la cubierta termina.	49
4.1. Comparación de modelos semi-analíticos descritos anteriormente, estos modelos comparadas por Vesga et al. muestran una discrepancia para ángulos mayores a 50°. A la izquierda se presenta para ángulos de 30° respecto al cenit, a la derecha a 85°.	54
4.2. Espectro de secundarios de ejemplo generados usando el framework ARTI, a destacar que este espectro esta construido con un archivo de datos sintéticos de los cuales se puede extraer la dirección y momento de cada partícula, así esta información se usa como entrada para simulaciones de los detectores logrando una simulación mas realista.	58
4.3. Espectro de muones para 6 diferentes ubicaciones a lo largo de América Latina, en cada caso la latitud, longitud y altura sobre el nivel del mar es diferente, en el gráfico se puede observar la diferencia del flujo para distintas energías. Conocer el flujo y el espectro es importante para calcular el tiempo de exposición antes de realizar una muongrafía a un objeto geológico de gran tamaño.	58
4.4. A la izquierda se presenta el plot del flujo de partículas secundarias esperados en superficie para la Mina casposo. A la derecha el flujo esperado para el sitio de Andes, en ambos casos el plot fue hecho con una simulación de un año de flujo normalizado a partículas por metro cuadrado por día y cortados según la energía mínima requerida para atravesar el espesor de roca. En color magenta se presentan los muones, este es el flujo de interés, este flujo es tomado como input para realizar las simulaciones de la respuesta de detectores usando por ejemplo los códigos Geant4.	59

- 4.5. En la figura presentamos la simulación de la respuesta de los tres paneles que componen el detector para muongrafía. Arriba a la izquierda el primer panel que es expuesto al flujo completo, arriba a la derecha el plano de la mitad de constituye un plano de control a través de las mediciones en coincidencia. finalmente el ultimo plano (abajo a la izquierda) en el cual se construye la imagen usando los conteos por píxel. Para este modelo la imagen queda invertida. 60
- 4.6. Arriba se presenta el arreglo de centelladores como contadores de muones. A la izquierda el plot del primer plano y a la derecha el plano superior. El flujo de muones usado fue sintético y se uso como partículas inyectadas de entrada en el modelo de Geant4. Abajo se presenta la energía depositada por barra individual y por panel donde la suma es de 2 cm con una energía depositada de aproximadaemnte $\approx 3,6$ MeV por plano debido a que el arreglo tiene barras cruzadas. Las simulaciones de la respuesta de detectores fueron ajustadas siguiendo los parámetros geométricos y propiedades físicas de los materiales usados en el detector prototipo. 63
- 5.1. Resolución angular y aceptancia del detector 66
- 5.2. Medición cambiando la distancia entre paneles, se presenta en azul una simulación montecarlo usando las proyecciones de todas las trayectorias posibles teniendo un 100 % de eficiencia de detección y se compara con los datos medidos en cada posición, se determino que cada plano de centelladores tiene 0.975 de eficiencia de detección. El detector completo tiene una eficiencia de un 85 %. 68
- 5.3. En la figura presentamos los datos correspondientes a la primera luz, 5 horas de flujo medido. Abajo a la derecha se presenta un plot donde en el eje horizontal están la barras y en el eje vertical la cantidad de eventos, se observa como el panel de la mitad sigue la forma geométrica del detector contando mayor cantidad de eventos en el centro geométrico. . 69
- 5.4. A la izquierda se presenta el detector montado en el laboratorio para las primeras mediciones usando un bloque de plomo de referencia. Inicialmente se utiliza un computador de escritorio como servidor. A la derecha el mismo detector desde otro ángulo, se observan los tres paneles en gris, las galeras negras de los costados son de material plástico y protegen la electrónica de adquisición de la luz. 69
- 5.5. A la izquierda el gráfico representa los muones contados por barra por panel sin ningún obstáculo. A la derecha con la barra de plomo de referencia ubicada en el centro geométrico del plano superior. a 1800 eventos una referencia para observar los conteos del panel intermedio. . . . 70

- 5.6. Si un proceso es poissoniano, el tiempo entre eventos sucesivos una seguirá una distribución exponencial. Esto significa que el momento más probable para observar un evento producto de la llegada de un muon ocurre inmediatamente después del anterior. Adicionalmente La naturaleza poissoniana de los tiempos de llegada de los muones demuestra la ausencia de efectos sistemáticos a corto plazo en los datos. 72
- 5.7. A la izquierda se presenta la correlación entre la presión atmosférica (línea roja) y la tasa de conteo del detector. En el gráfico derecho, se muestra la tasa de conteo del detector (puntos negros) y la presión atmosférica (puntos azules) ambos como funciones de la hora de medición en UTC. Este efecto muestra la relación entre la densidad de la columna de aire con el flujo de muones. 73
- 5.8. Medición del flujo cada 10° desde el cenit hasta el horizonte, esta medición fue realizada a 40 m.s.n.m en Buenos Aires y constituye la primera medición del flujo direccional en esta latitud. La forma funcional corresponde con la teoría y es debido a la convolución de efectos como la forma de la atmósfera, el flujo de muones y la morfología del detector. . 75
- 5.9. A la izquierda foto del detector en posición vertical adquiriendo datos con un bloque de plomo de referencia encima del plano superior. Los paneles están separados 1 m entre ellos. A la derecha un diseño de la estructura con la misma posición indicando la ubicación del plomo, son 4 bloques rectangulares de plomo con una geometría total de $(20cm \times 20cm \times 10cm)$ 76
- 5.10. Mediciones de la atenuación del flujo de muones utilizando un ladrillo de plomo. Las figuras en el panel superior muestran la tasa medida en cielo abierto (figura izquierda) y con un ladrillo de plomo ubicado en la parte superior del telescopio (figura derecha). La figura en la parte inferior muestra la atenuación de la tasa medida en las dos configuraciones. 77
- 5.11. A la izquierda una imagen del acelerador Tandem visto desde una imagen de Google Earth como referencia. A la derecha una imagen del detector ubicado frente al detector. 78
- 5.12. Posiciones del detector haciendo un barrido horizontal, cada posición estuvo adquiriendo durante una semana. En recuadro rojo, el campo de visión del detector. 78
- 5.13. La convolución de la distribución angular del flujo de muones con la apertura del detector nos permite tener un modelo del fondo esperado por el detector en la ubicación. 79
- 5.14. A la izquierda presentamos las medidas del fondo en la posición 1 a 60° de la referencia de 90° que sería el Tandem. A la derecha el fondo calculado para la misma ubicación. 79

- 5.15. En esta imagen presentamos una referencia de la zona que se observo usando el Muongrafo y una suma de imágenes para referencia el barrido horizontal. en este caso la primera imagen a ángulo cero no se uso porque es la referencia de fondo para calibrar cada imagen, es decir la primera imagen de la izquierda es cero. 80
- 5.16. En la posición central, al medir frente al Tandar se puede diferenciar la estructura simétrica cilíndrica, la resolución del detector es baja, trabajo presenta un análisis preliminar basado únicamente en los conteos por píxel. A la derecha la diferencia de flujo frente al Tandar con respeto al fondo de referencia. 80
- 5.17. En las fotografía se presentan las distancias equivalentes que representa un imagen como esta donde cada píxel esta en el objeto esta a escala de metros. 82
- 5.18. Nada de esto hubiera sido posible sin ustedes – Gracias totales — 83
-
- 6.1. Izquierda: Modelo de dos planos donde cada píxel es equivalente en nuestro caso a un cruce de barras centelladoras. esta imagen fue tomada de (M. Spurio, 2015). Derecha: Observamos un diagrama que representa un subplano de nuestro prototipo inicial, en este caso esta presentado con doble detección sincrónica. 87
- 6.2. A la izquierda presentamos un mapa de referencia con los principales volcanes en Argentina. A la derecha en B. el volcán Peteroa ubicado cerca a la ciudad de Malargue en Mendoza, este volcán tiene monitoreo constante y tiene una estación permanente de la CNEA. A la derecha en C. el Volcán Copahue que representa diferentes oportunidades para su estudio debido a sus conocida actividad y estaciones activas. En ambos casos los volcanes son considerados activos y con una posible influencia social en caso de una fuerte erupción. 87
- 6.3. Izquierda: Aquí presentamos una reconstrucción para el Copahue a partir de un modelado de rayos donde cada rayo representa un muon atravesando la estructura (domo volcánico) en la reconstrucción se puede observar a la derecha las distancias recorridas en roca. Derecha: Observamos una imagen (derecha -arriba) y una reconstrucción para una ubicación cerca de la laguna craterica del Volcán Peteroa (derecha-abajo). En ambos casos no se tiene en cuenta los píxeles del arreglo detector ni la dispersión de los muones. 88
- 6.4. Ubicación de la mina con respecto al mapa de Argentina, esta al noroeste de Buenos Aires en la provincia de San Juan. La importancia de esta ubicación tiene que ver con la composición de las rocas de la cordillera y las oportunidades para la Muongrafía. 91

- 6.5. Imagen de la mina, desde el ingreso al emplazamiento (garita de ingreso) hasta la entrada de mina. Sumando las diferentes locaciones en la imagen el emplazamiento tiene $\sim 2.2 \text{ km}^2$. Al fondo la pre-cordillera en sentido oeste. 92
- 6.6. Imagen a $\sim 400 \text{ m}$ de profundidad, donde se presenta una roca encajante con minerales de diferente densidad. Este tipo de minas tienen vetas con minerales compuestos por metales pesados. Normalmente la roca encajante con una densidad menor por esta razón es una oportunidad para usar la técnica de Muografía y determinar contrastes de densidad. 92
- 6.7. Dique que aflora en superficie. Esta señalado con líneas color verde, se estima que la veta tiene una densidad media mayor que la roca encajante ($\sim 8\%$ mas densa). Ubicar y realizar georreferenciación de las vetas de mineral de mayor densidad es propio de la prospección geofísica, otra oportunidad para la muografía en la región. 93
- 6.8. El laboratorio subterráneo ANDES estará ubicado a una profundidad de 1750 m (4600 m.w.e.) El flujo de muones atmosféricos es capaz de penetrar hasta kilómetros en roca, por esta razón es necesario desarrollar detectores que discriminen el fondo de muones de señales esperadas bajo tierra. A la izquierda el flujo antes de ser transportado por el espesor de roca. A la derecha un espectro de muones a la profundidad de ANDES. 94

Capítulo 1

Introducción

1.1. La Técnica de Muongrafía

La Tomografía de muones, Radiografía de muones, o simplemente resumida como muongrafía [1, 2] es la técnica que mide las desviaciones, atenuaciones o simplemente el flujo de muones para determinar la distribución o contraste de densidad de los materiales atravesados. Conceptualmente es similar a los rayos X pero en este caso el flujo es de muones, si bien este flujo puede ser generado artificialmente, aquí presentamos la técnica usando como fuente muones atmosféricos, así en este contexto es una aplicación de la detección de astropartículas. La muongrafía se aplica actualmente usando diferentes estrategias de detección o modalidades: muongrafía de transmisión, muongrafía por absorción y muongrafía por dispersión, en cada caso la adquisición se prepara y adecua estratégicamente.

La muongrafía de transmisión o absorción se utiliza generalmente para objetivos muy grandes o ultra densos, mientras que la muongrafía de dispersión se usa más a menudo para objetivos de menor tamaño, donde se necesita una mayor resolución. Ambas técnicas se están aplicando actualmente en diferentes campos, incluida la industria manufacturera, la ingeniería civil, la arqueología, la vulcanología, la energía nuclear, recientemente en problemas de hidrología y ya existen algunas propuestas para exploración a futuro en el planeta Marte.

Este trabajo se enfoca en la muongrafía por transmisión, principalmente en el desarrollo de detectores para este fin. En este proyecto, se ha utilizado un detector de muones basado en centelladores plásticos orgánicos y fibras ópticas acopladas a foto multiplicadores de silicio o como comúnmente se les denomina SiPM (Silicon PhotoMultipliers) por su nombre en inglés. El sistema de detección está compuesto por varios planos sensibles. Cada uno con una grilla o cuadrícula de barras centelladoras. Estos planos están conformados por dos arreglos conectados a una electrónica de adquisición.

Esta configuración, con el correspondiente sistema de sincronización y adquisición electrónica, permite contar y reconstruir las trayectorias de los muones. Esta información se interpreta con la ayuda de algoritmos y códigos que desarrollamos para obtener los resultados finales de la muongrafía. En nuestro caso particular son mapas de

conteos relacionados con los contrastes de densidad del objeto estudiado en formato de imagen digital o estimaciones numéricas de parámetros de interés que describen el objetivo.

Este trabajo se concentra en las aplicaciones de la detección de las astropartículas, en particular el flujo de secundarios medido a nivel del suelo. De entre las partículas que componen estos espectros de secundarios destacan los muones que como otras son generadas en cascadas de partículas que mencionamos anteriormente y tienen la particularidad de que gran parte de ellos logran llegar a la superficie terrestre. De entre las astropartículas secundarias generadas en la atmósfera, los muones son los que producen un mayor flujo a nivel del mar, e incluso pueden penetrar distancias cercanas a 2 km bajo tierra en roca en función de su energía inicial. Como partículas cargadas Los muones se desvían debido a la dispersión coulomb causada principalmente por el campo eléctrico de los núcleos y se atenúan debido a las pérdidas de energía por ionización al atravesar la materia.

Estos efectos tienen una fuerte dependencia con la densidad y composición de los materiales atravesados, por esta razón, junto con su flujo constante y su poder de penetración, los convierte en una fuente adecuada, natural, gratis y segura para inspeccionar la estructura interna de diversos objetos ubicados en superficie, en este trabajo nos enfocaremos en mencionar algunos objetivos estratégicos que podrían estudiarse usando este flujo de muones.

Las astropartículas son partículas subatómicas o fotones de alta energía que provienen del espacio exterior, generalmente pueden interactuar con la atmósfera terrestre e inclusive alcanzar directamente la superficie de la Tierra. Protones, neutrones, electrones, fotones y neutrinos son ejemplos de estas partículas, muchas de las cuales se originan en eventos astrofísicos extremos como supernovas, agujeros negros activos, galaxias con núcleos activos y otros fenómenos astrofísicos, como por ejemplo y en particular nuestro sol.

Las partículas, en este caso no incluyendo directamente a los rayos gamma, son denominados rayos cósmicos (RC). Los rayos cósmicos que llegan desde afuera de la atmósfera son denominados comúnmente RC primarios e interactúan en la alta atmósfera terrestre, depositando su energía en la atmósfera y generando una cascada de partículas secundarias o como también se les conoce cascadas aéreas extensas (EAS - Extensive Air Showers), por su sigla en inglés. Estas partículas y radiación resultantes de las primeras interacciones son denominadas astropartículas secundarias. Entre estas astropartículas, destacan los muones que en particular son de interés en este trabajo.

Las partículas o astropartículas primarias son estudiadas de manera directa o indirecta en el campo de la astrofísica y la física de partículas para entender mejor el universo, esto gracias a la información que como mensajeros nos proporcionan sobre estructuras a gran escala como galaxias y cúmulos, objetos compactos, etc. Es de destacar que también nos pueden ayudar a estudiar y entender fenómenos que aun no

son claros ni conocemos totalmente como la materia oscura y la energía oscura.

Las técnicas utilizadas para estudiar las astropartículas incluyen detectores terrestres como detectores o arreglos de detectores en tierra, detectores en aire como globos y satélites como telescopios y detectores de radiación ultrasensibles en órbita. Adicionalmente se tienen y desarrollan observatorios subterráneos y experimentos de detección de neutrinos y muones. Estas herramientas ayudan a los científicos a reconstruir las trayectorias, energías y propiedades de las astropartículas para comprender mejor su origen y el impacto que tienen en el universo y en la Tierra.

1.2. Visión general del trabajo de Tesis

Este trabajo se enmarca en el desarrollo de nuevas metodologías y técnicas derivadas del estudio de las astropartículas. Busca una sinergia entre la física de partículas, la instrumentación, las geociencias y la simulación por computadora qué, afortunadamente nos mueve hacia una tecnología que actualmente está en desarrollo y representa una oportunidad para investigar e inclusive realizar transferencia tecnológica a la industria.

La motivación para este trabajo es aportar en el desarrollo de la técnica de muongrafía teniendo en cuenta los problemas y retos locales en nuestra región sin perder de vista un entorno global de su desarrollo y aplicación. La muongrafía puede presentarse como una técnica de inspección, prospección o monitoreo en función de su aplicación. Al trabajar con estructuras naturales o artificiales de gran tamaño, existen otras técnicas que podrían ser aplicadas sin embargo, algunas técnicas tradicionales como la sísmica en diferentes frecuencias y el sondeo eléctrico, pueden tener gran sensibilidad a ruidos propios del objeto de estudio o de la configuración de la adquisición en campo. El uso de radiografías mediante rayos X o neutrones, por ejemplo pierden resolución con la profundidad, generalmente en el orden de metros sin mencionar los problemas que representa el uso de fuentes de radiación ionizantes.

Aquí la muongrafía cumple con la flexibilidad de usar una fuente de radiación mas limpia, segura y de fácil acceso, además los detectores de muones pueden diseñarse de manera flexible para alcanzar la resolución necesaria y optimizarse para mejorar su geometría y estabilidad. Además, la muongrafía no se ve afectada por ruidos provenientes de la actividad humana como por ejemplo las mediciones sísmicas en alta frecuencia. La medición de muongrafía no perturba el objeto de estudio, en este contexto queremos decir es no invasiva y segura para los operadores o investigadores mientras que casi todos los métodos existentes de evaluación estructural mediante radiografías ionizantes requieren la suspensión de la actividad humana.

En el capítulo 2 realizaremos una introducción y vista general de la muongrafía empezando con la teoría sobre los muones y la interacción de radiación con la materia relacionada con la muongrafía. También repasaremos el tema del fondo de radiación

natural como resultado de los secundarios de rayos cósmicos. En el capítulo 3 describiremos las propuestas de detección y las tecnologías involucradas, en el caso de los fotomultiplicadores describiremos los PMTs multi-ánodo y los SiPM mencionado anteriormente, dos prototipos que fueron propuestos, los detalles de la propuesta, el setup que fue pensado y construido para realizar las primeras mediciones y el prototipo modular final. En este capítulo repasaremos detalles como la estructura mecánicas, el dark box usado para medir de manera sincrónica y una introducción sobre la comparación y revisión de los dos tipos de foto-contadores.

En el capítulo 4 revisaremos las herramientas computacionales usadas para estudiar los rayos cósmicos y la interacción radiación materia, sus implicaciones y relación con la teoría. Su alcance y limitaciones, y Luego realizaremos un pequeño resumen sobre las herramientas que usamos para estimar el flujo y comparar con las mediciones. En el capítulo 5 presentaremos la primera propuesta de prototipo donde estudiamos la factibilidad de realizar mediciones sincrónicas por panel de detección. Luego los resultados de la estrategia de medición con el segundo prototipo, una descripción de los criterios de detección y la puesta en marcha en campo donde realizamos mediciones del fondo de radiación en Buenos Aires en función del ángulo cenital y mediciones al cielo abierto, con un bloque de plomo de referencia y teniendo como objetivo la prueba de concepto de una muongrafía a larga distancia enfocando el detector hacia el edificio del acelerador Tandem ubicado en el centro atómico constituyentes.

Luego en el capítulo 6 repasaremos dos propuestas adicionales de aplicaciones de la muongrafía que consideramos a posterior ya que van más allá del alcance de este trabajo. Se revisó las posibilidades y consideramos serán de gran importancia en la región. En este caso nos referiremos particularmente a la aplicación a la vulcanología y a la medición del flujo de muones bajo tierra. Finalmente se comentará la conclusión del trabajo y las perspectivas a futuro más allá de esta tesis.

Capítulo 2

Muongrafía

La Muongrafía, también conocida como tomografía con muones o radiografía muónica se presenta como una oportunidad para el desarrollo de técnicas avanzadas para la obtención de imágenes y prospección en muchas áreas donde el contraste de densidad es útil para estudiar desde pequeños objetos hasta grandes estructuras. Como mencionamos en la anteriormente en la introducción, El desarrollo de esta técnica representa una gran oportunidad dado el creciente desarrollo de detectores de partículas mas rápidos, económicos y de bajo consumo, como por ejemplo los SoC actuales. En este capítulo estudiaremos los principios de la técnica, las fuentes que en el caso de este trabajo tienen que ver con la medida del fondo conformado por partículas secundarias resultado de la interacción de rayos cósmicos primarios con la atmósfera, su descripción, su física y la interacción de estos con la materia.

2.1. Los inicios de la Muongrafía

Los primeros estudios de muongrafía se enfocaron en caracterizar estructuras subterráneas, en 1955 se aplicó la técnica para medir la profundidad de un túnel en Australia [3]. Más tarde en 1967, Luis Alvarez y colaboradores, ubicaron los detectores en la cámara debajo de la pirámide de Chephren en Giza en búsqueda de túneles o cámaras secretas al interior de la estructura [4]. Aunque Alvarez no encontró ninguna cavidad nueva, en principio por la resolución del instrumento, un estudio reciente publicado en el 2017 haciendo uso de la misma técnica reveló la existencia de una gran cavidad (con una sección transversal similar a la de la Gran Galería y una longitud mínima de 30 metros) situado sobre la Gran Galería de la pirámide. La técnica también ha sido usada para el monitoreo de la estructura interna de una planta nuclear [5], la búsqueda y monitoreo de reservorios geotérmicos [6], el monitoreo de CO₂ en zonas someras [7], la estructura interna y la evolución temporal de hornos metalúrgicos [8], la valoración de zonas de falla sísmica ocultas [9], hasta la exploración de la subsuperficie del planeta Marte.

Ahora bien, otra de las aplicaciones de la muongrafía en geofísica es la construcción de imágenes del interior de volcánes activos. Se han construido perfiles de densidad del interior de los volcánes Mt. Sukuba [10], Mt. Asama ([11], [12],[13],[14]), el

Mt. Satsuma-Iwojima [15]), en el domo de lava del volcán USU, Hokkaido [16], Puy de Dome ([17], La Soufriere de Guadeloupe([18],[19]), Mt. Etna ([20]) [21],[22]), el domo de lava Showa-Shinzan [23] y Mt. West Iwate [24]. Esta técnica no solo permite resolver espacialmente la estructura interna de un volcán con adecuada resolución, sino que también ha confirmado los datos provenientes de otras técnicas geofísicas en La Soufriere de Guadeloupe([18], Domo de lava en Showa-Shintzan [25] y Mt Asama [26]. Así mismo, en el 2009 la técnica logró comprobar la desaparición de material magmatico durante una erupción del Mt.Asama [27].

Diferentes proyectos hacen uso de la muongrafía en volcánes, el proyecto MURRAY[28] es una colaboración internacional cuyo objetivo es el desarrollo de telescopio y herramientas de análisis en muongrafía aplicada al Mt. Vesuvio y Stromboli. El proyecto TOMUVOL [21] una colaboración interdisciplinaria francesa iniciada en 2009 aplicada en el volcán Puy de Dome en Francia y el proyecto DIAPHANE ([18],[29]) inició en el 2008 como una colaboración entre tres instituciones francesas: IPG de París, IPN de Lyon y Geosciences Rennes para estudiar los volcánes de las Antillas menores.

Debemos diferenciar los primarios o rayos cósmicos de las partículas secundarias generadas en la atmósfera que en nuestro caso son las de interés, en esta parte del capítulo vamos a revisar primero los mecanismos que producen los muones. Posteriormente, revisaremos parámetros importantes que afectan la distribución del espectro de muones, como la altura, la dirección de incidencia.

2.1.1. Partículas secundarias de rayos cósmicos

Desde diferentes lugares del universo, los rayos cósmicos (principalmente núcleos de elementos entre proton y hierro) de todas las energías bombardean constantemente nuestra atmósfera, interactúan con los núcleos de las moléculas presentes en la atmósfera y generan una reacción en cadena que dará como resultado una cascada de partículas secundarias. Estas partículas se distribuyen en tres componentes principales: la componente electromagnética (formada por electrones e^- y fotones γ), la componente muónica (formada por muones ($\mu^\pm$) provenientes del decaimiento de mesones cargados, típicamente $\pi^\pm$ y $K^\pm$), y la componente hadrónica (formada por hadrones, nucleones y algunos núcleos livianos), ver Fig. 2.2.

La cascada muonica, importante en este trabajo, consiste en muones provenientes del decaimiento de piones y kaones de la cascada hadrónica, que forman la tercera componente de la lluvia. El descubrimiento de los muones se dio en 1936, cuando el físico americano Carl Anderson observó partículas curvarse ante la presencia de un campo magnético. Sin embargo, el comportamiento mostrado por una de estas partículas, difería de aquel conocido para los electrones y otras partículas ya descubiertas. Para una misma velocidad, esta nueva partícula mostraba una trayectoria más curvada que aquella trazada por los electrones y menos que la trazada por los protones. Por lo cual, Anderson dedujo que debía tratarse de una partícula con carga negativa,

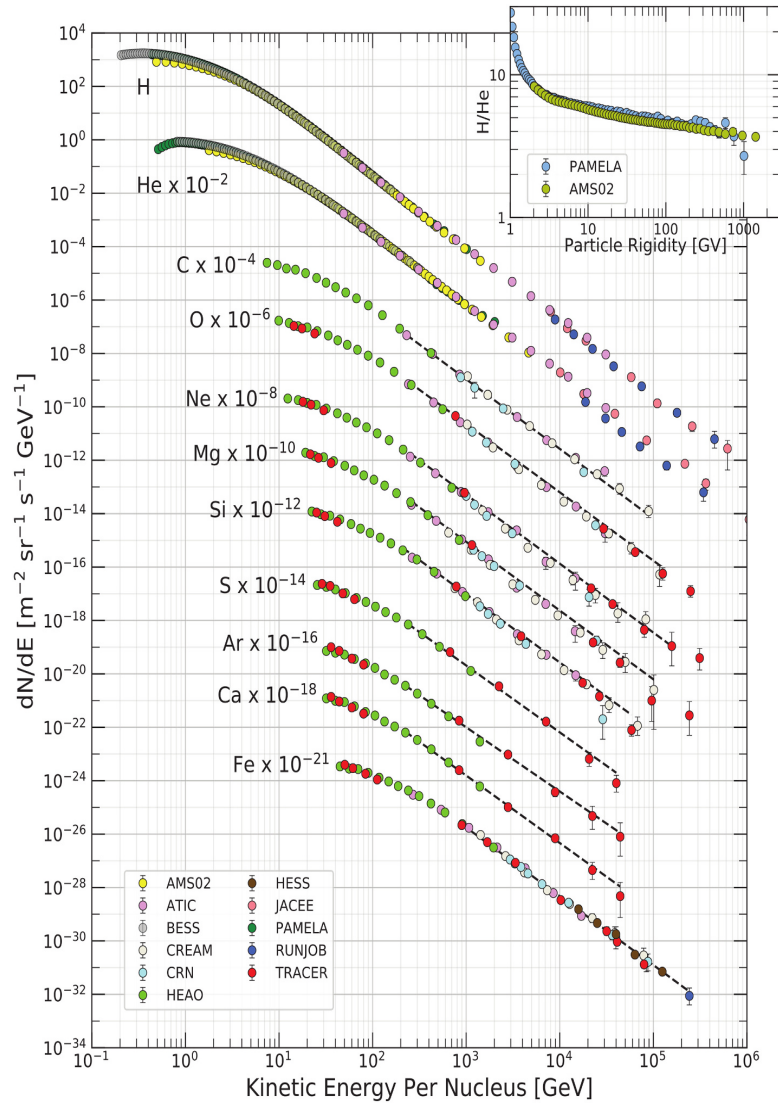


FIGURA 2.1: Espectro de energía diferencial de partículas de rayos cósmicos primarios, tomada de Tanabashi et al. [30]. Los marcadores de colores denotan diferentes experimentos inclusive en el espacio.

pero que tuviese una masa mayor que el electrón. Posteriormente, a esta partícula se le adjudicó el nombre de muón.

Los muones forman parte de la familia de leptones del Modelo Estándar, tienen la misma carga que los electrones pero unas 200 veces su masa y su alto poder de penetración en la materia, los convierten en candidatos ideales para obtener imágenes de la superficie de la corteza superior de la Tierra.

2.1.2. Flujo de muones en la atmósfera

El espectro de energía del flujo de muones que se produce en la atmósfera es bien conocido. En general, el flujo diferencial de muones, Φ_0 , está definido por la siguiente ecuación:

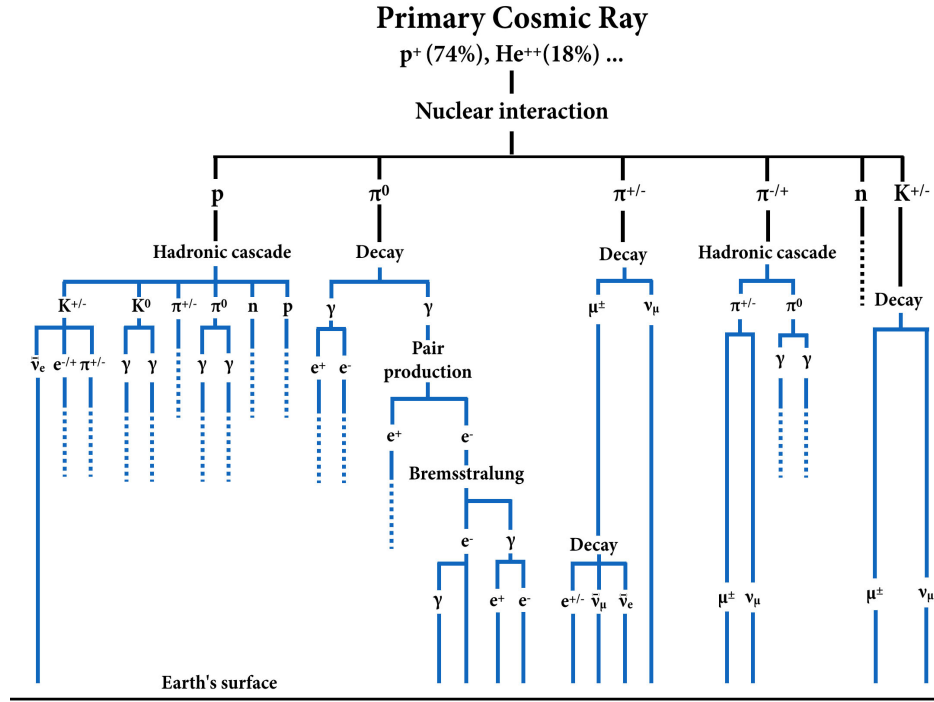


FIGURA 2.2: Representación esquemática de una cascada de partículas. Se observa como a partir de un rayo cósmico primario se generan diferentes componentes. en nuestro caso nos interesa la componente muonica, además es importante entender que también llegan otras partículas a la superficie terrestre.

$$\Phi = \frac{dN(E, \Theta)}{d\Omega dA dt dE} \left[cm^{-2} sr^{-1} s^{-1} GeV^{-1} \right], \quad (2.1)$$

donde $d\Omega$ es el ángulo sólido, dA es el elemento de superficie en la dirección de observación θ and dt es el tiempo de medición [31]. Existen básicamente tres tipos de formas de determinar el flujo de muones a cielo abierto a una altitud determinada:

1. Mediciones. Existen diferentes colaboraciones que actualmente realizan un conteo de muones atmosféricos. Por ejemplo el proyecto LAGO (Latin American Giant Observatory, por sus siglas en inglés) utiliza sus detectores tipo WCD distribuidos a lo largo de Latinoamérica [32]. La colaboración TOMUVOL (TOMographie MUonique des volcáns, por sus siglas en frances) hace uso de detectores de tipo gaseoso para el estudio de volcanes y para el tracking de muones cósmicos [21]. Este tipo de seguimiento realiza correcciones por geometría y efectos del detector. Sin embargo la determinación precisa del flujo bajo el cielo abierto es muy difícil debido al ruido físico de fondo.
2. Simulaciones Monte Carlo. El espectro de muones a una determinada altura puede ser calculado por simulaciones de muones cruzando la atmósfera. Por ejemplo, el COsmic Ray SIMulations for KAscade (CORSIKA) permite simular interacciones y decaimientos de primarios y secundarios en la atmósfera hasta

energías del orden de $[10^{20} \text{ seV}]$, proporcionando el tipo, energía, ubicación, dirección y tiempos de llegada de todas las partículas secundarias creadas en una lluvia y que alcanzan un nivel de observación seleccionado [33].

3. Modelos empíricos. Este enfoque está basado en curvas parametrizadas las cuales han sido ajustadas a los datos existentes de flujo de muones medidos a nivel del mar. Hay una gran cantidad de datos los cuales parametrizan las diferentes partes del espectro de muones.

La Fig. 2.3 muestra un espectro típico de energía para tres ángulos cenitales diferentes ($0^\circ, 60^\circ$ y 90°), calculados a partir del modelo semiempírico de Reyna- Bugaev et al. 1998 [34]. La fuerte dependencia con el ángulo cenital se origina porque el flujo y el tipo de partículas que se producen al interior de una cascada de secundarios varía con la altitud del punto de observación. Esto hace que el bajo flujo intrínseco de muones atmosféricos de alta energía, a medida que se acerca a ángulos cenitales grandes ($\sim 90^\circ$) sea todavía menor, ver Fig 2.3.

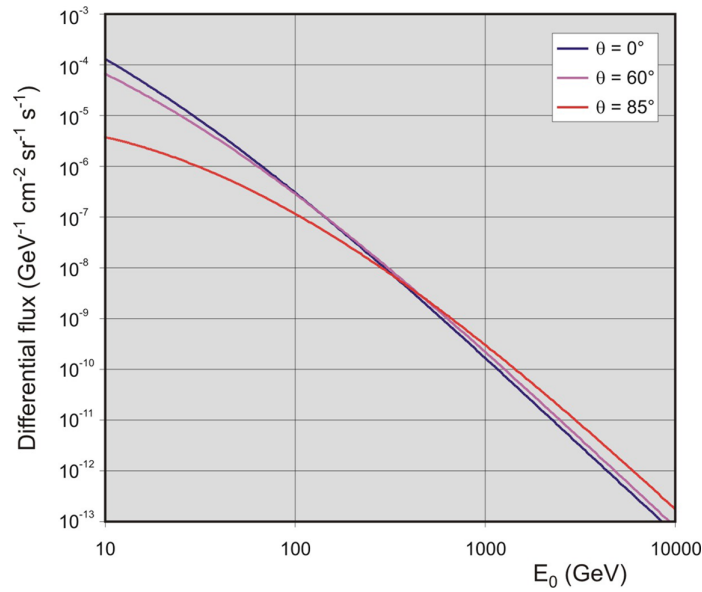


FIGURA 2.3: Flujo diferencial calculado para tres ángulos cenitales. Se observa que para bajas energías es mayor el flujo de muones en ángulos cenitales próximos a 0° que aquellos que arriban en la dirección horizontal. Adaptado de [35]

2.1.3. Atenuación de muones en roca

Cuando los muones atraviesan la materia pierden energía por ionización, Bremsstrahlung, interacciones nucleares y producción de pares. Esta pérdida puede ser resumida en :

$$-\frac{dE}{d\varrho} = a(E) + b(E)E, \quad (2.2)$$

donde $a(E)$ y $b(E)$ son funciones que dependen de la energía del muón y de las propiedades del material donde se propagan los muones. La función $a(E)$ representa la energía perdida debido a ionización, mientras que $b(E)$ es por Bremsstrahlung, interacciones nucleares y producción de pares. En general, $a(E)$ y $b(E)$ dependen de la densidad y del valor promedio $\langle Z/A \rangle$ del material, siendo Z es el número atómico y A es la masa atómica [36].

La determinación de las funciones a y b requiere del cálculo de las secciones eficaces y modelamiento Monte Carlo de interacciones nucleares[34]. En la práctica, esto puede ser realizado con el software GEANT4 o con cualquier programa computacional dedicado a la propagación de muones a través de la materia, como MUSIC [37]. Valores numéricos para a y b son proporcionados por el Particle Data Group, una colaboración internacional que compila y analiza resultados publicados relacionados con propiedades de las partículas y sus interacciones (<http://pdg.lbl.gov>), para una variedad de materiales. Estos valores han sido publicados para diferentes materiales, entre estos la denominada roca estándar $\langle Z/A \rangle = 0,5$ y densidad $2,65 \text{ g m}^{-3}$.

La cantidad de materia, en adelante opacidad, a ser cruzada por los muones está definida como

$$\varrho(L) = \int_L \rho(\xi) d\xi = \bar{\rho} \times L, \quad (2.3)$$

donde ξ es la coordenada medida a lo largo de la trayectoria del rayo de longitud L cruzando el volcán, ρ es la densidad y $\bar{\rho}$ es la densidad promedio a lo largo de esta trayectoria [18]. En la práctica, ϱ es expresada en hg cm^{-2} , una unidad física que corresponde a 1 metro de agua equivalente (m w. e).

Conociendo la energía perdida de los muones al atravesar la materia, es posible determinar la energía mínima E_{min} necesaria para atravesar cierta opacidad ϱ , dada por:

$$E_{min} = \int_0^{\varrho} \frac{dE}{d\varrho} d\varrho + E_u, \quad (2.4)$$

siendo E_u la energía del muón en reposo según [36].

2.2. Flujo integrado de muones en roca

El flujo integrado de muones I después de cruzar una masa de roca puede ser calculado a partir del flujo diferencial incidente Φ_0 y la energía mínima E_{min} dado por:

$$I(E_0, \theta) = \int_{E_{min}(\varrho)}^{\infty} \Phi(E_0, \theta) dE_0 (\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}). \quad (2.5)$$

Como se muestra en la Fig. 2.4, cuando la opacidad aumenta el flujo integrado de muones que atraviesan la roca disminuye, y los muones que penetran una estructura geologica más de 2 Kilómetros de agua equivalente (K m.w.e) son poco frecuentes.

2.2.1. Principio

El principio físico detrás de la muongrafía es el mismo que el de las radiografías con base en Rayos-X, solo que en lugar de fotones se utilizan muones. La técnica consiste en determinar la densidad de las estructuras internas de un volcán, a partir de las variaciones relativas en el flujo direccional de los muones atmosféricos que atraviesan las distintas partes del mismo [38]. Es necesario para ello contar con un telescopio capaz de determinar con cierto grado de precisión la dirección de arribo de los muones, diferenciando el flujo de estos respecto a las otras componentes de las cascadas atmosféricas [12]. Con el telescopio apuntando hacia el volcán, cada píxel medirá el flujo de muones integrado en el ángulo sólido que dicho píxel proyecta sobre el volumen del volcán. Es claro que para una misma energía E y una misma longitud recorrida en el interior del volcán, a mayor densidad de roca resultará un menor número de muones que logren atravesar esa estructura. El flujo de muones que logren atravesar las distintas zonas del volcán dependerá entonces de la geometría del mismo y de las densidades de roca en cada zona. Conociendo la geometría externa, es posible entonces correlacionar el flujo medido en cada píxel con la densidad media a lo largo del campo de visión de cada píxel individual. Esta técnica es absolutamente independiente del modelo geofísico, y mide directamente la opacidad ρ [13].

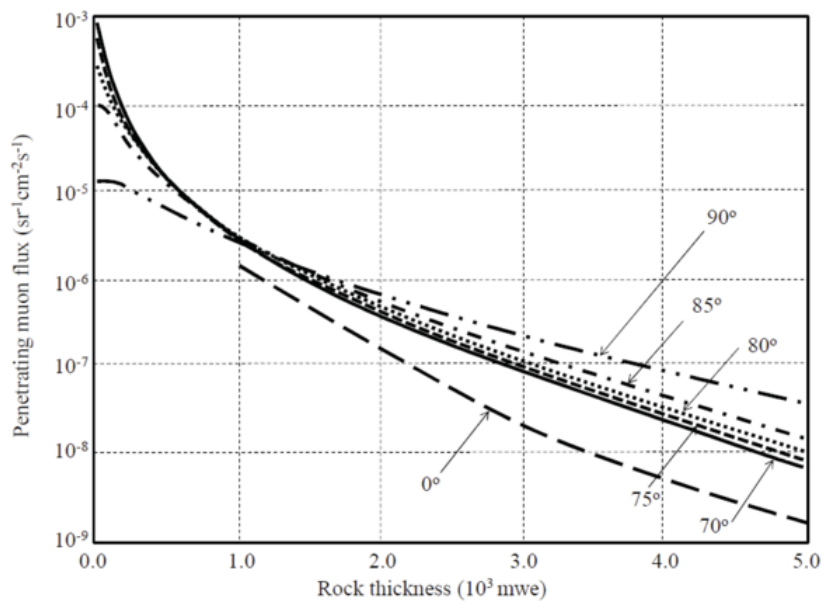


FIGURA 2.4: Flujo integrado de muones luego de atravesar la estructura geológica en función del espesor de roca en unidades de km de agua equivalente (k m.w.e). Los ángulos de arribo de los muones son indicados en unidades de ángulo cenit. Adaptado de [27]

2.3. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son partículas que provienen del espacio exterior antes de interactuar con la atmósfera, tienen un espectro de energía que se extiende desde los 1×10^8 eV hasta $3,2 \times 10^{20}$ eV, llegando a ser estas últimas las partículas con mayor energía que hasta el momento se han medido y observado en todo este universo. Algunas de estas partículas arriban a nuestra atmósfera produciendo lluvias o chubascos cósmicos (cascada de partículas secundarias).

El flujo de estas partículas sigue una ley de potencias con la energía, yendo de unas cientos por metro cuadrado por segundo a bajas energías ($\sim 1 \times 10^9$ eV) a unas pocas por $\text{km}^2 \times \text{siglo}^{-1}$ para las denominados UHECR (del inglés, Ultra-High-Energy Cosmic Ray) ($\sim 1 \times 10^{18}$ eV),.

Existen una diversidad de mecanismos de aceleración que podrían explicar el origen de los rayos cósmicos, donde el más aceptado es el llamado “aceleración de Fermi de primer orden” que acaece en las vecindades de remanentes de supernovas. Hay evidencias de que los rayos cósmicos con energías de hasta 1×10^{15} eV son núcleos atómicos acelerados por ondas de choque en remanentes de explosiones de supernovas en nuestra propia galaxia. Estos aceleradores galácticos serían, teóricamente, ineficientes a partir de 1×10^{15} eV, lo que lleva a buscar otras explicaciones para el origen de los UHECR, que tendrían un origen extra galáctico.

2.4. Espectro de energía

El espectro de energía de los rayos cósmicos que son detectados en la atmósfera se extiende desde energías de $\sim 1 \times 10^9$ eV hasta $\sim 1 \times 10^{20}$ eV con un flujo que sigue una ley de potencias $E^{-\gamma}$, donde el índice espectral γ presenta leves variaciones en distintos intervalos del espectro.

El espectro de los UHECR tiene cuatro zonas características, donde su índice (la potencia negativa a la cual se eleva la energía de arribo del primario) cambia abruptamente: la “rodilla” ($\sim 4 \times 10^{15}$ eV), una posible “segunda rodilla” ($0,05 \times 10^{18}$ eV $< E < 0,5 \times 10^{18}$ eV), el “tobillo” ($\sim 3 \times 10^{18}$ eV) y el “corte GZK” ($\sim 4 \times 10^{19}$ eV). Por lo tanto, un cambio en el mecanismo de producción de los rayos cósmicos trae un cambio en su composición química [39].

Este espectro de rayos cósmicos observado desde la tierra representa la convolución del espectro con el que las partículas primarias son producidas en las fuentes y las modificaciones en energía que sufren al propagarse por el espacio. Los espectros de energía obtenidos en distintos experimentos de UHECR se muestran superpuestos en las figuras ?? y 2.5. Los cambios en la pendiente en distintas regiones del espectro (objeto de estudio para los distintos observatorios de UHECR) se encuentran relacionados con las pequeñas variaciones del índice espectral.

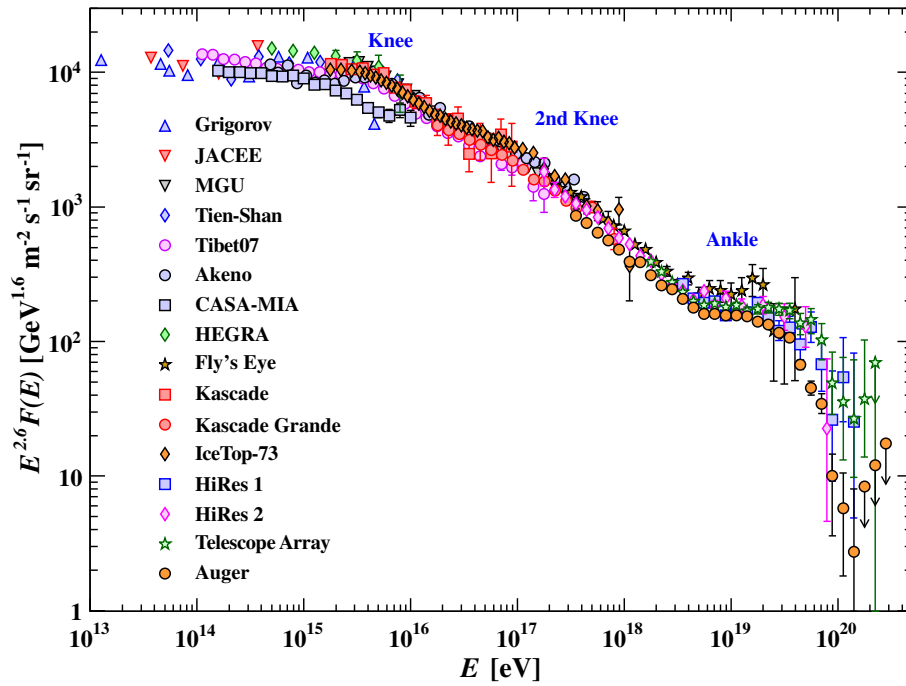


FIGURA 2.5: Espectro de rayos cósmicos multiplicado por $E^{2.6}$, para una mejor visibilidad de sus características [40]. Gracias a la forma de la distribución similar a una pierna se le han denominado a los cambios de pendiente como rodilla, segunda rodilla y tobillo.

En la región de la segunda rodilla se pronuncia aún más el cambio de la pendiente, pero, hasta el momento, este cambio en el espectro no se encuentra totalmente entendido. Existen especulaciones que indican que podría deberse tanto a la culminación de la componente galáctica de los rayos cósmicos como al apilamiento producto de la creación de pares en los procesos de interacción de los protones con cosmic microwave background (CMBR) durante su propagación por el medio intergaláctico o a una combinación de ambos efectos. La colaboración AGASA reportó la segunda rodilla en la energía de $\sim 4 \times 10^{17}$ eV [41], mientras que KASCADE grande por su parte la ubicó en $\sim 1 \times 10^{16.9 \pm 0.1}$ eV [42].

A partir de la región denominada tobillo el valor del flujo es muy bajo (1 partícula/ km^2 / año), esto dificulta su detección y obliga a tener que utilizar detectores de gran superficie. El origen del tobillo podría deberse a que la componente extra-galáctica empieza a dominar sobre la componente galáctica produciendo de este modo el correspondiente aplanamiento de espectro [41]. A raíz de la fragmentación que sufren los núcleos durante su propagación, se espera que los rayos cósmicos a estas energías arriban a la tierra sean mayoritariamente protones y núcleos livianos, aunque no hay

claras evidencias experimentales al respecto.

Asimismo, a energías aún más altas y por encima de E_{GZK} , podrían volver a aparecer componentes pesadas, que son más factibles de acelerar por su mayor carga eléctrica, provenientes de fuentes cósmicamente cercanas (ej. galaxias). La reducción del flujo de rayos cósmicos para $E_{GZK} \simeq 1 \times 10^{19}$ eV se puede explicar de manera diferenciada dependiendo del tipo de primario (núcleos pesados, protones y radiación gamma).

Los núcleos pesados pierden energía al propagarse a través del medio intergaláctico principalmente debido al proceso de desintegración y producción de pares electrón-positrón. En el caso de la radiación gamma, la creación de pares mediante la interacción con CMBR constituye el proceso más importante para este tipo de primario a partir de energías de $\sim 4 \times 10^{14}$ eV hasta $\sim 2 \times 10^{19}$ eV.

Respecto de los protones con energías mayores a $\sim 5 \times 10^{19}$ eV el proceso dominante en la degradación de energía del primario es la producción de piones. Esta interacción, en los modelos más conservativos en los cuales las fuentes están distribuidas uniformemente en el universo, da origen al corte GZK. Para energías menores que $\sim 5 \times 10^{19}$ eV, el proceso más importante es la producción de pares electrón-positrón. Todos estos mecanismos de pérdida de energía establecen límites sobre la distancia a la que pueden hallarse las fuentes de UHECR, de acuerdo a su energía inicial.

El Observatorio Pierre Auger ubicó la supresión del espectro en 4×10^{19} eV [43] en el 2008. Es aún motivo de discusión si este valor corresponde o no al corte GZK, ya que esto depende de la composición química del rayo cósmico, que no se encuentra totalmente entendida. Por ende, para establecer una transición de fuentes galácticas a extragalácticas, se busca un cambio en la composición de primarios pesados (galácticos) a livianos (extra galácticos).

La energía donde ocurre esta transición y la forma del espectro de masa, es de vital importancia para restringir los modelos astrofísicos que explican el origen de los rayos cósmicos en la región comprendida entre la segunda rodilla y el tobillo. Los parámetros físicos más relevantes para estudios de composición son los perfiles longitudinales y el número de muones de los chubascos cósmicos.

KASCADE-Grande ha medido los espectros de energía para diferentes grupos de masa y ha encontrado un mayor decaimiento del espectro a energías que aumentan con la masa del rayo cósmico [42], dando como resultado, una composición en masa progresivamente más pesada. Es también pensado que las fuentes extra galácticas comiencen a contribuir al flujo en esta zona.

El comienzo de la preponderancia de dichas fuentes sobre las galácticas probablemente produzcan otro cambio en el espectro, como fuera observado por el Observatorio Hi-Res a través de un cambio en los perfiles longitudinales de las lluvias correspondientes a elementos pesados a partir de 0,4 eV para transformarse en protones a 1,6 eV.

Es de gran importancia para el estudio de los rayos cósmicos que la detección de partículas con energías mayores a 5×10^{16} eV sean detectadas en un solo observatorio, sin partes faltantes y con un muy buen conocimiento de las resoluciones e incertezas sistemáticas de los sistemas de detección.

2.5. Lluvias Atmosféricas extendidas

Cuando un rayo cósmico ingresa a la atmósfera de nuestro planeta, la interacción con las partículas de atmósfera producen una lluvia de partículas llamada “lluvia atmosférica extendida” (EAS, del inglés Extended Air-Shower).

Las capas superiores de la atmósfera de nuestro planeta son bombardeadas constantemente por rayos cósmicos, a partir de los cuales se producen lluvias (o chubascos) de partículas que llegan hasta la superficie de la Tierra. Estas lluvias pueden ser detectadas mediante la observación de la fluorescencia causada por electrones y positrones que excitan los gases presentes en la atmósfera o por la medición de la cantidad de partículas de la cascada que llegan hasta el nivel del suelo.

Las partículas que conforman la lluvia atmosférica son mayormente electrones, positrones y fotones, y viajan a velocidades cercanas a la de la luz. Estas partículas secundarias a su vez interactúan con materia presente en la atmósfera, lo que provoca una dispersión lateral de la lluvia que va desde cientos de metros a kilómetros. La dirección principal de la cascada es determinada por la dirección original de la partícula primaria y se denomina Eje de la lluvia. El método más eficiente de detección depende de la energía de la partícula. Para energías hasta $\sim 1 \times 10^{14}$ eV, los métodos de detección directos son suficientes debido al gran flujo. Cuando los rayos cósmicos alcanzan energías más altas, tienen un flujo mucho menor y requieren la detección de la lluvia de partículas que se produce cuando los rayos cósmicos interactúan con las moléculas en la atmósfera. Debido a la complejidad con la que se desarrollan las lluvias atmosféricas, es necesario utilizar simulaciones numéricas para inferir las propiedades de las partículas primarias que las generan. En 1944, antes de la era de las computadoras de gran velocidad, W. Heitler [44] propuso un modelo analítico simplificado para el desarrollo de las lluvias de partículas originadas por fotones, que luego se aplicó a lluvias de primarios hadrónicos con modificaciones menores.

2.5.1. Lluvias electromagnéticas

Cuando una partícula primaria ingresa a la atmósfera y colisiona con núcleos de nitrógeno u oxígeno, se produce una fragmentación de los núcleos, así como también, la creación de piones (π^0, π^+, π^-). Entre estos piones, los piones neutros (π^0), decaen en dos fotones que luego producen una cascada electromagnética.

El modelo de Heitler asume que un fotón (originado por el decaimiento de un π^0) con energía inicial E_0 , luego de recorrer una distancia λ (camino libre medio), crea un

par electrón-positrón (e^-e^+), donde en promedio, cada partícula, tendrá una energía igual a $E_0/2$.

Después de viajar otra distancia λ , cada partícula del par e^-e^+ emitirá un fotón por *Bremsstrahlung* (radiación de frenado) que a su vez producirá otro par e^-e^+ , y así sucesivamente. Después de $n = X/\lambda$, repeticiones de este proceso multiplicativo, donde X es la profundidad a lo largo del eje de la lluvia, se crearán $N(X) = 2^{X/\lambda}$ partículas con energía igual a $E(X) = E_0/2^{X/\lambda}$ (asumiendo que la energía se distribuye uniformemente entre todas las partículas, como fue propuesto por Heitler [44]). El proceso continúa hasta que la energía promedio de las partículas alcanza la energía crítica, E_c .

Para electrones o positrones, E_c es la energía por debajo de la cual la pérdida de energía dominante es por ionización en lugar de radiación de frenado. En el caso de fotones, E_c es la energía donde la dispersión por Compton predomina por sobre la creación de pares. Cuando las partículas alcanzan la energía crítica ($E(X) = E_c$), no se crean más partículas y se cumple que la cantidad máxima de partículas es igual a:

$$N_{max} = N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} = 2^{\frac{X_{max}}{\lambda}} \quad (2.6)$$

Donde X_{max} es la profundidad atmosférica para la cual se alcanza el número máximo de partículas N_{max} . Despejando X_{max} se obtiene:

$$X_{max} = \lambda \frac{\ln(\frac{E_0}{E_c})}{\ln 2} \quad (2.7)$$

A partir de las ecuaciones 2.6 y 2.7 se puede inferir que el número máximo de partículas es proporcional a la energía del rayo cósmico primario ($N_{max} \propto E_0$). Mientras que la profundidad atmosférica máxima es proporcional al logaritmo de la energía de la partícula primaria ($X_{max} \propto \ln(E_0)$).

2.5.2. Lluvias Hadrónicas

La interacción de un nucleón incidente con un núcleo en la parte superior de la atmósfera produce muchos hadrones. Cada uno de estos hadrones secundarios interactúa con los núcleos de los átomos de las moléculas atmosféricas o decaen en otros hadrones.

La componente electromagnética (electrones y gamma) de las lluvias hadrónicas puede ser considerada como una superposición de lluvias electromagnéticas generadas por el decaimiento de los π^0 y es alimentada a distintas profundidades por el núcleo hadrónico de la lluvia. Por otro lado, los piones cargados ($\pi^\pm$) y kaones generados en las primeras interacciones decaen en muones.

Este decaimiento ocurre en la región donde la probabilidad de decaer es mayor que la de interactuar, o en las regiones donde la atmósfera es menos densa. Por lo

tanto, la mayoría de los muones que llegan a la tierra son generados en la etapa inicial de la lluvia atmosférica.

La componente muónica resulta del decaimiento $\pi^\pm$ y kaones producidos por la interacción de los nucleones con la atmósfera. La cascada muónica crece hasta un máximo y luego se debilita muy lentamente debido a su sección eficaz pequeña por radiación, producción de pares y decaimiento débil ($\mu^+(\mu^-) \rightarrow e^+(e^-)\bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)\nu_e(\bar{\nu}_e)$).

El comportamiento de la parte muónica es diferente al de la electromagnética, la cual crece rápidamente con la profundidad atmosférica atravesada y empieza a ser absorbida justo después del máximo. De hecho, la parte electromagnética de la lluvia es aproximadamente uno o dos órdenes de magnitud más grande que la muónica en el estado inicial del desarrollo de la cascada. Esta pequeña componente muónica crece hasta un máximo y luego alcanza una meseta (conocida como plateau) debido a que los muones tienen una gran longitud de interacción, esto los deja como la especie dominante de partículas en la lluvia al nivel del mar y a grandes distancias del eje de la lluvia.

2.6. Composición química de los rayos cósmicos

Existen varios parámetros de las lluvias atmosféricas sensibles a la composición química del primario que pueden ser divididos en dos clases: (i) los correspondientes al desarrollo longitudinal y (ii) los correspondientes al desarrollo lateral de las lluvias. A partir de estos parámetros, obtenidos de los experimentos, se intenta determinar la masa de los rayos cósmicos primarios a través de la comparación con simulaciones tanto de las lluvias atmosféricas como de los detectores.

La principal fuente de incertidumbre para estos análisis se debe a que no se conoce el comportamiento de las interacciones hadrónicas a energías tan elevadas como la de los UHERC, por esta razón, el conocimiento acerca de su masa es bastante rudimentario.

2.6.1. Profundidad del máximo desarrollo de la lluvia (X_{max}) su fluctuación ($RMS_{X_{max}}$)

La posición del máximo de la lluvia depende de los detalles de las interacciones hadrónicas y de la naturaleza de la partícula primaria. La profundidad de la primera interacción depende de la longitud de interacción que resulta diferente para un protón (P), o un núcleo de hierro (Fe). Por ejemplo: a una energía incidente de 1×10^{15} eV resulta aproximadamente 70 g/cm² y 15 g/cm², para P y Fe respectivamente. Considerando el principio de superposición, se entiende el porqué un núcleo ^{56}Fe se desarrolla antes en la atmósfera. Son 56 nucleones y, además, tendrá menores fluctuaciones en la profundidad en la atmósfera por la misma razón. Por otro lado, las mayores fluctuaciones de la primera interacción se traducen en mayores fluctuaciones en la profundidad

de X_{max} (que es una magnitud observable) y puede usarse como herramienta a la hora de discernir la composición del rayo cósmico primario.

Un núcleo de energía E_0 con Z nucleones puede compararse a Z protones de energía E_0/Z . Teniendo en cuenta que $X_{max} \propto \ln(E_0)$ se puede advertir que la profundidad del X_{max} de una lluvia iniciada por un núcleo pesado será, a la misma energía, más alta en la atmósfera que una lluvia iniciada por un núcleo liviano. Los núcleos pesados tienen entonces menores X_{max} y menores $RMS_{X_{max}}$.

2.6.2. Contenido muónico de las lluvias

Como consecuencia de considerar una lluvia generada por un núcleo pesado como la superposición de lluvias producidas por protones, las mismas tienen un contenido de muones mayor que las correspondientes a núcleos livianos [45]. Esta conclusión hace que el número de muones de la lluvia (N_μ) sea un parámetro observable muy importante para el estudio de la composición química del rayo cósmico.

2.6.3. Estructura temporal del frente de las lluvias

Las partículas de las lluvias no llegan a la superficie de la tierra simultáneamente, inclusive para distancias muy cercanas al eje de la lluvia. Esto se debe a efectos geométricos; diferencias de velocidades; interaccionan con el campo magnético terrestre y a las múltiples interacciones que sufren al propagarse a través de la atmósfera. Los muones son los primeros en llegar a la superficie de la tierra, ya que, los mismos casi no sufren interacciones al propagarse y viajan esencialmente en línea recta. Las partículas electromagnéticas, sin embargo, llegan más retrasadas y esto se debe a las múltiples interacciones Coulombianas que sufren al propagarse.

Las lluvias correspondientes a núcleos pesados se desarrollan más alto en la atmósfera que las correspondientes a núcleos livianos, lo cual genera que el ancho temporal del frente de las lluvias iniciadas por núcleos más pesados sea más angosto.

Otro parámetro relacionado a la estructura temporal del frente de las lluvias es el radio de curvatura. Es una buena aproximación suponer que el frente de las lluvias presenta la forma de un casquete esférico. Con lo cual, debido a que las lluvias iniciadas por núcleos más pesados se desarrollan más alto en la atmósfera, se deduce que el radio de curvatura es mayor para lluvias iniciadas por núcleos pesados.

2.6.4. Pendiente de la función de distribución lateral

Por lo explicado anteriormente respecto de las lluvias iniciadas por núcleos pesados, las funciones de distribución lateral decrecen más lentamente con la distancia al eje de la lluvia. Esto se debe a que la diferencia entre el camino recorrido por partículas que llegan a la superficie de la Tierra en posiciones cercanas y alejadas al eje de la lluvia es menor para las lluvias correspondientes a núcleos pesados. Por lo tanto, las

partículas que caen más alejadas del eje de la lluvia sufren una mayor pérdida relativa de energía en la atmósfera para lluvias correspondientes a núcleos más livianos, lo cual produce que las funciones de distribución lateral tengan mayor pendiente.

Es importante destacar que todos los observables sensibles a la composición dependen de tres parámetros fundamentales: la energía del primario; la profundidad del máximo número de secundarios y el número de muones, E_0 , X_{max} , N_μ , [39]. Por lo tanto, la medición directa de los mismos es de suma importancia, ya que los demás parámetros utilizados en los análisis de composición dependen de dichos parámetros más fundamentales.

Capítulo 3

Detector para Muongrafía

Para trabajar en el área de la muongrafía es requerido un detector sensible a los muones y con capacidades en función de los objetivos de estudio. como mencionamos en el capitulo anterior existen diferentes tecnologías y materiales que permiten un readout adecuado para esta tarea. Nuestro prototipo esta compuesto por centelladores de plástico, estructuras mecánicas de aluminio y una electrónica de adquisición que puede usar PMTs o SIPM. En este capitulo revisaremos las dos propuestas y como estudiamos cada una logrando un prototipo funcional y operativo que puede servir como detector modular cumpliendo varias funciones. Los datos medidos, su interpretación y análisis se presentaran en el capitulo 5 de adquisición de datos. Aquí describiremos los detectores y como se componen. Finalmente los prototipos no solo son útiles para la muongrafía como objetivo de este trabajo, como veremos en un capítulo posterior podrían ser usados también cumpliendo la función de veto de muones o tomografo.

3.1. Requerimientos del detector para Muongrafía

El trabajo se enmarca en el desarrollo y eventual aporte en técnicas de detección de astropartículas orientadas a aplicaciones, como física de partículas [46], geofísica, ingeniería e inclusive ciencias de la tierra y el espacio. La investigación principal esta enfocada en desarrollar la técnica de muongrafía [18] a través de una propuesta experimental y mediciones.

Esta técnica consiste en medir el flujo direccional de muones atmosféricos luego que estos atraviesen una estructura geológica [14], de esta manera es posible reconstruir una imagen con base en el contraste de densidad medido.

Esto puede lograrse gracias a que la atenuación de los muones va en dependencia con la longitud de material atravesado, entre otras cosas depende de la densidad del material y la distancia recorrida. Un ejemplo grosero pero útil seria comparar la técnica con una radiografía, en este caso particular el flujo de muones seria equivalente al flujo de rayos X y el objeto de estudio seria un objeto pequeño.

La investigación tiene dos componentes importantes; una componente teórica relacionada la simulación del detector de muones [47] [48], la física involucrada y el

análisis de los datos, la otra componente tiene que ver con el trabajo experimental y el desarrollo de un detector de partículas, en este caso muones. Dado que el principal objetivo es el desarrollo y aporte a la técnica, requerimos un detector funcional y operativo. Por esta razón decidimos orientar la primera parte de la investigación en diseñar y construir un detector prototipo.

Para esta etapa, partimos del conocimiento a priori que el instituto tiene sobre detectores de muones, en parte gracias al proyecto AMIGA y la participación y trabajo con el Observatorio Pierre Auger [49].

Para el detector prototipo usaremos centelladores plásticos, en este caso usaremos centellador orgánico fabricado por Fermilab de referencia Dow Styron 665W polystyrene pellets con los dopantes: PPO [2,5-diphenyloxazole] al 1 %, POPOP [1,4 – bis(5 – phenyloxazole – 2 – yl)benzene] al 0.03 % con un recubrimiento de TiO_2 con una longitud de atenuación de 5 cm. Este centellador tendrá en su interior una fibra óptica de corrimiento de longitud de onda (WLS *Wavelength shifter*, por sus siglas en inglés) esta fibra ira conectada mediante un acople plástico (cookie) que serán alineado con los canales de un fotomultiplicadores [50].

Cuando un muon o partícula cargada atraviese el centellador, se producirá luz por fluorescencia, estos fotones serán absorbidos y reemitidos por la fibra en una longitud de onda mayor, así los fotones serán trasportados por la fibra hasta el fotomultiplicador, este convertirá la luz en señales analógicas que gracias a una electrónica de adquisición digitalizaremos para tener información sobre los eventos detectados, de esta manera podremos detectar muones de manera indirecta. En este punto el foto-multiplicador es de suma importancia ya que nos brindara información sobre la cantidad de fotones que llegan producto de la interacción de los muones con los centelladores, entender la forma temporal de los pulsos, el ruido del detector sin eventos y los parámetros del fotomultiplicador usado requirió un estudio de las dos tecnologías.

Estudio del rise-time para PMTs y SiPM

Para realizar las primeras mediciones se construyo una caja negra como alístate fotónico, esto para realizar la adquisición a oscuras, adicionalmente se instalo el montaje en un cuarto oscuro en el laboratorio de ITeDA, en el sótano, piso -1 en el edificio Tandar, permitiendo el estudio y calibración de los fotomultiplicadores. La primera experiencia fue determinar el rise-time o tiempo de subida del pulso al detectar fotones. En este caso se estudiaron los fotomultiplicadores usados en el instituto, la idea es usar las diferentes tecnologías en los prototipos, la primera parte nos permitió determinar que los pulsos de los PMT (*Photomultiplier Tube*, por sus siglas en inglés) tienen mayor dispersión en el rise-time respecto de los pulsos medidos con los SiPM (*Silicon photomultiplier*, por sus siglas en inglés), este resultado es importante si queremos implementar el tiempo de vuelo en el prototipo.

Para determinar lo anterior, se montaron dos bases plásticas con su respectivos cookies, conectados entre sí con una fibra óptica WLS. En un extremo se acopló un SiPM y en el otro extremo se acopló un PMT. Las bases plásticas están montadas como observa en la figura 3.1.

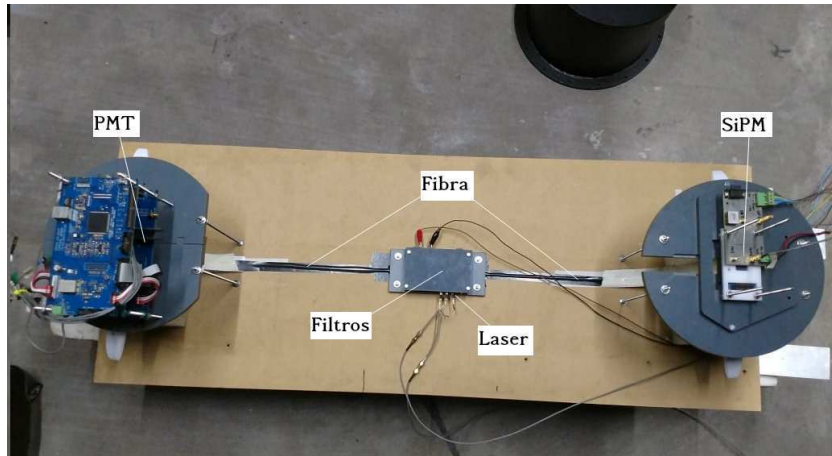


FIGURA 3.1: Montaje ubicado en el cuarto oscuro, los filtros se colocaron entre el láser y la fibra WLS, se tomaron datos para diferentes atenuaciones de luz láser hasta poder ubicar los SPEs característicos.

Luego se colocó un láser iC-NZN N-TYPE CONTROLADOR ¹ pulsado por un generador de ondas (Agilent N8042A) que emite luz de ~ 405 nm de longitud de onda durante $\sim 6,4$ ns equidistante a los dos extremos de la fibra con un sistema de montaje propio sobre la base de madera (el láser está dentro del cuadrado gris que se ve en la figura 3.1). La luz de este láser es atenuada utilizando filtros ópticos (Kodak Wratten II Neutral Density No. 96 con factor de atenuación de 2, 10 y 100 veces) Luego se ajustó todo y se instaló en el cuarto oscuro donde se realizaron las mediciones.

Las electronics para el SiPM y PMT se conectaron a un osciloscopio (LeCroy WaveSurfer 104MXs-B) de manera que se pudieran ver eventos en los dos canales. Luego el osciloscopio se configuró para guardar los pulsos en sincronía con la pulsación del láser. En las figuras 3.2 y 3.3 podemos observar un ejemplo de trazas de los pulsos usando SiPM y para PMT.

En cada caso los pulsos tienen una forma y dispersión de inicio del risetime característica que corresponde a la tecnología del dispositivo usado para la detección. Debido a la baja cantidad de luz, es marcado el efecto de la eficiencia cuántica de los sensores en la eficiencia de detección y en la dispersión del inicio de pulso. En los pulsos observados en las figuras 3.2 y 3.3 se puede ver claramente que los pulsos no empiezan siempre en el mismo lugar y que su máximo no es siempre el mismo, sin embargo al tomar muchos pulsos se puede ver que ambos dispositivos muestran una

¹www.laser66.com/html/4146-101S.pdf

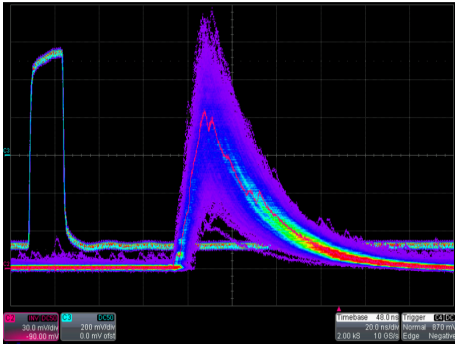


FIGURA 3.2: Captura de pantalla del osciloscopio en modo persistencia para pulsos medidos con el SiPM

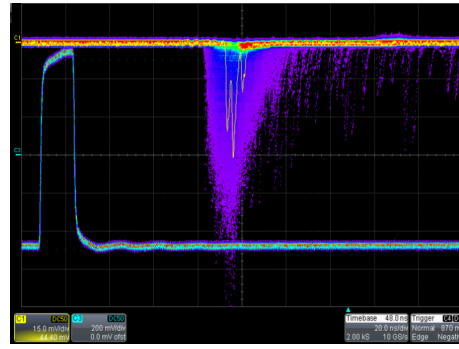


FIGURA 3.3: Captura de pantalla del osciloscopio en modo persistencia para pulsos medidos con el PMT

tendencia.

En la fase de calibración se escogió filtros para poner a la salida del láser, esto se realizó con la intención de poder obtener el SPE [51] (*Single Photoelectron*, por sus siglas en inglés) característico para cada dispositivo. Luego de manera remota se configuró la toma de datos y se registraron 54000 pulsos, con ellos se estimó y ubicó el SPE para el SiPM y el PMT. En las figuras 3.4 y 3.5 se pueden observar los dos histogramas de carga correspondientes a la integración del área de los pulsos, en ambos casos el primer pico corresponde al pedestal o acumulación del ruido electromagnético de fondo, el segundo y sucesivos picos corresponden a SPEs equivalentes (1 SPE, 2 SPEs, 3 SPEs...).

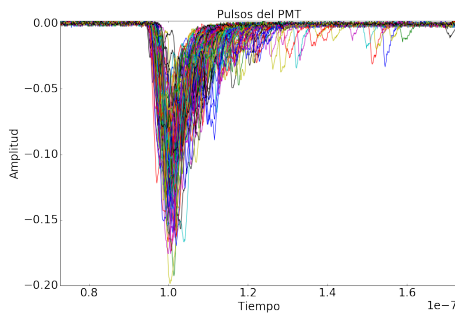


FIGURA 3.4: Gráfica de los pulsos obtenidos con el PMT, se pueden observar afterpulses, y una marcada dispersión temporal, aquí la amplitud es en milivoltios y el tiempo en segundos.

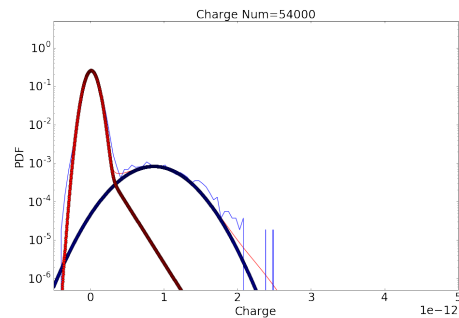


FIGURA 3.5: Histograma de carga para los pulsos obtenidos con el PMT, la línea azul representa el SPE característico. Aquí la carga es en coulombs.

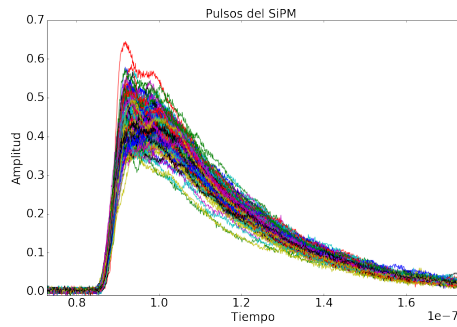


FIGURA 3.6: Gráfica de los pulsos obtenidos con el SiPM, la estructura cambia en amplitud, la morfología del detector permite tener SPE discretos.

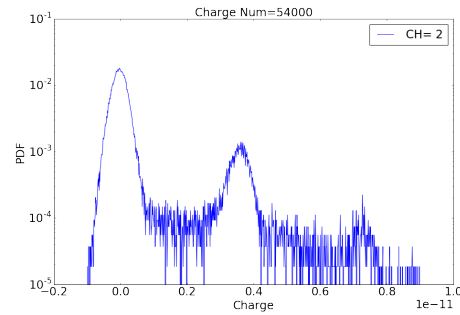


FIGURA 3.7: Histograma de carga para los pulsos obtenidos con el SiPM, podemos ubicar hasta 2 SPEs, el segundo SPE podría ser considerado producto del crosstalk en la matriz de silicio

El rise-time[52] para un pulso, se define como el tiempo que demora el pulso en subir desde el 10 % hasta el 90 % de la amplitud máxima del pulso, con base en esta definición, se tomó una muestra de 27000 pulsos para determinar la dispersión.

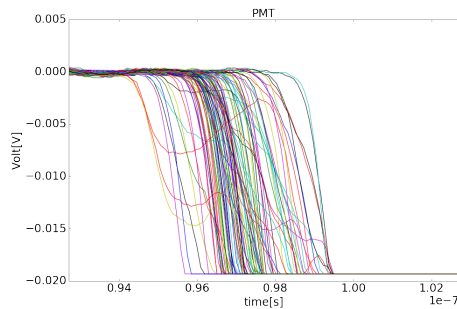


FIGURA 3.8: Gráfica de 100 trazas correspondientes a la subida de pulsos para la muestra de 27000 pulsos usados para estimar la dispersión.

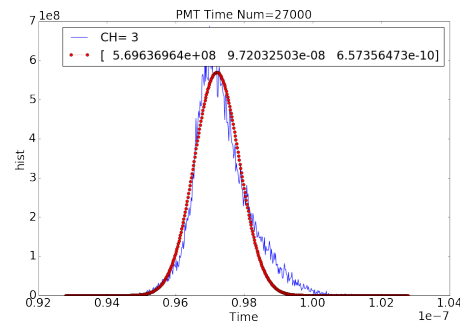


FIGURA 3.9: Histograma de los tiempos estimados para cada pulso, la muestra fue de 27000 pulsos.

Esto se consiguió cortando el pulso al 15% de la subida y se calculó su correspondiente valor de tiempo respecto del trigger del osciloscopio, luego se generó un histograma con estos valores de tiempos que se ajustó con una función gaussiana, la desviación estándar de la distribución nos da información de la dispersión del rise-time, que es el parámetro de interés para comparar ambos dispositivos.

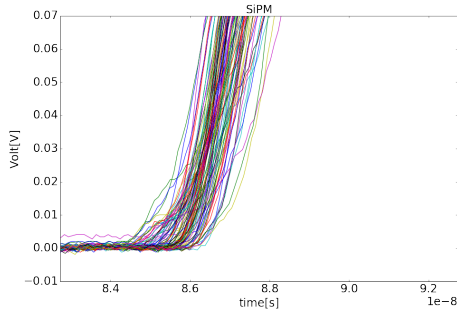


FIGURA 3.10: Gráfica de 100 trazas correspondientes a la subida de pulsos para la muestra de 27000 pulsos usados para estimar la dispersión.

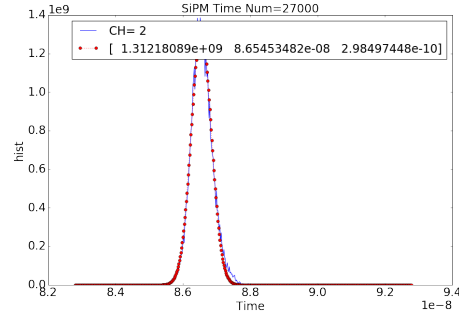


FIGURA 3.11: Histograma de los tiempos estimados para cada pulso, la muestra fue de 27000 pulsos, en este caso el valor del ancho de la distribución es aproximadamente la mitad que en el PMT

Esta primera parte del trabajo experimental me sirvió para conocer los fotomultiplicadores utilizados en el instituto, determinar que si queremos usar un sistema de tiempo de vuelo es conveniente usar SiPM ya que la dispersión del rise-time es menor que la de los PMT, además pude estudiar sus propiedades y avanzar al estudio de la atenuación y posible mejora en la detección de un muones usando centelladores plásticos.

3.2. Propuesta de detección y adquisición

Estudiamos la respuesta y una metodología para realizar la calibración de un PMT multianodo, la idea del método de calibración consiste en la deconvolución del espectro del pulso de un PMT multianodo, en este caso el usado por el proyecto AMIGA, de manera que podamos tener modelos que representen cada respuesta y en función de estas determinar parámetros que podamos modificar y ajustar con fines de calibración. Por lo tanto, determinar una función realista de respuesta de un PMT[53] es un punto crucial del método. Un PMT ideal puede ser tratado como un instrumento que consta de dos partes independientes: un fotodetector, donde el flujo de fotones se convierte en fotoelectrones y un amplificador basado en un sistema de dínodos, que amplifica la carga inicial emitida por el fotocátodo. Por lo tanto, la operación de un PMT puede dividirse en dos procesos independientes: fotoconversión y amplificación.

El flujo de fotones incidente en el fotocátodo del PMT produce fotoelectrones a través del efecto fotoeléctrico. Para la fotoconversión se evalúa la *eficiencia cuántica* Q_E que se describe mediante:

$$\mu = \mu_\rho Q_E \quad (3.1)$$

donde μ es el número medio de fotoelectrones emitidos y μ_ρ el número medio de fotones incidentes, el número de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo es una

variable según una distribución de Poisson, donde μ es el número medio de fotoelectrones recogidos por el primer dínodo, así tenemos:

$$P(n; \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (3.2)$$

donde $P(n; \mu)$ la probabilidad de que se observen n fotoelectrones con media μ , cuando un número medio de fotones μ_p que inciden sobre el fotocátodo y la eficiencia cuántica del fotocátodo es Q_e . El parámetro μ caracteriza la intensidad de la fuente de luz y, también, la eficiencia cuántica del fotocátodo y la eficiencia de la colección de electrones del sistema de dínodo.

Para la amplificación se tiene en cuenta la cadena de amplificación en el dínodo, donde en cada etapa de la cascada de amplificación se tiene una distribución gaussiana [54], tenemos entonces:

$$G(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-q)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.3)$$

donde x es la variable de carga, q es la carga media a la salida PMT cuando un electrón es recogido por el primer dínodo (SPE) y σ es la desviación estándar correspondiente de la distribución de carga.

Ahora, la distribución de la carga cuando el proceso es iniciado por n fotoelectrones, es una convolución de n casos de un solo electrón, por esto podemos aproximar la respuesta ideal del PMT sin el ruido como una convolución de las distribuciones 3.2 y 3.3:

$$S_{ideal}(x) = P(n_{SP}; u) \otimes G_n(x) \quad (3.4)$$

obteniendo como respuesta ideal para el PMT una distribución escrita como:

$$S_{ideal}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u^n \cdot e^{-u}}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-n \cdot q)^2}{2n\sigma^2}} \quad (3.5)$$

Esta distribución por si sola no representa la respuesta del PMT debido al ruido del dispositivo, Los procesos de ruido de fondo (como la corriente oscura, *afterpulse* y *cross-talk*) generan señales de corriente adicionales que modifican la respuesta de salida.

Los procesos de fondo pueden ser divididos en dos grupos, con diferentes funciones de distribución: procesos de baja carga y procesos discretos. Los procesos de baja carga son responsables de que la corriente sea distinta de cero cuando no hay fotoelectrones emitidos desde el fotocátodo. Esta distribución corresponde al "Pedestal" y puede ser modelizada con una gaussiana.

$$N_G(x) = \frac{1}{\sigma_o\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-q_o)^2}{2\sigma_o^2}} \quad (3.6)$$

Los procesos discretos que pueden, con probabilidad distinta de cero, acompañar a la señal medida (como la termo-emisión, el ruido iniciado por la luz medida, etc.), pueden ser modelizados con una distribución exponencial.

$$N_E(x) = \alpha e^{x\alpha} \quad (3.7)$$

Ahora, cuando no se emite ningún fotoelectrón, la totalidad de la señal se debe a estos procesos de fondo. Si llamamos w a la probabilidad de que una señal medida vaya acompañada de un proceso de fondo, entonces se puede parametrizar el fondo como:

$$N(x) = \frac{(1-w)}{\sigma_o \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-q_o)^2}{2\sigma_o^2}} + w\lambda e^{x\lambda} \quad (3.8)$$

El primer término en la ecuación 3.8 corresponde a la situación en la que sólo están presentes los procesos de fondo de baja carga. El segundo término corresponde a la presencia de ambos grupos de antecedentes. Para pequeños σ_o ($\ll 1/\lambda$) la convolución de una gaussiana con una función exponencial se reduce a una función exponencial pura.

Teniendo en cuenta el espectro PMT ideal 3.5 y la distribución de la carga de fondo 3.8, el espectro de la respuesta de un PMT real puede ser obtenido como la convolución de ambas distribuciones:

$$S_{real}(x) = S_{ideal}(x) \otimes N(x) \quad (3.9)$$

La función de respuesta de un PMT real contiene siete parámetros libres. Dos de ellos, q_o y σ_o , definen el pedestal y otros dos, w y a , describen el fondo discreto. Los parámetros q , σ y μ describen el espectro de la señal real. De estos tres parámetros, μ es proporcional a la intensidad de la fuente de luz, y los dos restantes, q y σ , caracterizan el proceso de amplificación del sistema de dínodos PMT.

Finalmente el modelo de respuesta $S_{real}(x)$ lo usamos para comparar y calibrar la respuesta de los PMT, este modelo se adapto de códigos existentes en el instituto en el lenguaje de programación python.

Para la calibración se uso la caja negra, el láser y el montaje usada en el primer experimento y se procedió a tomar mediciones para dos PMT, específicamente de referencia H8804-200 MOD del fabricante Japonés Hamamatsu, en cada caso se usaron los filtros Kodak del primer experimento y se atenuó la luz láser teniendo en cuenta que μ es la media de fotones detectada, al punto que poder medir fotones individuales, es decir detectar de manera estadística un foton, al minimizar μ por debajo de 1, pudimos determinar los parámetros q , σ , σ_o , q_o , w y a . A continuación presentamos los resultados de a calibración para los dos PMT en las figuras 3.12 y 3.13. en el caso del PMT1 el μ obtenido fue de 0,14 y para el PMT2 el μ obtenido fue de 0,2.

PMT	q	σ	σ_o	q_o	w	a
1	$6,3 \times 10^{-13}$	$2,5 \times 10^{-13}$	21×10^{-15}	$0,16 \times 10^{-13}$	0,0031	$5,1 \times 10^{12}$
2	$6,2 \times 10^{-13}$	$2,6 \times 10^{-13}$	21×10^{-15}	$0,17 \times 10^{-13}$	0,0031	$5,1 \times 10^{12}$

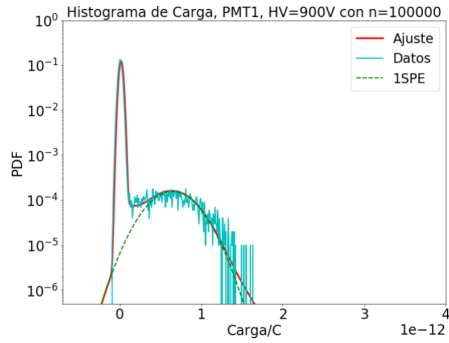


FIGURA 3.12: Histograma para el PMT1 con 100.000 pulsos medidos

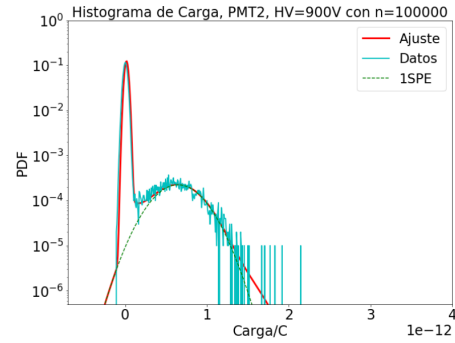


FIGURA 3.13: Histograma para el PMT2 con 100.000 pulsos medidos

3.2.1. Estudio de la detección con PMT sincronizados

Luego que logramos establecer una calibración para los PMT, construimos una guía sobre la cual introdujimos una fibra WLS de 4 metros, en cada esquina pusimos la electrónica de adquisición con los PMT calibrados, seguido colocamos el láser en diferentes bases fijas a lo largo de la fibra WLS con un agujero de 1 milímetro para colimar el haz láser, luego realizamos una adquisición sincrónica con el pulso láser en 5 posiciones equidistantes, de manera que pudimos establecer la diferencia absoluta en términos del μ para cada posición, en cada caso se usó la calibración de cada PMT para determinar el μ , se tomaron 50.000 pulsos en cada posición, obteniendo los histogramas de carga similares a la figura 3.12, de cada histograma se obtuvo la media de fotones detectados por cada PMT, que corresponde al μ con esta calibración. La figura 3.14 muestra la relación entre la media de fotones y la posición en la guía, la idea es obtener una relación en términos de la distancia con el objetivo de poder ubicar un evento usando la diferencia absoluta entre los μ de los dos PMT, la figura 3.15 representa los resultados.

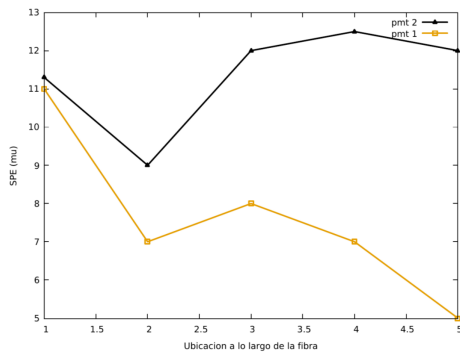


FIGURA 3.14: Esta imagen representa los μ medidos en diferentes posiciones, la diferencia entre cada posición es de 25cm.

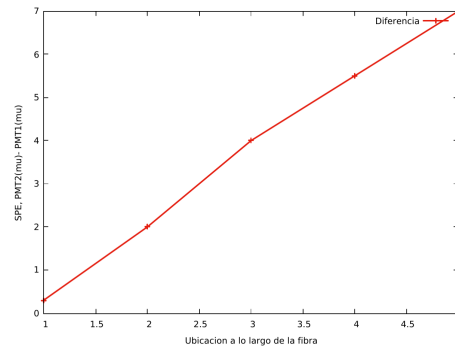


FIGURA 3.15: Al cambiar la fuente láser de posición cambia el μ en cada PMT, al restar los μ obtenemos la diferencia en función de la posición.

Como vimos en el capítulo anterior los detectores para muongrafía pueden tener diferentes tecnologías y diferentes configuraciones geométricas, al inicio de este proyecto evaluamos diferentes geometrías con el objetivo de trabajar usando centelleadores de plástico, los mismos que se han usado en AMIGA.

Durante este periodo avanzamos en tres temas importantes para el doctorado; que esta enfocado en el desarrollo y aporte a las técnicas de muongrafía. La primera parte y la más extensa que describiré será sobre la detección sincronizada usando dos fotomultiplicadores de tubo (PMT), donde describimos como se realizó la calibración de un PMT multiánodo del mismo tipo, este estudio tiene el propósito de realizar la detección de muones y es parte del diseño y construcción de un detector prototipo.

Seguido describiré brevemente los códigos CORSIKA y una implementación realizada y desarrollada por la colaboración LAGO para usarlos. Actualmente hacemos parte de esta colaboración y trabajamos activamente. Esta implementación es denominada como códigos ARTI. Esta herramienta facilita la simulación del flujo de secundarios originados por partículas primarias al interactuar en la atmósfera. Durante este periodo aprendí el uso de esta herramienta. El cálculo y simulación de los secundarios es necesario para poder estimar el flujo sintético sobre un objeto geofísico.

Finalmente el tercer tema en el que trabajamos durante 2020 fue sobre la estimación de las distancias recorridas en roca para un domo volcánico Argentino. Describiré como es posible estudiar diferentes sitios de observación para ubicar un detector prototipo y realizar una Muongrafía cerca a superficie, por ejemplo del domo superficial de un volcán (candidato de ejemplo), en este caso se puede calcular (estimación) las distancias recorridas usando datos de levantamiento topográfico.

Durante el periodo comprendido entre Octubre 2021 a Septiembre 2022 trabajamos en el desarrollo experimental, las posibilidades del objeto de estudio y en el tema de las simulaciones, en resumen se avanzó en todos los frentes continuando los trabajos iniciados el año anterior.

Finalizando el año pasado 2021 realizamos una salida de campo y participamos de dos eventos, uno nacional y otro de índole internacional compartiendo el trabajo sobre los detectores. Seguido en la primera parte del año 2022 se avanzó en el diseño de los detectores prototipos para el hodoscopio y la estructura requerida, para esto se estableció un grupo de trabajo dentro del instituto ITeDA, esto lo realizamos siguiendo las recomendaciones del comité del doctorado con respecto al contenido del trabajo de investigación. Así se logró construir los módulos y la estructura gracias al valioso trabajo del grupo de técnicos e ingenieros de ITeDA.

Durante el año trabajamos y aplicamos el uso de una estrategia de simulación condensada en un framework llamado MEIGA [55] desarrollado por un Posdoctorando del grupo, el Dr. Alvaro Taboada quien trabajó en una aplicación con base en Geant4 [56] para aplicaciones a la muongrafía entre otras. Con ayuda de este framework simulamos la respuesta del detector al flujo de muones. El flujo de muones como background ya se había estudiado antes, (ver segundo informe de 2020).

Otro tema en el que trabajamos fue la respuesta experimental y la calibración del sistema de adquisición usando PMTs, para esto logramos obtener las curvas de calibración y estimar los valores de referencia observando el conteo por canal.

Detección sincronizada usando dos PMTs

Para este experimento el setup estuvo compuesto por fibras ópticas. Estas fibras son multicapa de referencia BCF99-29AMC fabricadas por Saint-Gobain, tienen un diámetro de 1,2 mm y producen un desplazamiento de la longitud de onda de los fotones producidos en el centelleador.

Cuando un muón atraviesa la fibra centelleadora, una fracción de los fotones producidos son adsorbidos y otra reemitidos por las fibras cambiando su longitud de onda, finalmente son guiados a un canal de un fotomultiplicador de 64 ánodos. En este caso nuestro fotomultiplicador es de referencia H8804-b y es fabricado por Hamamatsu. Los pulsos generados en el PMT se guardan, analizan e identifican como eventos. Esta secuencia de detección ha sido probada y es utilizada por ejemplo, por el proyecto AMIGA [57] y el proyecto MuTe [58, 59, 60].

La carga de un pulso en el PMT viene dada principalmente por la cantidad de fotones detectados. La luz que llega a un extremo de la fibra depende de la luz absorbida por la fibra y de la atenuación que se presenta al transportar los fotones, así la atenuación es una función de la distancia del punto de medición al origen del pulso de luz. Hemos estudiado estos efectos usando un montaje experimental que consiste en una fibra WLS acoplada en cada extremo a un canal de un PMT y su electrónica de adquisición asociada. Esta configuración permite la colocación de una fuente de luz en diferentes posiciones, como lo presentamos en la figura 3.16

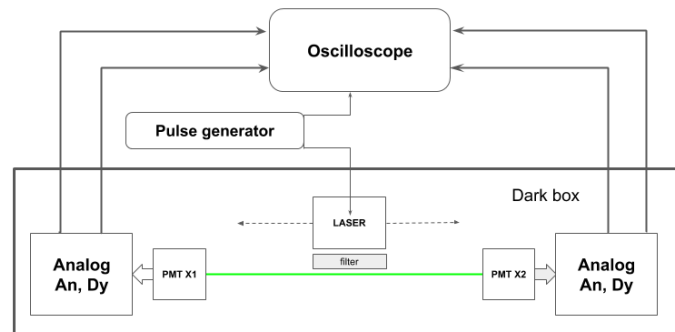


FIGURA 3.16: Diagrama que representa el montaje diseñado y construido para determinar la posición de un evento a partir de la señal detectada de forma sincrónica entre dos electrónicas de adquisición y un generador de señales. Dentro del DarkBox, la posición del láser representa la ubicación del evento generado artificialmente.

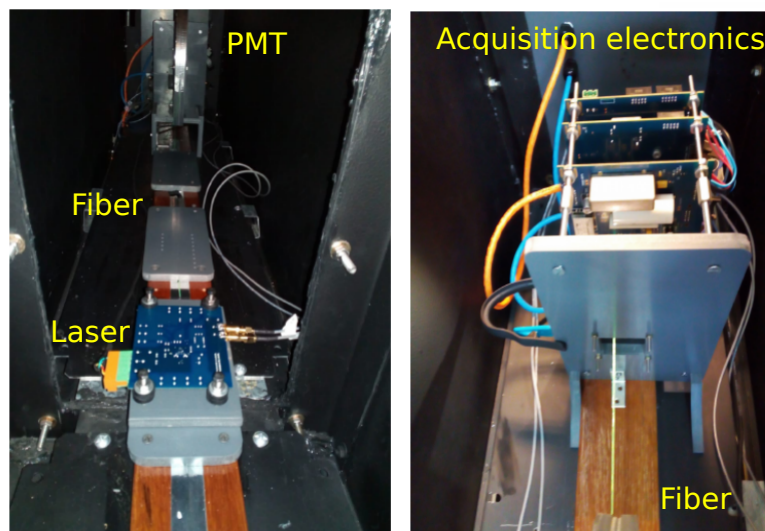


FIGURA 3.17: Caja oscura y montaje construido para realizar la detección sincrónica. La caja oscura se diseñó y construyó como un aislante de la luz. Dentro de la caja oscura se instaló una fibra WLS, con un dispositivo diseñado para ubicar una fuente de luz láser pulsada en diferentes posiciones (izquierda). Cada extremo de la fibra WLS está acoplado a un canal PMT y a la electrónica de adquisición (derecha).

Como fuente de luz, elegimos un láser de 405 nm que tiene una longitud de onda similar a la luz emitida por el centelleador plástico. Este láser es disparado por un controlador de láser pulsado, accionado por un generador de pulsos (Agilent N8042A) que puede generar pulsos con una duración similar a la de un pulso típico de muones y proporciona sincronización a la electrónica de adquisición gracias a un osciloscopio (LeCroy WaveSurfer 104MXs-B). Un diagrama de esta configuración se muestra en la figura 3.16 y en la figura 3.17.

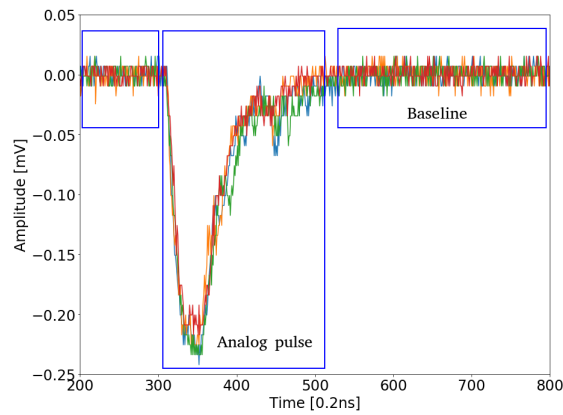


FIGURA 3.18: Pulso típico de un solo ánodo del PMT, medidos con una impedancia de 50 ohm. Cada PMT tiene 64 canales. Cada canal produce pulsos analógicos como se muestra en esta figura. Para cada ánodo, la amplitud de los pulsos es siempre proporcional al número de fotones que impactan en el fotocátodo. Para el dínodo, la amplitud del pulso es proporcional a la respuesta de todos los ánodos sumados

se calibraron los PMTs utilizados para esta caracterización, logrando estimar la carga esperada para cada fotoelectrón [53]. Una vez los PMT fueron calibrados, se midió en 24 posiciones distintas en una fibra de 180 cm separadas cada 5 cm. En nuestro prototipo la atenuación es muy baja porque la fibra óptica tiene 90 cm desde la posición central hasta cada extremo. La fuente de láser fue atenuada (filtros ópticos) y el grado de atenuación se basa en mediciones previas con muones, que fueron realizadas a 1 m del PMT, el promedio de SPEs (Single Photo-electron) equivalente es ~ 16 SPE. Esto se ha medido previamente en el laboratorio [49].

Para cada posición se obtuvieron los histogramas de la carga depositada. La carga se calculó a partir de las trazas del osciloscopio restando la línea base del pulso y aplicando una integración punto a punto en una ventana de tiempo fija correspondiente a la zona definida como pulso analógico (ver figura 3.18), de manera que cada punto tendrá un valor de carga $Q_t = \sum_a^b A(t)dt$.

Una vez calibrados los PMTs, retiramos algunos de los filtros de luz del montaje para simular las condiciones de funcionamiento y procedimos a medir los pulsos, así pudimos establecer la ubicación dentro de la fibra con base en la diferencia absoluta en términos de μ . que es el estimador de su valor medio siguiendo una función de Poisson. En cada caso se calculó μ a partir de los valores de ajuste de la calibración para cada PMT.

A continuación, restamos el número medio de fotoelectrones medidos en cada extremo para cada posición y presentamos una gráfica donde en el eje y tenemos la resta de fotoelectrones μ vs la distancia. A continuación, utilizando el error del valor medio medido, calculamos la matriz de covarianza con los parámetros de mejor ajuste y con ellos estimamos los intervalos de confianza sigma σ como se muestra en la figura 3.19 y 3.20.

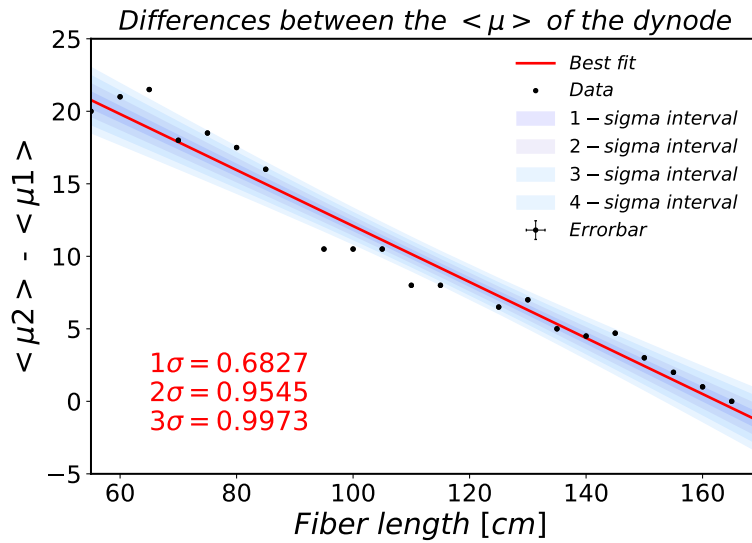


FIGURA 3.19: Luego de la calibración, la fuente de luz se desplazó longitudinalmente a lo largo de la fibra óptica. Se tomaron 50.000 pulsos en cada posición de la fuente de luz, y se estimó el μ para ambas electrónicas. Luego se procedió a restar el μ calculado para cada PMT en cada posición, luego se utilizaron estos valores para estimar el mejor ajuste y representar los intervalos de confianza en función del σ de error. En esta imagen comparamos las mediciones con los intervalos de confianza del ajuste desde $1\text{-}\sigma$ hasta $4\text{-}\sigma$.

El objetivo es que la determinación de la posición en un arreglo de barras centelleadoras no dependa sólo de los píxeles cruzados, sino además de la sustracción de las señales basadas en la carga depositada [61]. Donde μ (μ) representa el número medio de fotoelectrones equivalentes dentro del modelo [53]. De este modo, esta metodología nos dará información adicional para realizar un ajuste offline y mejorar la resolución física sin añadir paneles adicionales al detector prototipo.

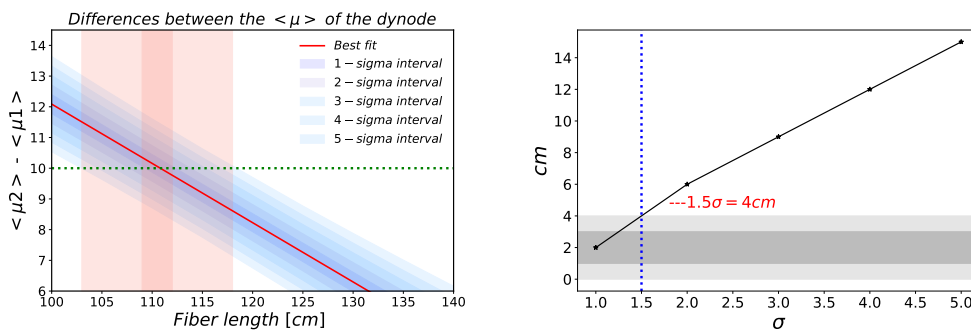


FIGURA 3.20: Izquierda: Proyección de los intervalos de confianza en función de la distancia entre el fotocatodo y la fuente de luz. Derecha: Comparación de la incertidumbre en términos de sigma σ para diferentes longitudes de fibra, utilizando los datos del gráfico anterior representamos la incertidumbre aceptable para un píxel de $4 \times 4\text{cm}$

Durante este periodo avanzamos en el montaje de los primeros paneles prototipo,

este tipo de detectores funcionan como contadores. En nuestro prototipo modular el contador de muones consta de cuatro módulos de centelleo independientes, que juntos tienen una superficie de 1 m^2 . Cada módulo de centelleo tiene 12 tiras de centelleo de plástico que miden 100 cm de longitud, 4,1 cm de ancho y 1 cm de espesor. El diseño de referencia actual se basa en los mismos centelleadores de plástico extruido desarrollados y utilizados por el experimento MINOS [62] y utilizados por AMIGA [63].

El sistema de adquisición del detector utiliza fibras ópticas con desplazamiento de longitud de onda acopladas a dos fotomultiplicadores multiánodos (PMT) para ambos lados. Las salidas de los PMT multi-ánodos se conectan a la placa electrónica de entrada que digitaliza los pulsos mediante comparadores y digitaliza los pulsos mediante un Digital-to-analog converter (DAC) de 14 bits. Un sistema de adquisición de datos (DAQ) muestrea todas las salidas de la electrónica del front-end y almacena las trazas de muones probables, con esta información se puede reconstruir la posición de impacto de una partícula incidente. A continuación presentare una breve descripción del avance durante este periodo que corresponde al montaje del primer prototipo detector para muongrafía.

3.3. Detector prototipo usando PMTs

Prototipo detector modular simetrico

El detector prototipo tiene una carcasa y estructura en PVC. Dentro de la carcasa se ubicaron 12 barras centelladoras dopadas con 1 % de PPO [2,5-diphenyloxazole] y 0,03 % de POPOP [1,4-bis(5-phenyloxazole-2-yl) benzene], con un recubrimiento de TiO_2 , [64], cada barra está acoplada a una fibra óptica de corrimiento de longitud de onda (WLS) como mencionamos antes.

En nuestro caso la referencia de la fibra es Saint-Gobain BCF99-29AMC multicapa. Estas fibras tienen un diámetro de 1,2 mm con una longitud de 2 m, su función principal es el corrimiento de la longitud de onda y el transporte de los fotones (del azul/UV al verde). La longitud de atenuación de las barras centelladoras es $\sim 5 \text{ cm}$ para la componente rápida y $\sim 24 \text{ cm}$ para la componente lenta, sin embargo la componente rápida domina, por lo que las fibras son necesarias para transportar la luz producida a los PMT, y así facilitar el acoplamiento óptico.

En cada fotocátodo, acoplamos las 12 fibras WLS como se puede observar en la figura 3.21, con un espaciado equivalente a al menos un canal de PMT en cada dirección para minimizar el ruido por crosstalk óptico(ver figura 3.25), y apoyadas a través de un dispositivo de acoplamiento mecánico (cookie) de material plástico.

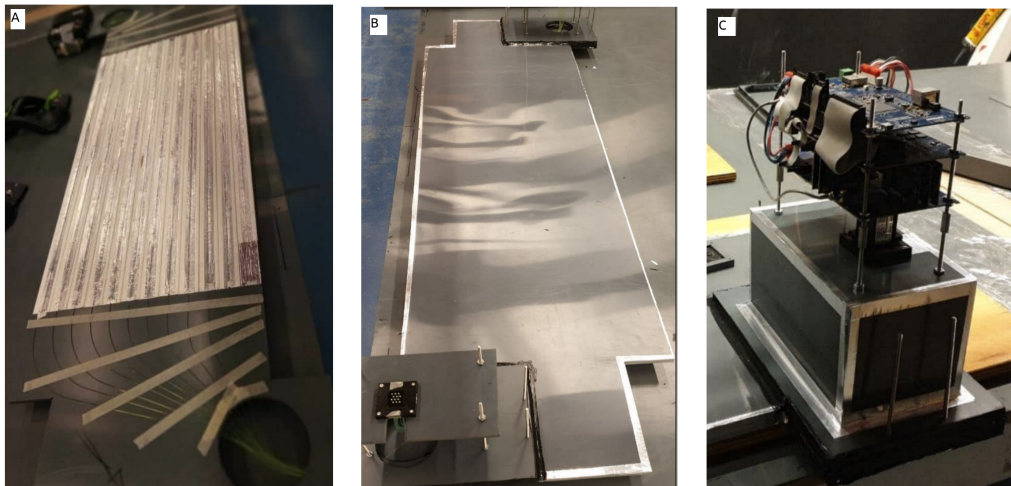


FIGURA 3.21: (A) Se observa las barras centelladoras dentro del módulo antes de ser cerrado con aislante óptico. (B) Se observa el modulo sellado con los acoples mecánicos donde se acopla la electrónica de adquisición. (C) Electrónica de adquisición acoplada al PMT multi-ánodo.

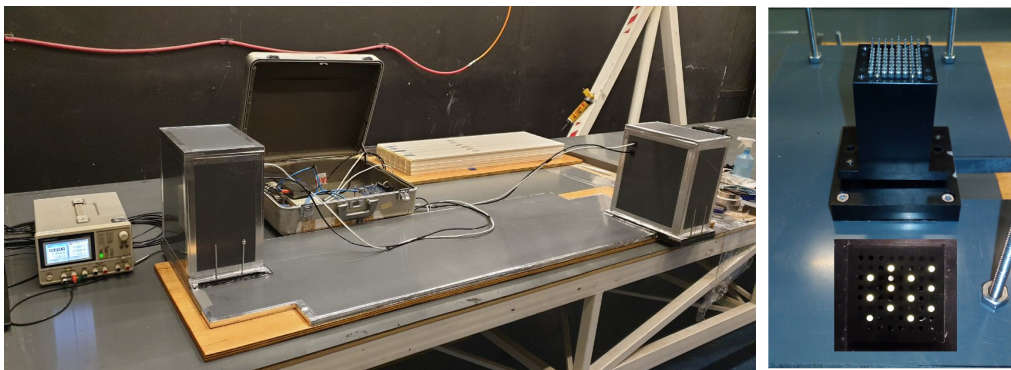


FIGURA 3.22: Imagen de un prototipo de módulo detector armado en Julio de 2021, mostrando el e-kit en cajas oscuras en los extremos de la matriz de 12 tiras de barras centelladoras (izquierda). Imagen del tubo fotomultiplicador en el acoplamiento mecánico. El acoplamiento tiene 12 fibras distribuidas de forma que ninguna de ellas tenga vecinas para evitar el croos-talk óptico (derecha).

Sincronización

Para la sincronización de los módulos tenemos dos alternativas, la primera es la sincronización con la electrónica del prototipo se consigue con una electrónica prototipo del proyecto AMIGA modificada (utilizando sólo sus placas de fondo) que proporciona una señal de sincronización (Pulso por Segundo, PPS). Este PPS contiene la marca de tiempo UNIX de la electrónica emisora, se envía periódicamente y es leído por la electrónica de adquisición de datos, que utiliza el valor recibido como parte del identificador de eventos. Para cada marca reinicia todos los relojes internos utilizados para el etiquetado de eventos al recibir la señal. La segunda alternativa para la sincronización es usar una placa de desarrollo Esp 32 basada en el microprocesador Tensilica Xtensa LX6 de doble núcleo, programada para generar un time stamp por medio de

un gps. Esta opción esta siendo desarrollada para instalar en los módulos.

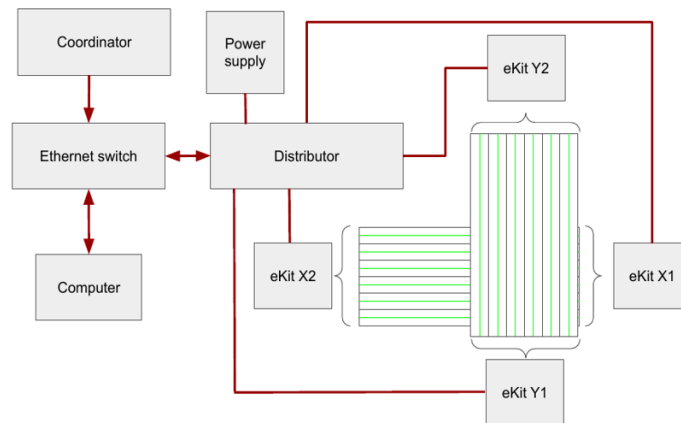


FIGURA 3.23: Esquema de la electrónica y el detector. El conmutador Ethernet crea una red LAN Ethernet. El distribuidor replica la señal de sincronización y proporciona energía a los kits electrónicos (eKits). Cada eKit consta de la electrónica de adquisición, un acoplamiento mecánico y un PMT.



FIGURA 3.24: Imagen de los dos módulos prototipo cruzados para medir en coincidencia (imagen tomada en septiembre 2021), actualmente estamos trabajando en el formato de los datos para poder tener un análisis eficiente, para poder construir las imágenes usando la técnica de muongrafía es requerido contar y reconstruir la trayectoria de los muones.

El sistema de adquisición

El sistema de adquisición consta de tres partes principales: Un front-end, representado en la Fig.3.26 en líneas azules, que recibe las señales de los 12 canales de PMT activos; un lector digital basado en una Field-Programmable Gate Array (FPGA) modelo Cyclone III con una velocidad de muestreo de 320 Msps y un sistema de control, formado por un ordenador de bajo consumo donde se ejecutan los programas de configuración, monitorización y comunicaciones en un sistema operativo Linux. El

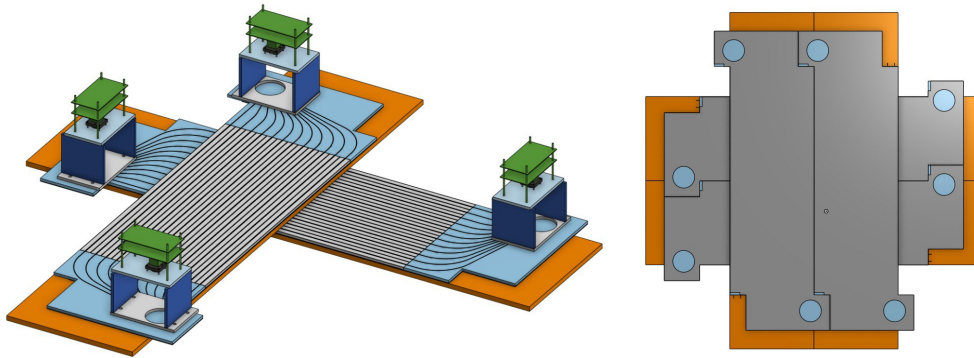


FIGURA 3.25: Esquema del prototipo. (Izquierda) Dos paneles cruzados de 12 de 12 barras de centellador cada uno, resultando en $(12 \times 12 = 144)$ píxeles con $\sim 0,25 \text{ m}^2$ de área efectiva de detección. Usando cuatro paneles se puede generar $(24 \times 24 = 576)$ píxeles con un área total de detección de $\sim 1 \text{ m}^2$ (Derecha). Cada panel tiene una electrónica de detección sincronizada en cada extremo. El diseño modular permite cambiar la configuración espacial y la resolución del detector.

dínodo utiliza un ADC (Analog to Digital Converter) de 14 bits que digitaliza la señal del dínodo muestreando a 160 Msps.

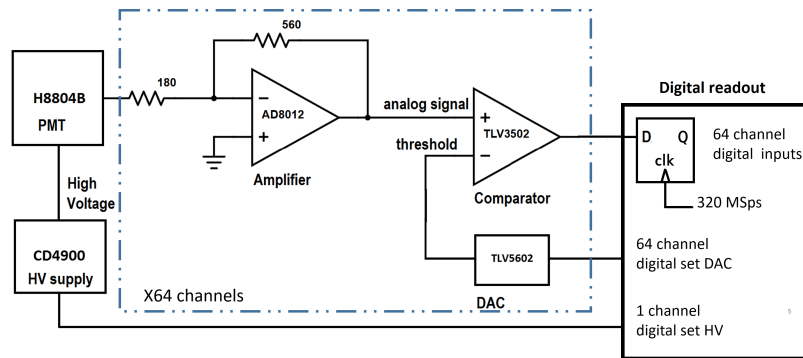


FIGURA 3.26: Esquema del sistema de adquisición electrónica, la lectura se realiza mediante un Field-Programmable Gate Array (FPGA) Altera-Cyclone III. La FPGA lee los datos de los 12 canales (ánodos), su velocidad de muestreo es de 320 Msps.

Calibración detector

Para el desarrollo de este prototipo se propuso e implementó la detección sincronizada. El objetivo de este detector es contar muones en diferentes configuraciones y disposiciones para reconstruir una imagen, en este caso para realizar un estudio de muongrafía en un objetivo geofísico. La sincronización de dos eKits por panel reduce los falsos positivos. También permite localizar un evento dentro del objetivo gracias a una correcta calibración con una distancia de referencia,[65]. Además, buscamos obtener mediciones con resolución subpíxel ($\leq 4 \text{ cm}$) utilizando el dínodo PMT.

Para calibrar el eKit, el front-end digitaliza la señal a través de un discriminador, que correspondería a un ADC de un bit, y cambia de estado en función de si la traza supera el umbral. En este trabajo, utilizaremos un método para obtener los parámetros

de calibración del PMT empleando un discriminador y barriendo el umbral para estudiar la respuesta. El procedimiento es el siguiente: primero, se establece el umbral en 20 mV para todos los canales del PMT. Luego el voltaje de operación se va cambiando de -700 V a -1000 V en pasos de -10 V midiendo el rate en cada paso durante 120 s. Al construir un gráfico del rate en función del voltaje de operación se observa una zona con platou (ver figura 3.27), es decir estable con respecto al rate medido. Una vez encontrada la tensión de funcionamiento, obtenemos la función de supervivencia para todos los canales del PMT barriendo los umbrales del comparador en el punto de funcionamiento deseado: desde 10 mV a 800 mV en incrementos de 10 mV, medido para 240 s en cada paso. Por último, ajustamos las funciones de supervivencia de cada canal utilizando el modelo para obtener los parámetros de la curva y fijamos el umbral en 30 % del pico del SPE (Single photo electron).

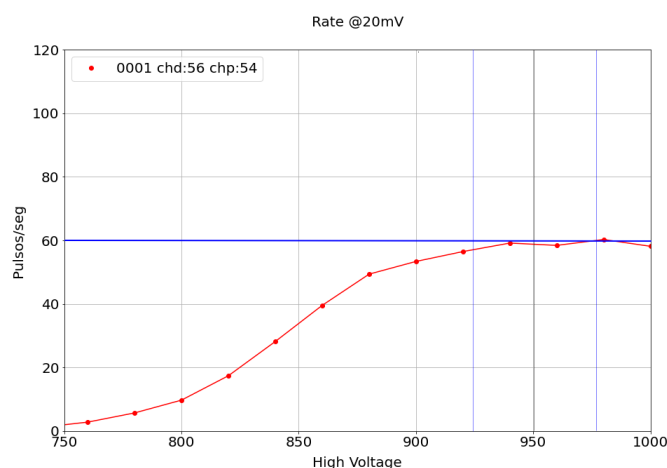


FIGURA 3.27: En la figura podemos observar las líneas en azul, vemos que entre 925V y 975V el rate de pulsos por segundo no cambia mucho, esta zona se considera mas estable. Este análisis permite decidir cual es el voltaje de operación para cada PMT. Este voltaje de operación se configura antes de cada adquisición.

3.3.1. Calibración digital del sistema de adquisición con PMT

La calibración digital del sistema de adquisición se realiza modificando los parámetros de configuración partiendo del ajuste de tensión de polarización. Para calibrar el PMT usado es necesario ajustar la ganancia de la etapa de amplificación de manera que la señal de salida de los canales permitan el conteo de foto-electrones equivalentes. Esta ganancia no debe ser en exceso debido a que la polarización del PMT también afecta a el ruido en las mediciones. Por este motivo, para encontrar la polarización mínima del PMT por canal, se realiza el barrido de la tensión de polarización y se adquieren la cantidad de pulsos para cada valor.

Ahora si la tensión de polarización es muy baja, producirá pulsos de corriente que no podrán ser detectados o contados por el sistema. Aquí recordemos que los pulsos

se relacionan con la energía depositada por el muon en el material centelleador. A medida que la tensión de polarización aumenta, el conteo de pulsos aumentará hasta llegar al nivel donde todos los pulsos son contados. Debido a que el ruido también aumenta con la tensión de polarización, la curva de cantidad de pulsos cambiara de pendiente, pero no se mantendrá constante.

A continuación presentamos las curvas de calibración obtenidas para todos los canales del PMT, recordamos que tiene 64 canales de los cuales para e prototipo de prueba usamos 12 para medir en coincidencia. La primera gráfica muestra en el eje horizontal variación de voltaje desde -700 V a -1000 V en pasos de -10 V de manera que podamos determinar la zona de amplificación donde el rate tiende a ser menos variable. Seguido presentamos las curvas para los canales que tienen señal, en cada caso obtuvimos las curvas determinando al valor de voltaje de trabajo mas conveniente.

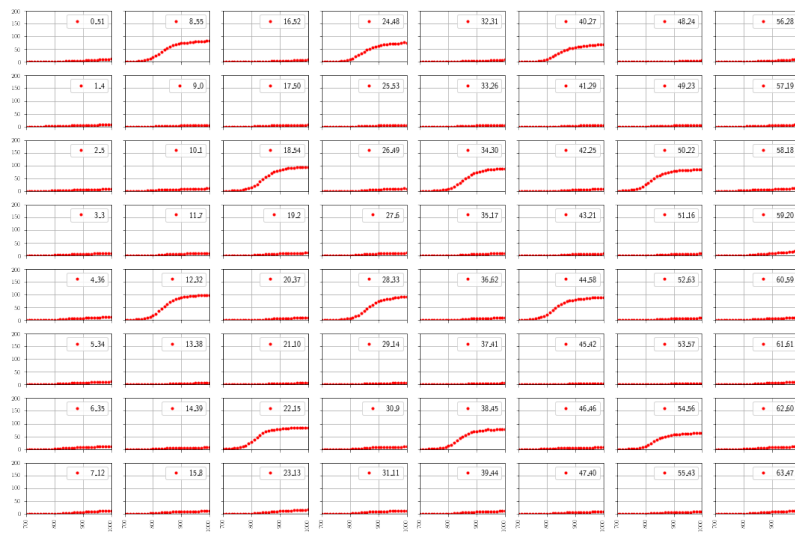


FIGURA 3.28: Este gráfico presenta todos los canales del PMT (64 canales) donde podemos observar los canales con conteos en el eje Y y voltaje (tensión) en el eje X, los canales con un aumento luego de 900 V son los que tienen fibra óptica conectada.

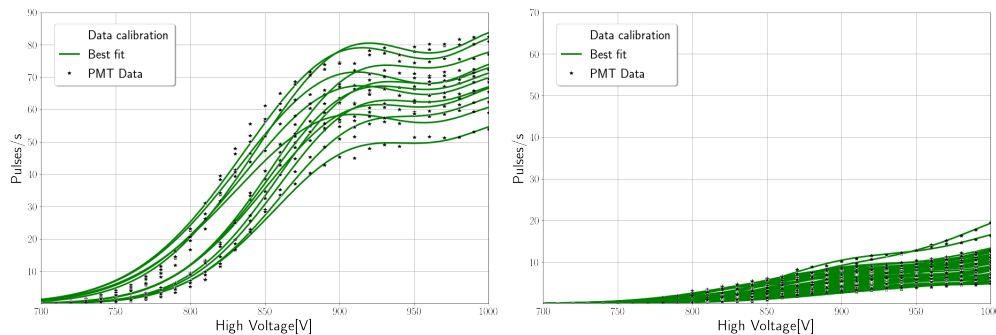


FIGURA 3.29: A la izquierda los canales con señal de manera que estimamos un voltaje de polarización conveniente alrededor de 950 V, esto se realizó con un ajuste de los datos. A la derecha los canales que no tienen señal.

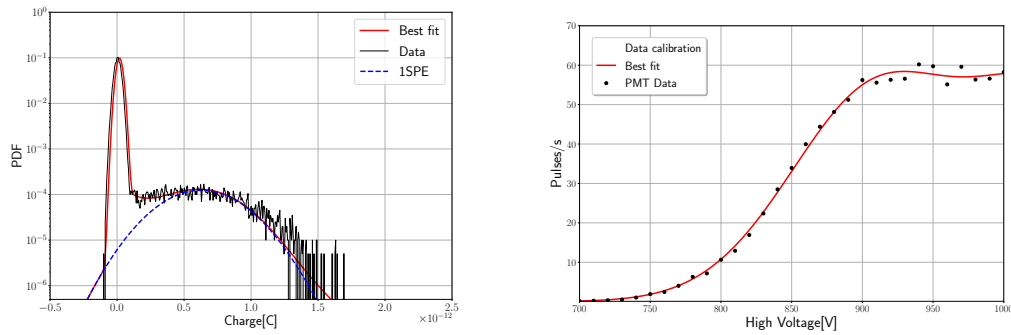


FIGURA 3.30: A partir de los pulsos analógicos, determinamos un histograma de calibración. Para cada ánodo, la amplitud del pulso es proporcional al número de fotones incidentes en el fotocátodo. El gráfico contiene dos picos: el primer pico (izquierda) representa el valor de carga más probable para el ruido de fondo, mientras que el segundo pico (derecha) representa la carga promedio para un (único foto-electrón, SPE). b) Para un rendimiento óptimo del PMT, también se realiza una calibración digital para determinar el voltaje de polarización para cada canal.

Finalmente comentamos los pasos a seguir para realizar una calibración que en resumen se inicia con establecer como umbral para todos los canales el niveles de umbral a 20 mV. Después variar la tensión de alimentación desde -700 V a -1000 V en pasos de -10V, midiendo para cada paso la tasa de pulsos durante 120 s. Luego obtener, mediante el ajuste de la medición de la tasa de pulsos como se observa en la fig 3.30.

Con la información obtenida del paso anterior se determina el valor del voltaje de polarización en función de donde de la zona mas estable (ver fig. 3.29). Luego se obtienen las funciones de supervivencia para todos los canales mediante el barrido del umbral: de 10 mV a 800 mV en incrementos de 10 mV, con 240 s para cada paso.

Finalmente se realiza el ajuste usando el modelo para obtener los parámetros y establecer el umbral en 30 % del pico de SPE de cada canal. Este procedimiento fue implementado para el prototipo de adquisición del proyecto AMIGA usando PMTs y fue seguido para esta calibración del módulo de prueba para muongrafía.

Gracias a este método se calibro el sistema de adquisición y se inicio a tomar datos para poder determinar una estrategia de sincronización, actualmente estamos trabajando en este tema. De los datos preliminares obtuvimos mediciones en ambas electrónicas en coincidencia(ver fig. 3.31). Gracias a las mediciones iniciales avanzamos en el desarrollo de códigos para analizar las coincidencias en un panel.

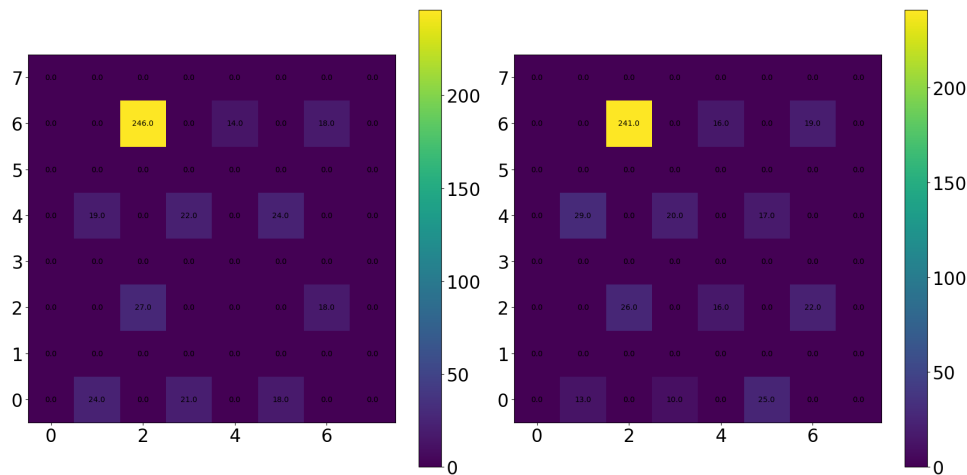


FIGURA 3.31: En el gráfico los ejes representan los canales del PMT (8x8) y la barra los conteos de muones. A la izquierda presentamos la lectura de eventos para una adquisición de 5 segundos usando una electrónica de adquisición con PMT a un lado del detector (ver informe 3) buscando ver coincidencias por canal con la otra al otro extremo. Las pruebas mostraron detección de muones durante el tiempo activo del detector.

3.4. Diseño del Muongrafo como detector completo

Detector final para Muongrafía

Para construir un detector completo para muongrafía inicialmente realizamos dos propuestas, una con paneles simétricos y otra con paneles modulares. Se realizó primero un prototipo usando barras centelleadoras largas (panel asimétrico) y doble detección, luego con base en esa experiencia se planteó un diseño más simétrico (plano de lados iguales) que correspondió a la primera propuesta.

Para este detector se planteó el uso de tres planos detectores de manera que se permitiera la detección y ubicación de los muones por medio de trazas. Esto es importante ya que permitiría un análisis posterior offline mediante modelos semi-analíticos, para ver un ejemplo de este tipo de metodología ver [66].

Las dimensiones de los módulos están determinadas por el tamaño de las barras centelleadoras como vemos en la figura 3.34 se realizó un diseño con 12 barras centelleadoras de 4.1 cm de ancho de manera que suman 50 cm si tenemos en cuenta el recubrimiento de cada una así tendremos un panel con barras cruzadas perpendicularmente de 50 cm x 50 cm. Además se diagramó la distribución de las fibras como se observa en la figura 3.39 para evitar el crosstalk entre canales vecinos en el acoplamiento óptico con la matriz de SiPM.

Este detector utiliza una matriz de SiPM por panel conectada a un acoplador de plástico con 24 canales. La lectura de los SiPM se basa en el sistema de ingeniería AMIGA con hasta 64 canales [67], con la salida de cada canal de SiPM digitalizada como señal 0-1. Esta lectura tiene voltaje de compensación para la dependencia con la temperatura de la ganancia del SiPM y se realiza mediante ASICs CITIROC1 [68], un

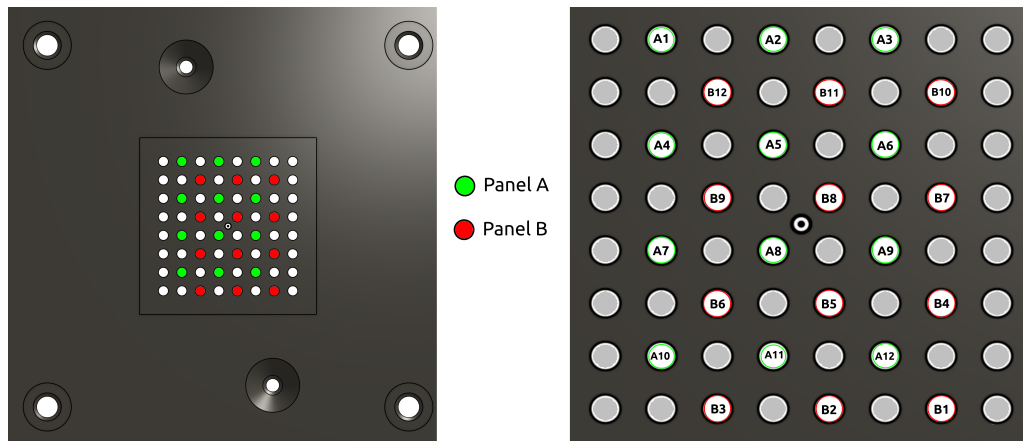


FIGURA 3.32: En el dibujo se observa el diseño del acople mecánico donde están conectadas la fibras ópticas, se organizo así para evitar el crosstalk óptico entre canales vecinos. En verde un arreglo de barras y en rojo el otro perpendicular.

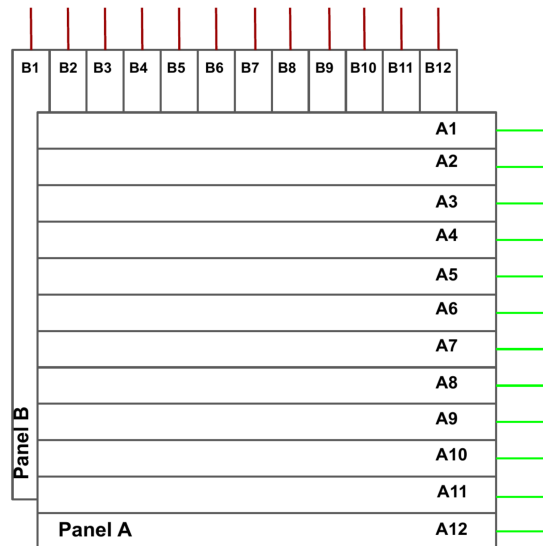


FIGURA 3.33: Para organizar las fibras en el acople mecánico se estableció una referencia para garantizar se tenga un crosstalk en el pegamento óptico, esto se había estudiado en los primeros experimentos del proyecto AMIGA [63].

circuito integrado especial de 32 canales diseñado para la lectura de SiPMs. Para la lectura de 64 canales ópticos, se requieren dos ASICs CITIROC. Los chips proporcionan muchas funciones por canal, como convertidores digital-a-analógico (DAC) de 8 bits para ajustar el voltaje de polarización (V_{bias}) de los canales de SiPM individualmente; dos etapas de pre-amplificación con ganancias programables para una salida de alta ganancia y otra de baja ganancia. Un fast shaper con un tiempo de pico de 15 ns por canal. Esta configuración es recomendada para los SiPMs de Hamamatsu para disminuir el tiempo de decaimiento del pulso. Un discriminador que sigue al fast shaper combinado con un comparador de 1 bit para convertir señales analógicas en señales

digitales. Un DAC de 10 bits establece un umbral de discriminador grueso común para los 32 canales; se ajusta finamente para cada canal mediante DACs individuales de 4 bits. toda la configuración se puede hacer remoto de manera que se envía la configuración para cada electrónica de adquisición, para este detector se uso una electrónica por panel.

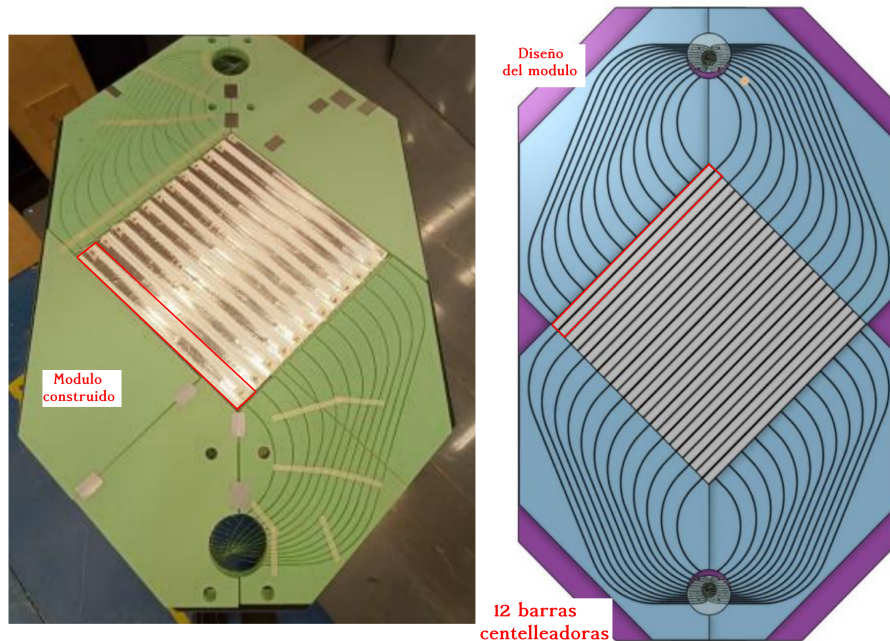


FIGURA 3.34: Presentación del modulo, a la izquierda el modulo ensamblado. A la derecha el diseño propuesto, el dibujo mecánico fue realizado por el Ing. N. Leal y la construcción se llevo a cabo en el laboratorio de ensamblado de ITeDA - AUGER en la ciudad de Malargue.

En el diseño se tuvieron en cuenta varios parámetros de diseño como el largo de las fibras y el montaje con dos acoples ópticos. Esto se determinó basándonos en el estudio de atenuación. Finalmente el grupo de desarrollo mecánico del grupo ITeDA construyo una estructura mecánica para los módulos basados en el diseño que determinamos estudiando y visitando los sitios posibles de instalación para el detector (ver fig.3.38).

La estructura mecánica tiene varios objetivos, la primera es la posibilidad de realizar medición del flujo direccional de muones, esto es de importancia cuando se quiere estudiar una zona en particular del objeto de estudio. Segundo, la posibilidad de cambiar la distancia entre paneles, esto permite cambiar la resolución espacial al cambiar la apertura angular. Tercero, la portabilidad y flexibilidad a la hora de armar el detector o cambiarlo de lugar.

Durante el periodo comprendido entre Octubre 2022 a Septiembre 2023 he trabajado en el montaje y adecuación del detector. También en la adquisición en coincidencia usando electrónicas de adquisición con SiPM (Silicon Photomultiplier) Estos sistemas o readout fueron previamente desarrollamos por el Instituto para el proyecto AMIGA

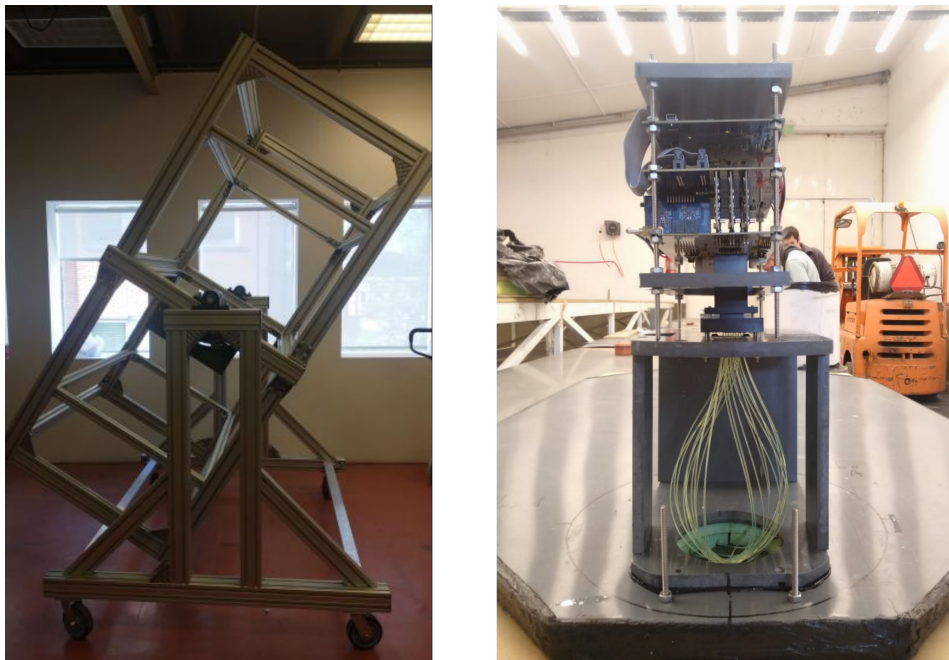


FIGURA 3.35: A la izquierda una fotografía de la estructura del detector construida en ITeDA-CAC en 2022, la estructura esta diseñada para tener 3 paneles móviles, simétricos y sincronizados. A la derecha una fotografía el armado de uno de los paneles donde se puede apreciar la distribución de fibras ópticas, el acople óptico y una electrónica de adquisición.

[67] de tal suerte que este proyecto constituye una transferencia tecnológica exitosa.

En la primera parte del Año 2023 se realizaron pruebas del detector usando 3 módulos en coincidencia desmontados de la estructura mecánica y dentro del edificio. Así se verificó la eficiencia al separar los paneles. Finalmente se ensambló afuera del edificio y se verificó el rate de detección, Se midió el fondo, se caracterizó el flujo en función del ángulo cenital y finalmente se realizó la primera Muongrafía de una estructura civil hecha en América Latina.

Durante este proceso se realizaron varias adquisiciones, varias adecuaciones, además de un clon del detector completamente funcional (hardware y software) para ser llevado a otro emplazamiento y con el propósito de medir bajo tierra en modo de veto de muones en el marco del proyecto ANDES (Laboratorio subterráneo).

En paralelo se fueron estudiando estrategias de simulación con otros colaboradores para entender y ayudar con los datos obtenidos, esto permitió el desarrollo una primera versión del framework [69] desarrollado en ITeDA, es una aplicación para facilitar el uso de Geant4 [56] para aplicaciones relacionadas. Con ayuda de este framework se usó Geant4 para simular la respuesta del detector al flujo sintético de muones y electrones. El flujo de muones como background ya se había estudiado antes.

3.4.1. Presentación del Muongrafo

El objetivo de la investigación tenía que ver con el tema de la muongrafía del inglés (Muography) también llamada Muongrafía ó radiografía con muones. Consiste en una aplicación de la medición del flujo direccional de muones atmosféricos. Este flujo de muones es resultado de la constante interacción de los rayos cósmicos primarios que interactúan en la atmósfera generando partículas secundarias entre ellas los muones. Ahora bien para construir un detector completo para muongrafía inicialmente realizamos varias propuestas, y una consecutiva investigación. Una propuesta fue con paneles asimétricos y otra con paneles modulares. Se realizo primero un prototipo usando barras centelleadoras largas (panel asimétrico - ver [70]) y doble detección como describimos anteriormente, luego con base en esa experiencia se paso al diseño simétrico planteado al iniciar el doctorado (plano de lados iguales, ver [71]).

Para este detector se planteo el uso de tres planos detectores de manera que se permitiera la detección y ubicación de los muones por medio de trazas. Esto es importante ya que permite un análisis posterior offline mediante modelos semi-analíticos, para ver un ejemplo de este tipo de metodología ver el trabajo [66].



FIGURA 3.36: A la izquierda una fotografía de los paneles en las primeras pruebas de calibración midiendo en coincidencia. Este montaje no tenía la estructura mecánica. A la derecha fotografía de la estructura con los tres paneles construida en ITeDA-CAC finales de 2022, la estructura esta diseñada para tener varios paneles móviles, simétricos y sincronizados.

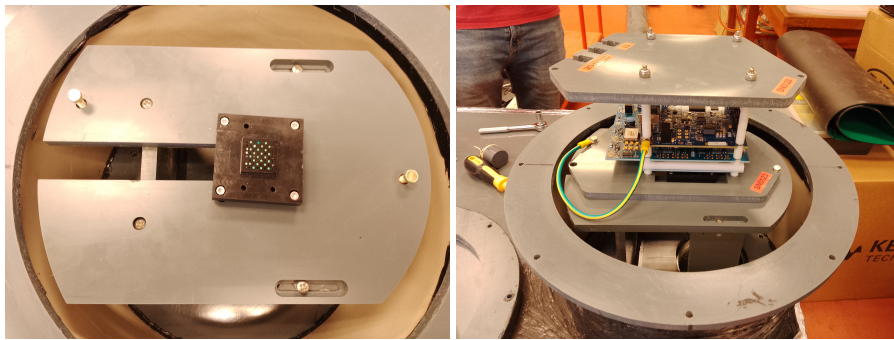


FIGURA 3.37: A la izquierda el soporte de plástico ubica el cookie en forma de acople mecánico con las fibras ópticas antes de conectar al sistema de adquisición. A la derecha el sistema acoplado, el readout basado en SiPM va dentro de la galera que fue sellada para comportarse como aislante fotónico (caja oscura).

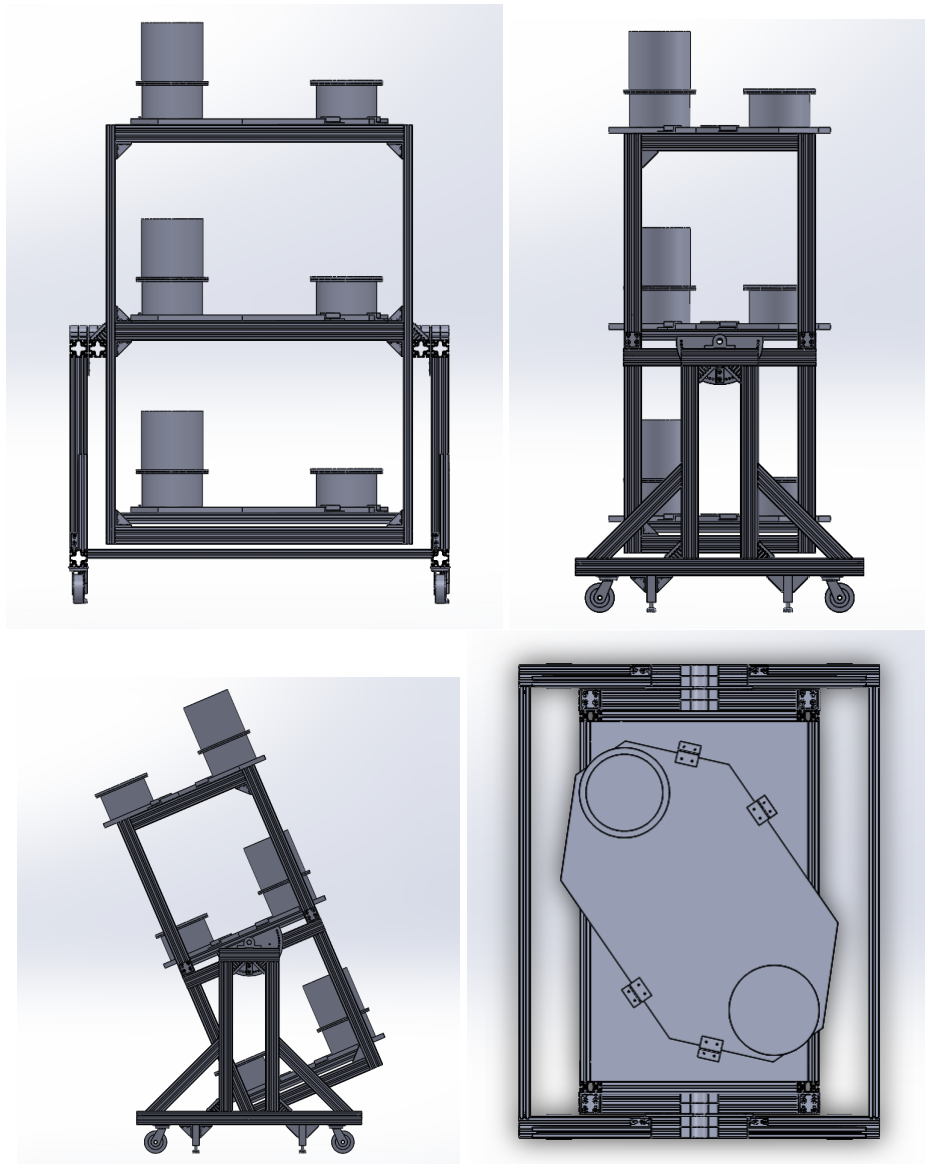


FIGURA 3.38: Dibujo esquemático de la estructura mecánica, Diseño gráfico realizado por el grupo técnico de ITeDA a escala. La estructura esta diseñada para tener varios planos detectores y un pivote que le permite variar 90° desde el horizonte hasta la posición 0° cenital (Vertical) y luego desde esa posición hasta 90° en la dirección opuesta barriendo 180° en total.



FIGURA 3.39: Arriba se muestra en la fotografía el detector montado afueras sin el recubrimiento térmico. Para las mediciones se utilizó un recubrimiento térmico de manera que no se calienten los paneles, además de la lluvia, humedad, condiciones de viento y cambios térmicos. La estructura puede cambiar su posición angular de 0 a 180 grados. Abajo se presenta una fotografía con la cubierta terminada.

Capítulo 4

Evaluación usando simulaciones y modelado

En este capítulo realizaremos una descripción de los códigos de referencia que usamos para estimar como sería la respuesta del prototipo luego de las mediciones. En el tema de muongrafía se utilizan simulaciones basadas en modelos semi-analíticos y simulaciones montecarlo. En ambos casos existen diferentes códigos o frameworks que permiten simular la secuencia completa que va desde generar el flujo de partículas secundarias, en este caso que sería la fuente, luego simular la interacción radiación materia que sería con el objeto de estudio, y finalmente estudiar la respuesta del detector usado.

4.1. Modelos semi-analíticos

En muongrafía, los modelos semi-analíticos o semi-empíricos son de especial importancia para interpretar los datos y tener una primera aproximación de las medidas esperadas. En este caso lo que se hace es basarse en mediciones conocidas y aceptadas para luego ajustar a una forma funcional que represente un modelo físico. Luego se parametriza y generaliza de manera que se tenga una herramienta rápida y con resultados de modelado aceptables.

Para el caso de la muongrafía se usan varios modelos semi-empíricos, el primer modelo trata del flujo de muones y su atenuación, como vimos en el capítulo 2. Este modelo describe cómo la cantidad de muones que llega a un detector disminuye a medida que atraviesan diferentes materiales. Esto tiene su explicación al modelar como los muones interactúan con los átomos del material, perdiendo energía principalmente por ionización y, en menor medida, por procesos como la producción de pares y bremsstrahlung. El ajuste utiliza datos experimentales para calibrar la pérdida de energía en función de la densidad y el espesor del material.

El segundo modelo comúnmente usado es el espectro de energía de los muones, antes y después de atravesar un espesor de material, normalmente se basan en diferentes medidas del flujo de muones a distintas alturas y medidas por varios experimentos. Finalmente en el campo de la tomografía se usa un modelo que representa

que tanto se desvían los muones en función de como los muones se desvían por múltiples dispersiones (scattering) al atravesar la materia. este efecto es bien conocido y puede ser modelado semi-analíticamente para así estimar las desviaciones angulares y con esta información reconstruir trayectorias. Para los modelos del flujo de muones se pueden revisar varios modelos estudiados que hemos estudiado anteriormente, entre los mas importantes tenemos:

- Modelo Gaisser/MUSIC (2008/1998)

Uno de los primeros modelos encontrados en la literatura corresponde al espectro de muones propuesto por E. Bugaev en 1970 [72]. Este espectro fue popularizado por Gaisser en (1990) y modificado en el 2006 Tang et al, debido a que tenia una sobrestimación del flujo incidente para energías ($E_0 < 100\text{GeV}$). Finalmente fue implementado en el código Monte Carlo MUSIC (2008) siguiendo la siguiente fórmula:

$$F_{GM}(\theta, E_0) = A_{GM}(E_0)^{-\gamma} \left(\frac{1}{1 + \frac{Ep_0 \cos \theta}{E_\pi}} + \frac{G_0}{1 + \frac{Ep_0 \cos \theta}{E_k}} + r_c \right), \quad (4.1)$$

con $A_{GM} = A_G \left(\frac{120 \cos \phi}{1030} \right)^{\frac{1,04}{(E_0 + \Delta E/2) \cos \phi}}$, $\gamma = 2,7$, $A_G = 0,14$, $Ep_0 := E_0 + \Delta E$, $\Delta E = 2,06 \times 10^{-3} \left(\frac{1030}{\cos \phi} - 120 \right)$, $r_c = 10^{-4}$, $B_G = 0,054$, $E_\pi = 115/1,1 \text{ GeV}$, $E_k = 850/1,1 \text{ GeV}$,

La curvatura de la Tierra reduce el espesor de las capas atmosféricas, por esta razón se hace una corrección para para ángulos cenitales ($\Theta > 70^\circ$):

$$(\cos \phi = \sqrt{1 - \frac{1 - \cos^2 \theta}{\left(1 + \frac{H_{atm}}{R_{earth}}\right)^2}}), \quad (4.2)$$

donde $H_{atm} = 32\text{Km}$ es la altitud superior de producción de muones y $R_{Earth} = 6,370\text{Km}$ es el radio de la Tierra.

- Modelo Reyna/Bugaev (2006/1998)

La empirica parametrización propuesta por Reyna(2006) [73] puede ser utilizada para calcular el flujo diferencial para todos los ángulos cenitales y para todo el rango de energías $1\text{GeV} \leq E \leq 2000\text{GeV}$:

$$F_{RB}(\theta, E_0) = \cos^3 \Phi_B(p \cos \Theta), \quad (4.3)$$

donde Φ_B es el espectro propuesto por Bugaev et al (1998) dado por $\Phi_B = A_B p_0^{-(a_3 y^3 + a_2 y^2 + a_1 y^1 + a_0)}$, con $p^2 c^2 = E_0^2 - E_{rest}^2$, con la masa de reposo del muon $E_{rest} = 0,10566 \text{ GeV}$, $y = \log_{10}(p_0)$, y $p_0 = p \cos \theta$. Los valores de los parámetros son: $a_3 = 0,0209$, $a_2 = -0,2555$, $a_1 = 1,288$, $a_0 = 0,2455$, y $A_B = 0,00253$.

- Modelo Reyna/Hebbeker (2002/1998)

Hebbeker y Timmermans [74] ajustaron conjuntos de datos y encontraron nuevas normalizaciones a través de un procedimiento iterativo [36]. Ellos encontraron una nueva forma de flujo independiente del flujo propuesto por Bugaev en el 2008 [34], describiendo su modelo así:

$$F_{RH}(\theta, E_0) = A_H 10^{h_1 \frac{y^3 - 5y^2 + 6y}{2} + h_2 \frac{-2y^3 + 9y^2 - 10y + 3}{3} + h_3 \frac{y^3 - 3y^2 + 2y}{6} + s_2 \frac{y^3 - 6y^2 + 11y - 6}{3}}. \quad (4.4)$$

con los siguientes valores de parametros : $h_1 = 0,133$, $h_2 = -2,521$, $h_3 = -5,78$ and $s_2 = -2,11$, and $A_H = 8,6 \times 10^{-5}$. Sin embargo, este modelo presenta una limitación y es que solo tiene en cuenta la incidencia vertical, $\theta = 0$. Por esta razón, es posible usar la modelización propuesta por (Reyna,2006) [73] dada por la ecuación 4.3, sustituyendo el Φ_B por el espectro propuesto por Hebbeker y Timmermans (2002).

- Modelo Tanaka (2008)

De acuerdo a una compilación de datos experimentales, Tanaka [14] en el 2008 propuso un modelo de espectro diferencial al nivel del mar así:

$$F_T(\theta, E_0) = A_T W_\mu(Ep_0)^{-\gamma} \left(\frac{r_\pi^{-1} B_\pi \sec \theta}{Ep_0 + B_\pi \sec \theta} + 0,36 b_r \frac{r_k^{-1} B_k \sec \theta}{Ep_0 + B_k \sec \theta} \right), \quad (4.5)$$

donde $A_T = 1,8 \times 10^{-3}$, $\gamma = 2,7$, $Ep_0 := E_0 + \Delta E$, $\Delta E = 2,6$, $r_k = 0,52$, $r_\pi = 0,78$, $B_\pi = 90 \text{ GeV}$, $B_k = 442 \text{ GeV}$, $b_r = 0,635$.

Estos modelos pueden ser usados para generar espectros mas fácilmente, para efectos de tener mas exactitud y detalle durante este trabajo se generaron los espectros usando un software de simulación llamado CORSIKA que se basa en modelos montecarlo. Una comparación hecha por Vesga et al [59] en la figura 4.1 muestra como los modelos semi-analíticos pueden diferir en función del ángulo de observación.

4.2. Modelos basados en Montecarlo

En muongrafía, los modelos basados en Montecarlo son de especial importancia porque permiten simular el transporte y la interacción de partículas incluidos los muones con la materia. Los métodos de Montecarlo utilizan simulaciones estocásticas para modelar procesos físicos complejos. Estos algoritmos computacionales emplean el concepto de la aleatoriedad para resolver problemas que podrían ser determinísticos en principio si el numero de muestras tiende a infinito. El nombre "Montecarlo" proviene del famoso casino en Mónaco haciendo referencia a una ruleta rusa porque muchos de estos algoritmos se basan en técnicas de generación de números

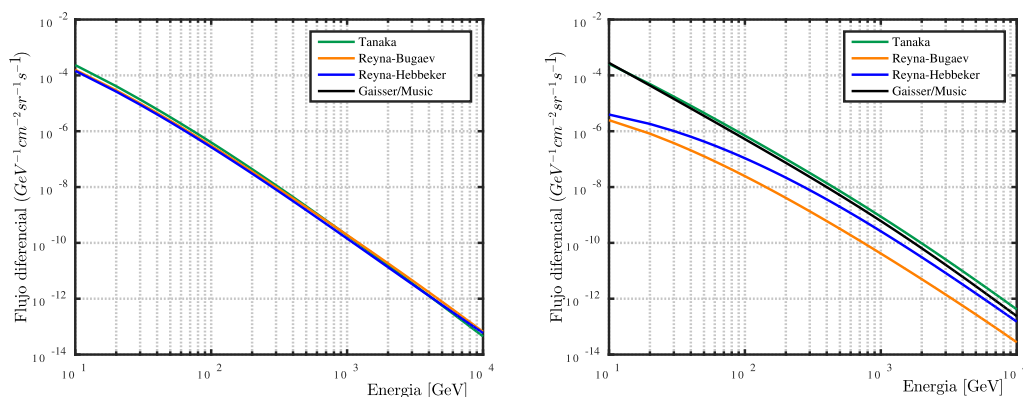


FIGURA 4.1: Comparación de modelos semi-analíticos descritos anteriormente, estos modelos comparados por Vesga et al. muestran una discrepancia para ángulos mayores a 50° . A la izquierda se presenta para ángulos de 30° respecto al cenit, a la derecha a 85° .

aleatorios, similar a lanzar una bolita en la ruleta y esperar ganar al escoger un número. EL método se usa definiendo el problema físico, seguido en los códigos se generan números aleatorios que representan variables del sistema. Estos números son utilizados para simular eventos o procesos aleatorios. En física de partículas, esto puede incluir la posición, energía y dirección de las partículas. Luego utilizando los números aleatorios, se simulan múltiples eventos de acuerdo con las leyes de la física que nos interesa utilizar en la simulación, esto incluye también las probabilidades asociadas a diferentes procesos; Como por ejemplo, en una colisión, simular las trayectorias y las interacciones de las partículas después de la colisión.

Los resultados de simulaciones vía Montecarlo se deben comparar con los datos experimentales disponibles para validar la precisión del modelo. Si hay discrepancias, el modelo puede ajustarse o mejorarse. Aquí es donde las mediciones tienen el poder para validar los modelos y así tener una herramienta para predecir comportamientos en nuestros detectores.

En el contexto de muongrafía, esto implica la simulación del trayecto de los muones desde su generación en la atmósfera hasta su detección después de atravesar objetos de interés. para realizar simulaciones se debe tener en cuenta las interacciones con la Materia, es decir como los muones interactúan con los materiales perdiendo energía a lo largo de su trayectoria al atravesarlos, la simulación debe incluir los procesos de interacción además de las desviaciones angulares, recordemos que los muones experimentan dispersión múltiple causando desviaciones en su trayectoria. Esta dispersión por ejemplo puede ser modelada con distribuciones gaussianas. Existen diferentes códigos y frameworks de uso frecuente en física de partículas como Geant4 [56], SRIM [75] ó PHITS [76, 77] que facilitan las simulaciones permitiendo simular la geometría del detector, su composición y disposición. Pueden simularen diferentes tipos de detectores son modelados para capturar los muones u otras partículas que emergen como secundarios de la interacción con del objeto de estudio o el mismo detector. Otro

tema importante es la posibilidad de simular las señales esperadas de los muones, la señal observada en los detectores se registra y se utiliza para inferir las propiedades del objeto atravesado. esto tambien puede simularse teniendo en cuenta una función de transferencia referida al detector. En este caso es mezclar modelos semi-analíticos con los datos simulados.

4.2.1. Simulación del flujo de secundarios

Estimación del flujo de muones

Parte del trabajo en Geofísica tiene que ver con la generación de datos sintéticos de referencia, claro está siempre depende del problema. Para Muongrafía es requerido generar un flujo de referencia que representa el flujo de muones esperado antes del objeto de estudio. Así se puede usar el flujo como la fuente de radiación de referencia para determinar la opacidad de un material o las interacciones que los muones tendrían con el objetivo de estudio o el detector a utilizar.

Esto es útil para diseñar los detectores, generar modelos del objeto de estudio y estimar el flujo a medir. En nuestro caso usamos modelos semi-empíricos basados en mediciones y modelos analíticos. También son usados códigos montecarlo como CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAScade)¹ para estimar nuestro flujo sintético, en particular éste es un programa creado para la simulación detallada de lluvias atmosféricas extendidas, estas lluvias de partículas son iniciadas por primarios o rayos cósmicos que llegan desde el espacio exterior.

Estos códigos pueden simular como primarios desde protones, núcleos ligeros hasta el hierro, los fotones y muchas otras partículas pueden ser tratadas como primarias también. Las partículas son seguidas (simuladas) propagándose a través de la atmósfera hasta que sufren reacciones con los núcleos del aire produciendo partículas secundarias. Aquí los muones son parte de estas partículas secundarias. Para realizar estas simulaciones se usan metodos Monte-Carlo. Las interacciones hadrónicas a altas energías pueden ser descritas por varios modelos de interacción de partículas de alta energía, sin embargo no discutiremos eso aquí. Existen opciones de configuración y adecuación de los códigos para la generación de las partículas secundarias, fenómenos como radiación Cherenkov, producción de neutrinos, etc.

Parte del trabajo en simulación fue en colaboración con otros investigadores usando ARTI². Este es un paquete completo que facilita el uso de CORSIKA en el marco del proyecto LAGO. ARTI se compone de una serie de scripts escritos principalmente en bash y perl que automatizan el lanzamiento de las simulaciones. El paquete incluye además códigos de análisis de los datos simulados escritos en Fortran y C/C++.

¹CORSIKA, herramienta para simulación <https://www.iap.kit.edu/corsika/>

²ARTI, herramienta para simulación de LAGO <http://lagoproject.net/>

4.2.2. Fondo de secundarios a nivel de superficie

Usando ARTI el flujo de secundarios puede ser calculado, el método es detallado en [78]. Los calculos partes desde el espectro de rayos cosmicos galacticos (Φ) que son calculados como un flujo isotropico a una altitud de 112 km s n.d.m., entonces definimos Φ como sigue:

$$\Phi(E_p, Z, A, \Omega) \simeq j_0(Z, A) \left(\frac{E_p}{E_0} \right)^{\alpha(E_p, Z, A)}, \quad (4.6)$$

Donde definimos E_p como la energía de la partícula, $\alpha(E_p, Z, A)$ es considerada una constante con respecto a la energia, $\alpha(E_p, Z, A) \approx \alpha(Z, A)$, en el rango de interés para estos cálculos y estimaciones, desde 10 GeV hasta 10^6 GeV [79]. $j_0(Z, A)$ corresponden al flujo medido para este núcleo particular en la energía de referencia, $E_0 = 10^3$ GeV.

Luego de definir estos parámetros se pasa a simular, como mencionamos anteriormente ARTI utiliza CORSIKA para calcular el flujo esperado de partículas secundarias producidas por la interacción de cada rayo cósmico galáctico usado como partícula de entrada con la atmósfera, ver [80].

Aquí se utiliza la versión 7.6500 de CORSIKA compilada con las siguientes opciones: QGSJET-II-04 [81]; GHEISHA-2002; EGS4; atmósfera curva y externa y detector volumétrico debido a que los códigos están desarrollados para simulaciones de detectores cherenkov en Agua WCD (Water Cherenkov Detector) por sus siglas en inglés [82]. El modelo IGRF-12 [83] se usa para proporcionar los valores locales del campo geomagnético, B_x , y B_z , requeridos por CORSIKA para tener en cuenta los efectos geomagnéticos en la propagación de partículas en la atmósfera, en el trabajo citado anteriormente se investigo los efectos en el flujo y se determino su afectación en el rango de baja energía del espectro de primarios.

Al realizar las simulaciones, cada partícula secundaria se rastrea hasta el umbral de energía más bajo que CORSIKA permite (E_s), según el tipo de partícula secundaria. Actualmente, estos umbrales son $E_s \geq 5$ MeV para $\mu^\pm$ s y hadrones (excluyendo π^0 s); y $E_s \geq 5$ keV para $e^\pm$ s, π^0 s y γ s. Finalmente se debe definir el tipo de atmósfera. Como mencionamos en el capitulo anterior la atmósfera es como un calorímetro y la energía se va depositando en perfiles. Dado que el perfil atmosférico es un factor clave para la producción de partículas secundarias y un parámetro para CORSIKA, debemos establecer los modelos de perfiles atmosféricos MODTRAN [84] de acuerdo con la posición geográfica del sitio de interés donde se quiere estimar el flujo de secundarios. las opciones pueden tener un perfil tropical, un perfil subtropical o por ejemplo un perfil antártico, para mas detalles ver [85].

Finalmente ARTI utiliza parámetros de entrada como la duración del tiempo para la simulación de flujo, el campo magnético, el rango de energía, el tipo de partícula

primaria y la distribución angular para crear un archivo de datos CORSIKA³, necesario para realizar las simulaciones correspondientes, una para cada GCR y además nos permite hacer correcciones para correcciones de campo geomagnético, así las trayectorias de los GCRs de baja energía ($E_p \lesssim 20 \text{ GeV}$) son desviados por el campo magnético terrestre (GF). La desviación se parametriza mediante el término de rigidez magnética. (R_m)

Es importante destacar que este método se basa en construir el corte de rigidez magnética local (R_c) definida como:

$$R_c = R_c (\text{Lat}, \text{Lon}, \text{Alt}, t, \theta, P(R_m((\theta), t))), \quad (4.7)$$

Como función de la latitud geográfica (Lat), longitud (Lon), altitud sobre el nivel del mar (Alt) y dirección de llegada de la partícula primaria (θ, ϕ), tiempo t , estos detalles pueden ser revisado en [78]. Podemos ver un ejemplo del flujo generado en la fig. 4.2.

Haciendo uso de estos códigos se simuló el flujo de partículas para diferentes locaciones a lo largo de América Latina [86], de esta manera se estimó el flujo para cada componente. En este caso aprendimos como para diferentes latitudes, longitudes y alturas sobre el nivel del mar, el flujo de muones se ve afectado, estas investigaciones muestran que inclusive el campo geomagnético afecta. Conocer estos efectos es de suma importancia a la hora de estimar el flujo esperado ya que el tiempo de exposición del detector que se propone para realizar muongrafías. Es de tener en cuenta que los tiempos de exposición pueden verse afectados [87].

³ Archivo ASCII con todos los parámetros listados

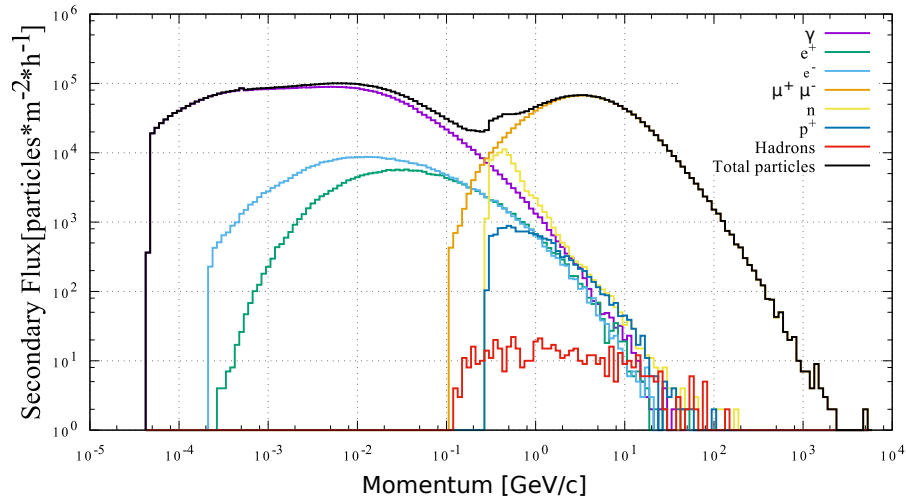


FIGURA 4.2: Espectro de secundarios de ejemplo generados usando el framework ARTI, a destacar que este espectro esta construido con un archivo de datos sintéticos de los cuales se puede extraer la dirección y momento de cada partícula, así esta información se usa como entrada para simulaciones de los detectores logrando una simulación mas realista.

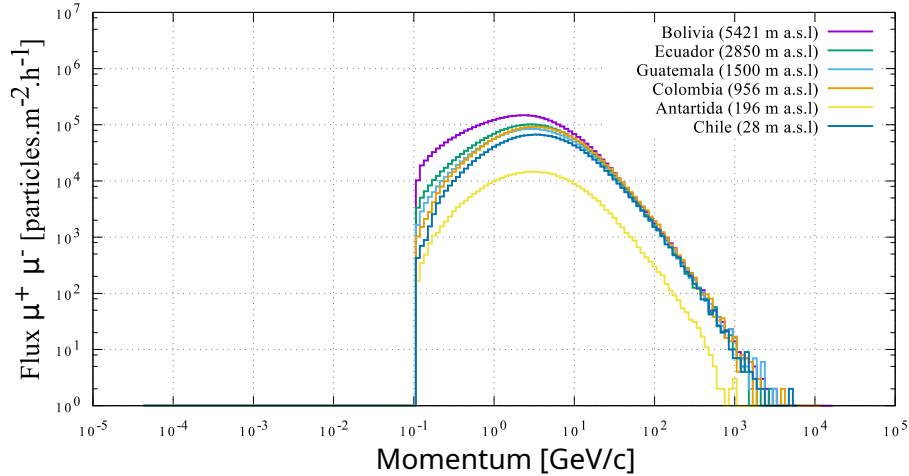


FIGURA 4.3: Espectro de muones para 6 diferentes ubicaciones a lo largo de América Latina, en cada caso la latitud, longitud y altura sobre el nivel del mar es diferente, en el gráfico se puede observar la diferencia del flujo para distintas energías. Conocer el flujo y el espectro es importante para calcular el tiempo de exposición antes de realizar una muongrafía a un objeto geológico de gran tamaño.

Durante el trabajo previo de los investigadores de LAGO, se desarrollo estas cadenas de simulaciones concretando en un framework, herramienta útil para la generación del flujo sintético. En la figura 4.3 podemos ver el flujo de muones para diferentes locaciones cada una con diferentes ubicaciones geográficas, esto fue estimado para el trabajo [86]. En nuestro proyecto la idea es usar ARTI para generar los set de datos de

partículas secundarias, así se podrá obtener un flujo sintético para cualesquier ubicación donde se quiera realizar una muongrafía.

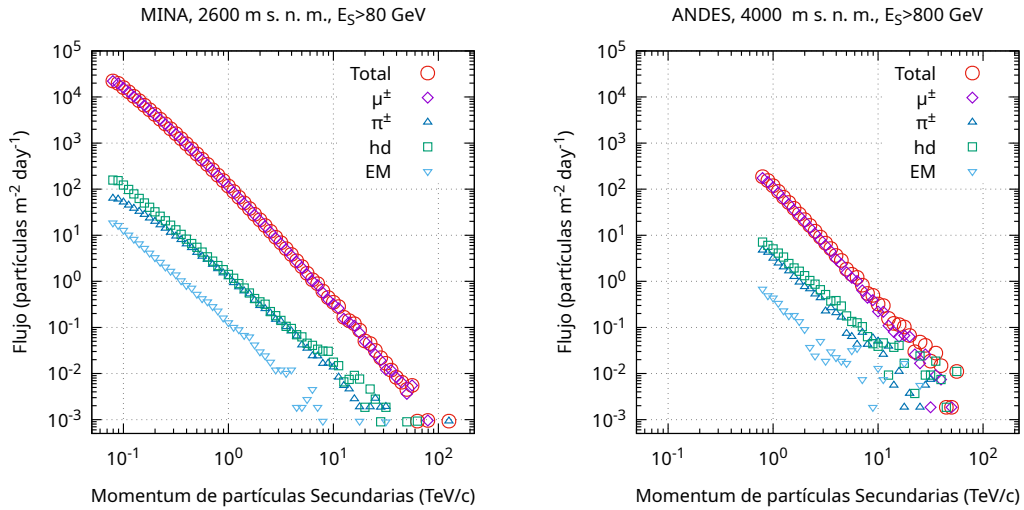


FIGURA 4.4: A la izquierda se presenta el plot del flujo de partículas secundarias esperados en superficie para la Mina casposo. A la derecha el flujo esperado para el sitio de Andes, en ambos casos el plot fue hecho con una simulación de un año de flujo normalizado a partículas por metro cuadrado por día y cortados según la energía mínima requerida para atravesar el espesor de roca. En color magenta se presentan los muones, este es el flujo de interés, este flujo es tomado como input para realizar las simulaciones de la respuesta de detectores usando por ejemplo los códigos Geant4.

4.3. Simulación de la respuesta del detector

Simulación usando Geant4

Para este trabajo se trabajó en el método y estrategia para las simulaciones, para esto usamos las herramientas desarrolladas para la simulación de lluvias de partículas originadas por rayos cósmicos. Primero y en particular el paquete CORSIKA [33] desarrollado para el experimento KASCADE [88] en el instituto KIT (Karlsruhe Institute of Technology) de Alemania. Este software simula las cascadas atmosféricas extendidas.

Para el flujo de secundarios usamos el ARTI [86] que es un framework desarrollado para el proyecto LAGO, proyecto en el que colaboro y continuamos en su desarrollo, estos códigos toman como entrada la salida del CORSIKA. Finalmente usamos Geant4 [56] para la respuesta del detector, en particular el framework llamado MEIGA [55] desarrollado en el grupo.

Estos códigos han sido desarrollados y pensados para obtener la información y respuesta del detector al paso de los muones, así con parámetros como la energía, momentum y el número de muones por píxel podemos reconstruir imágenes sintéticas que emulen la respuesta de los detectores.

En la figura 4.4 presentamos el flujo de muones simulado usando la herramienta ARTI [86], este flujo fue simulado haciendo uso de una infraestructura en la nube que el proyecto LAGO actualmente desarrolla(ver [89]). Este flujo representa un año de secundarios en el sitio de la mina de CASPOSO en la provincia de San Juan. Para simularlo se tiene en cuenta la altitud, y ubicación geográfica además de los parámetros de simulación.

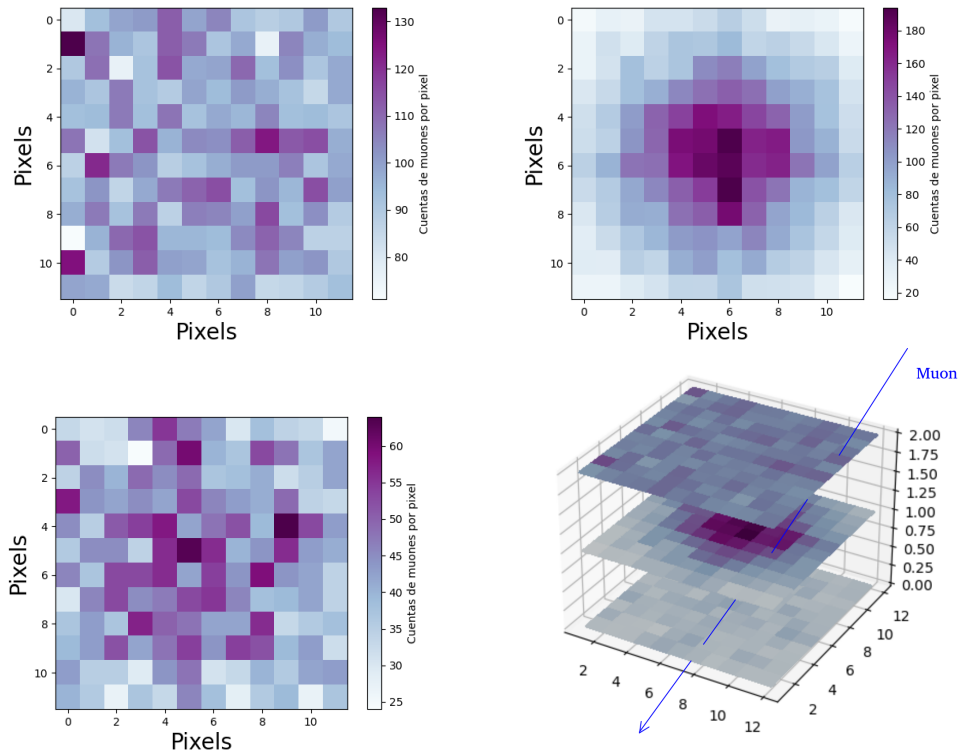


FIGURA 4.5: En la figura presentamos la simulación de la respuesta de los tres paneles que componen el detector para muongrafía. Arriba a la izquierda el primer panel que es expuesto al flujo completo, arriba a la derecha el plano de la mitad de constituye un plano de control a través de las mediciones en coincidencia. finalmente el ultimo plano (abajo a la izquierda) en el cual se construye la imagen usando los conteos por píxel. Para este modelo la imagen queda invertida.

Para obtener la respuesta del detector se uso MEIGA mencionado anteriormente, este framework usa Geant4 y permite simular la respuesta de diferentes materiales al paso de partículas cargadas, en nuestro caso los muones. Para obtener la respuesta se usaron parámetros obtenidos de las mediciones controladas que realizamos en nuestro setup. Estos parámetros permiten simular la respuesta de los PMT, SiPM, además de los materiales centelladores y las fibras ópticas.

Para simular se introdujo el el flujo de secundarios 4.4 como entrada en función de la apertura del detector, en este caso se simuló el flujo correspondiente a un mes solamente para así obtener la respuesta geométrica y poder escribir un código que representara el modelo del detector en función del número de muones por píxel. Finalmente lo presentamos en la figura 4.5 donde se representa los módulos de manera

individual y los módulos concatenados como finalmente quedara el detector en etapa de adquisición.

Simulación bloque plomo

Uno de los tests que se realizaron usando el telescopio de muones fue ubicar un bloque de plomo en la parte superior del detector. Para estimar la respuesta se simulo usando Geant4 [56] a través de una configuración de Meiga [55]. Gracias a esto seleccionamos 10.000 muones con ángulos pequeños casi verticales, los muones estuvieron lanzados usando la estrategia usada en los detectores de la colaboración LAGO usando el generador de eventos de ARTI [90]. Así se estim la respuesta del arreglo de centelladores, lo esperado fue observar una disminución en el conteo de muones con una separación entre los paneles de 1m. Para calcular la energía depositada por los muones al atravesar los materiales referimos a la fórmula de Bethe-Bloch. Una estimación de referencia es calcular la perdida de energía al atravesar el centellador y el bloque usado para el test de 10 cm de plomo, si utilizamos la fórmula de la pérdida de energía por ionización podemos estimar con facilidad la energía perdida.

Fórmula de Bethe-Bloch

Recordemos de la fórmula de Bethe-Bloch que para la pérdida de energía por ionización ($\frac{dE}{dx}$) de partículas cargadas al atravesar un material tenemos:

$$\frac{dE}{dx} = -Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

donde los elementos de la ecuación corresponden a:

- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$
- N_A es el número de Avogadro,
- r_e es el radio clásico del electrón,
- m_e es la masa del electrón,
- c es la velocidad de la luz,
- z es el número de carga del muon (1 para un muon),
- Z es el número atómico del material (82 para plomo),
- A es el número de masa del material (207.2 para plomo),
- $\beta = v/c$, donde v es la velocidad del muon,
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$,

- $T_{\max}$ es la energía máxima transferible en una colisión,
- I es el potencial de ionización medio del material,
- δ es la corrección de densidad.

Estimación para diferentes materiales

Para simplificar, podemos usar el valor promedio de $\frac{dE}{dx}$ para muones atravesando plomo, también centellador plástico u otro material, en cada caso la pérdida de energía tiene una distribución pero podemos usar las tablas del PDG (Particle Data Group) y tener una referencia para cálculos rápidos, para el plomo por ejemplo es aproximadamente $1,5 - 2,0 \text{ MeV cm}^{-1}$.

Así la energía depositada E al atravesar un espesor x de plomo se puede calcular simplificando a la pérdida por distancia recorrida en el material, así podemos estimar:

$$E = \left(\frac{dE}{dx} \right) \times x$$

Para un espesor $x = 10 \text{ cm}$ por ejemplo podemos esperar aproximadamente:

$$E \approx 1,5 \text{ MeV cm}^{-1} \times 10 \text{ cm} = 15 \text{ MeV}$$

$$E \approx 2,0 \text{ MeV cm}^{-1} \times 10 \text{ cm} = 20 \text{ MeV}$$

Por lo tanto, un muon depositaría aproximadamente entre 15 MeV y 20 MeV al atravesar 10 cm de plomo. Si el material fuera el centellador esperamos una pérdida de $\approx 1,8 \text{ MeV}$ por centímetro recorrido. Luego de correr las simulaciones se pudo verificar los valores esperados como se puede observar en la fig. 4.6. En la imagen el detector 2 representa el tercer plano del telescopio de muones.

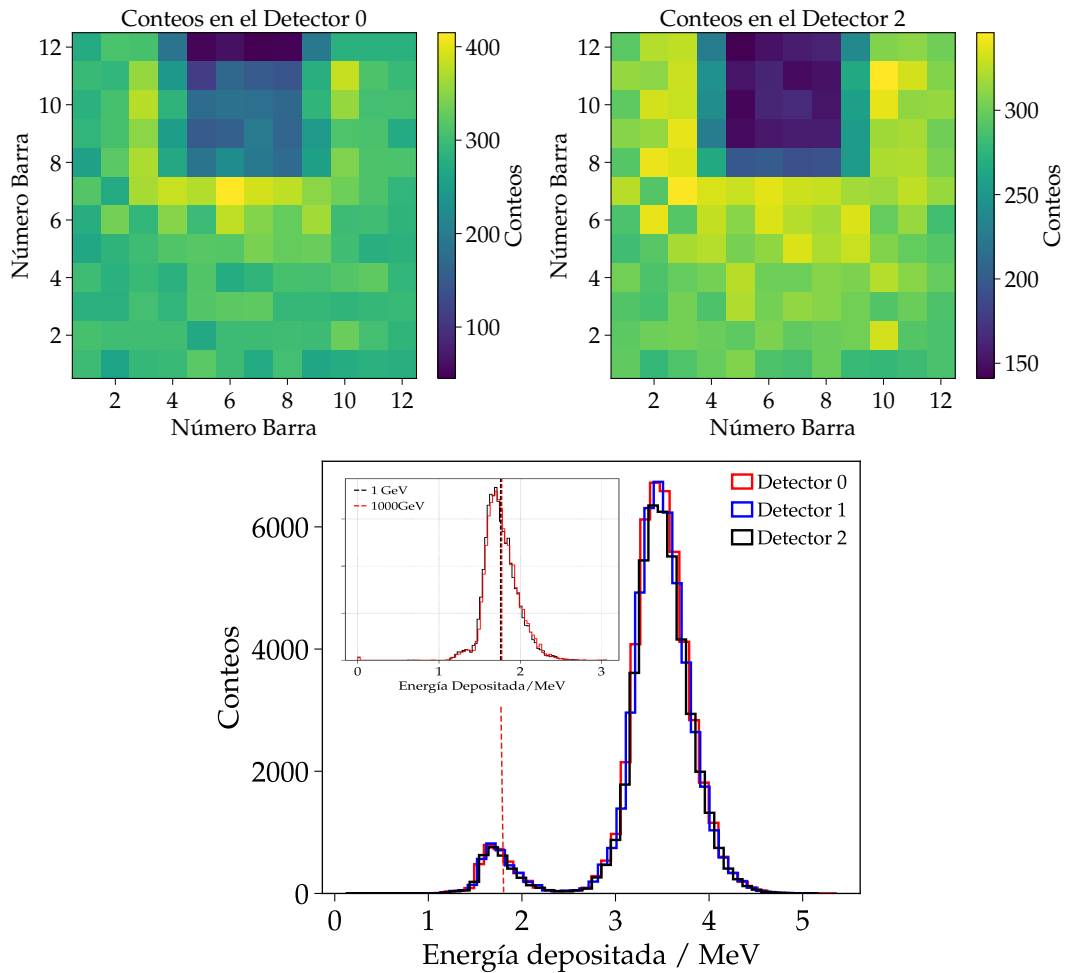


FIGURA 4.6: Arriba se presenta el arreglo de centelladores como contadores de muones. A la izquierda el plot del primer plano y a la derecha el plano superior. El flujo de muones usado fue sintético y se uso como partículas inyectadas de entrada en el modelo de Geant4. Abajo se presenta la energía depositada por barra individual y por panel donde la suma es de 2 cm con una energía depositada de aproximadaemnte $\approx 3,6$ MeV por plano debido a que el arreglo tiene barras cruzadas. Las simulaciones de la respuesta de detectores fueron ajustadas siguiendo los parámetros geométricos y propiedades físicas de los materiales usados en el detector prototipo.

Capítulo 5

Adquisición y análisis de datos

Para la adquisición de los datos y su interpretación presentados dos enfoques que fueron estudiados en función de la experiencia previa con la respuesta analógica de los PMTs y los SiPM. En el caso de los PMTs multi-ánodo se estudio la posibilidad de realizar una medición sincronizada basándonos en la carga depositada por un evento. Este estudio nos permitió luego diseñar un detector prototipo con doble adquisición pensando en la sincronización, atenuación en la fibra y posibles estudios de falsos positivos.

Este primer prototipo nos permitió aprender y desarrollar un mejor diseño no solo para el arreglo, si no además para el acople óptico y el readout. En este capítulo describiremos el detector final compuesto de tres arreglos o paneles conectados entre si mediante una tarjeta que permitió sincronizar la adquisición.

Para el detector final se usaron las electrónicas con el sistema o fotomultiplicadores basados en SiPM. En esta etapa del trabajo se decidió usar los SiPM como sistema de adquisición y se implemento el prototipo con paneles modulares y movibles contruidos cada uno con 2 arreglos similares a los planteados en el prototipo con PMTs. Por esta razón para el detector construido ahora como un telescopio de muones es conformado en total 6 planos detectores.

5.1. Telescopio de muones - El Muongrafo -

Las primeras mediciones se realizaron dentro del laboratorio 5.4, para cada panel se utilizo una electrónica de adquisición de AMIGA y una FPGA Altera MAX10 de Intel externa en común para realizar una sincronización o trigger de disparo en coincidencia. El dispositivo esta siempre a la espera de un evento en cualquiera de los paneles, cuando un evento es registrado, se verifica en todos los canales y en los otros seis planos de centellador, si hay coincidencia en los 6 planos, entonces se guarda el evento con la información de la barra centelladora, plano donde esta la barra, modulo y una etiqueta de tiempo. En total son tres módulos (ver fig 5.4), cada modulo tiene dos planos de arreglo de barras cruzadas, en total 6 planos de área sensible.

5.1.1. Parámetros geométricos del detector

Aceptancia del detector

Una de las principales características de un detector de muones es poder estimar cuántos muones por unidad de tiempo pasan a través de los paneles de centelleo y en terminos de su geometria, cuál es la aceptancia del detector. Siguiendo el enfoque geométrico dado en [91], un detector con dos paneles de $N_x \times N_y$ pixels contiene $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1)$ posibles trayectorias. Cada trayectoria puede calcularse con x (x_1, x_2) y y (y_1, y_2) coordenadas de los dos píxeles impactados en el frente (P_{x_1, y_1}^F) y por atrás (P_{x_2, y_2}^R) panels, respectivamente. Cada par de píxeles comparte la misma dirección promedio $\vec{r}_{m,n}$, donde los index $m = x_1 - x_2$ y $n = y_1 - y_2$, denota la misma posición relativa. El número de muones detectados para una dirección dada $\vec{r}_{m,n}$ seria,

$$N(\vec{r}_{m,n}, t) = I(\vec{r}_{m,n}) \times \Delta t \times \mathcal{A}(\vec{r}_{m,n}), \quad (5.1)$$

Donde I es la intensidad del flujo de muones en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, Δt es la duracion de la medida, y $\mathcal{A}$ es la aceptancia expresada en $\text{cm}^2 \text{sr}$. La aceptancia está determinada por las características geométricas del detector. Puede escribirse como,

$$\mathcal{A}(\vec{r}_{m,n}) = S(\vec{r}_{m,n}) \times \delta\Omega(\vec{r}_{m,n}), \quad (5.2)$$

Donde S es la superficie de deteccion y $\delta\Omega$ es la apertura angular. Para una trayectoria dada, la superficie de detección está determinada por el tamaño del píxel. d y el número de pares de píxeles que comparten la misma $\{m, n\}$. La apertura angular depende de la distancia D entre los paneles frontal y trasero, y de las posiciones de los dos píxeles.

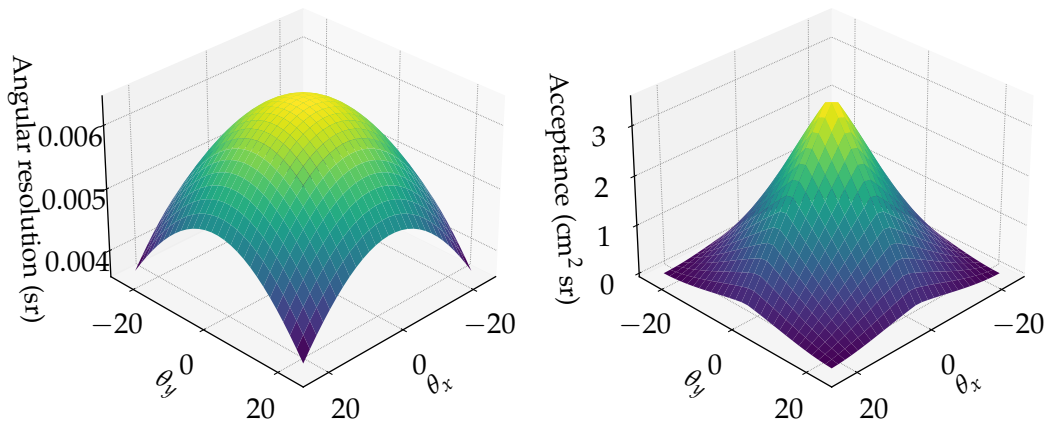


FIGURA 5.1: Resolución angular y aceptancia del detector

La fig. 5.1 muestra la resolución angular y la aceptancia para las 529 direcciones de un detector con dos 12×12 píxeles por cada panel cuadrado de $L = 50$ cm de lado,

separados por una distancia de $D = 100$ cm, es decir que para nuestros cálculos la distancia entre paneles extremos sera de $D = 200$ cm.

Como era de esperar, la aceptación es máxima alrededor de la dirección $\vec{r}_{0,0}$, es decir, la dirección normal a los planos. Para esta configuración, la resolución angular es de aproximadamente 6×10^{-3} sr en el máximo. Este parámetro es de clave importancia para estimar el tiempo de medición necesario para resolver objetos de un tamaño dado a una distancia determinada.

5.1.2. Medición en laboratorio separando los paneles

La primera medición que se realizó al iniciar adquisiciones en coincidencia por el detector completo, fue tomar mediciones independientes para cada panel de manera independiente, así el primer plano registro $rate = 39,60$ Hz, el segundo plano registro $rate = 39,70$ Hz y el tercer plano registro $rate = 41,50$ Hz, dando como promedio $rate = 40,26$ Hz. Ahora esta medición la comparamos con las estimaciones basadas en simulación y lo reportado por la literatura, donde se espera al nivel de mar aproximadamente un muon por centímetro cuadrado por minuto. Al calcular para 0.25 m² de nuestro detector nos da un valor esperado de $rate = 41,60$ Hz obteniendo un error porcentual de $3,22$ %. Luego de verificar que el detector contaba bien los muones por panel, luego se paso a cambiar la distancia entre paneles de manera que se obtuvieron los datos presentados en la fig. 5.2. Para poder tener un estimado de la eficiencia del detector en esta configuración se realizaron simulaciones montecarlo usando de referencia los mismos valores de separación. Al comparar se observo una discrepancia que se mantenía punto por punto. Esto fue interpretado como un factor de escala. Así se pudimos determinar que el detector tiene una eficiencia total de 85 % dandonos una eficiencia de detección por plano de centelladores del $97,5$ %, reportado y comparable con las mediciones en campo de los detectores de AMIGA [63].

Los primeros datos fueron adquiridos dentro del laboratorio. la primera adquisición sumo durante 5 horas de flujo de muones, en posición vertical como muestra la imagen 5.4 esto se realizó dentro del edificio de manera que se pudiera garantizar que los electrones resultado de las cascadas atmosféricas extendidas no sumaran al fondo medido. Esto gracias a los dos pisos encima que constituyen un absorbente suficiente para electrones con energías comprendidas entre 1 MeV a 1 GeV. Los muones tienen energías en un rango mayor y penetran fácilmente el edificio. Luego medimos 8 horas usando una referencia como obstáculo conocido, en este caso un bloque de plomo de $5\text{cm} \times 10\text{cm} \times 20\text{cm}$. Primero medimos 4 horas sin el bloque de plomo y tuvimos Numero total de eventos tres planos coincidencia = 11220 con un rate de eventos del telescopio (N_{eventos} / s) = 2.60 ± 0.02 sin obstáculo. Luego medimos usando el bloque de plomo pequeño en el plano superior y medimos durante el mismo periodo de tiempo como se observa en la fig. 5.4. Para esta segunda medición el numero total de

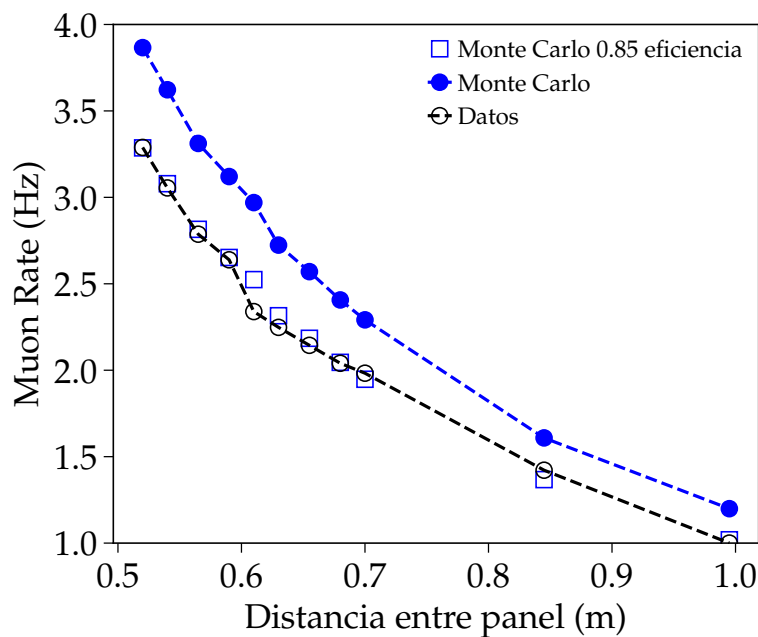


FIGURA 5.2: Medición cambiando la distancia entre paneles, se presenta en azul una simulación montecarlo usando las proyecciones de todas las trayectorias posibles teniendo un 100 % de eficiencia de detección y se compara con los datos medidos en cada posición, se determino que cada plano de centelladores tiene 0.975 de eficiencia de detección. El detector completo tiene una eficiencia de un 85 %.

eventos en los tres planos en coincidencia fue de 11265 y el rate de eventos del telescopio (N_{eventos} / s) = 2.90 ± 0.03 , aunque se midió el mismo tiempo se observaron diferencias como un aumento en el rate y un total del 0,4 % en la medición con plomo. Se esperaba un menor rate y un numero menor de muones, a pesar de contar los conteos totales al realizar un plot de la distribución de cuentas en las barras se observa una variación en la zona donde se ubico el plomo, esto nos indico cualitativamente una diferencia pero que no podemos estimar directamente, el aumento total en el rate pudo ser debido a fluctuaciones durante la medición debido por ejemplo al cambio de presión atmosférica. Por esta razón también revisamos y decidimos tomar mediciones de presión durante las siguientes adquisiciones.

En los primeros datos se observo la forma geométrica del detector correspondiente a su apetencia geométrica que tiene que ver con la geometría del detector conformado por planos de detección separados. la apetencia permite realizar una corrección por ángulo ya que al cambiar la distancia entre los paneles cambia el ángulo solido por píxel. Para una explicación completa ver [66]. Finalmente en la figura 5.2 se presentan los gráficos de las primeras simulaciones en comparación con las mediciones separando los paneles. Para el detector, la geometría y el rate de detección se medio que es aprox 1 muon x segundo estando a 1 metro de separación entre los paneles, concuerda y se comporta como lo se espera en acuerdo con las simulaciones informadas en el capitulo anterior.

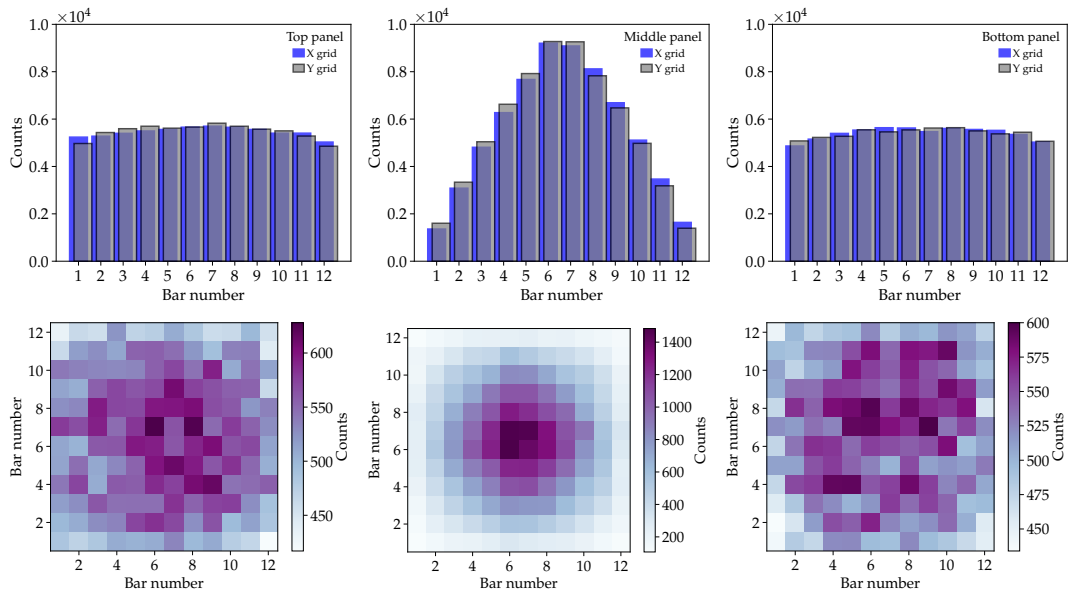


FIGURA 5.3: En la figura presentamos los datos correspondientes a la primera luz, 5 horas de flujo medido. Abajo a la derecha se presenta un plot donde en el eje horizontal están las barras y en el eje vertical la cantidad de eventos, se observa como el panel de la mitad sigue la forma geométrica del detector contando mayor cantidad de eventos en el centro geométrico.



FIGURA 5.4: A la izquierda se presenta el detector montado en el laboratorio para las primeras mediciones usando un bloque de plomo de referencia. Inicialmente se utiliza un computador de escritorio como servidor. A la derecha el mismo detector desde otro ángulo, se observan los tres paneles en gris, las galerías negras de los costados son de material plástico y protegen la electrónica de adquisición de la luz.

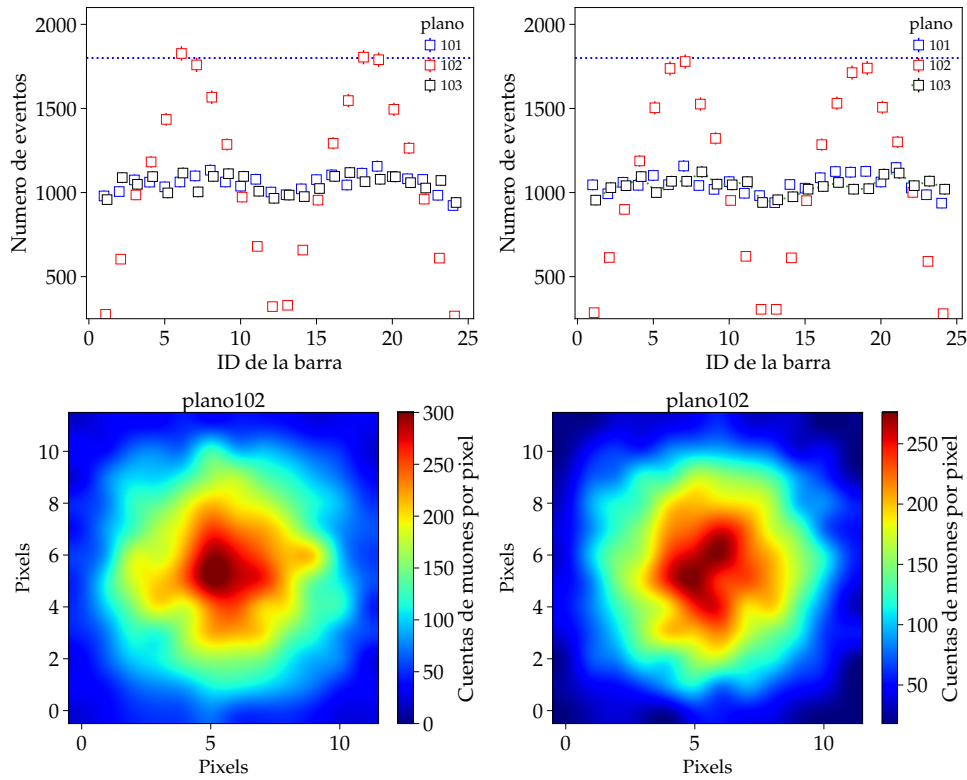


FIGURA 5.5: A la izquierda el gráfico representa los muones contados por barra por panel sin ningún obstáculo. A la derecha con la barra de plomo de referencia ubicada en el centro geométrico del plano superior. a 1800 eventos una referencia para observar los conteos del panel intermedio.

5.1.3. Desempeño del detector

La naturaleza poissoniana de los eventos de llegada de muones se relaciona directamente con su distribución temporal a través de un proceso de Poisson que describe eventos que ocurren de manera aleatoria e independiente a una tasa constante [92]. Para los muones, esto implica que la probabilidad de que un muón llegue en un intervalo de tiempo pequeño Δt es proporcional solo a Δt , y es independiente de cuándo llegaron otros muones, de manera general Un proceso poissoniano es aquel en el que ocurre un suceso que es completamente independiente de la ocurrencia de otro suceso similar.

Para una distribución de llegadas o arribo en un proceso de Poisson con una tasa de llegada λ (sería el número promedio de muones por unidad de tiempo), el número de muones que llegan en un intervalo de tiempo t sigue una distribución de Poisson:

$$P(n; \lambda t) = \frac{(\lambda t)^n e^{-\lambda t}}{n!}$$

donde $P(n; \lambda t)$ es la probabilidad de que exactamente n muones lleguen en el tiempo t , ahora si revisamos las diferencias temporales entre eventos tendremos otra distribución relacionada con la naturaleza estocástica de la detección de muones atmosféricos.

Intervalos de Tiempo entre Llegadas: La distribución de los tiempos entre llegadas sucesivas de muones (conocida como la distribución de tiempos de espera) sigue una distribución exponencial:

$$f(t) = \lambda e^{-\lambda t}$$

Aquí, $f(t)$ es la probabilidad de que el tiempo entre la llegada de dos muones consecutivos sea t y tienes dos propiedades importantes.

Propiedades de esta Distribución Exponencial:

- **Media y Varianza:** La media de la distribución exponencial es $1/\lambda$, lo que significa que el tiempo promedio entre llegadas de muones es inversamente proporcional a la tasa de llegada λ . La varianza también es $1/\lambda^2$.
- **Memoria Sin Memoria:** La distribución exponencial tiene la propiedad de ser "sin memoria", lo que significa que el tiempo de espera restante hasta la próxima llegada de un muón es independiente del tiempo ya transcurrido.

En resumen, la naturaleza poissoniana de las llegadas de muones implica que los eventos de llegada son aleatorios e independientes, con una tasa promedio constante. Esto da lugar a una distribución exponencial de los intervalos de tiempo entre llegadas consecutivas de muones. Esta relación es fundamental en muchos experimentos y aplicaciones que involucren la detección de muones, por ejemplo en MINOS se estudio la secuencias de legadas obteniendo unas distribución similar [93]. En las mediciones se utilizo para todos los datos una etiqueta de tiempo, si usamos las etiquetas de los eventos de un lote de datos y dividimos los datos en intervalos de anchura t y luego hacemos un histograma se puede determinar el ajuste exponencial esperado donde se presenta el número de eventos medidos para esa ventana temporal especifica. Esto se muestra en la fig. 5.6

5.2. Prueba de concepto para Muongrafia

Luego de realizar mediciones dentro del edificio y verificar el funcionamiento del detector, tanto individual por panel como en coincidencia se procedió a mover el detector completo a la zona de balcón del edificio Tandar en el centro Atómico Constituyentes. Ahí se procedió a tomar diferentes mediciones simulando una adquisición en campo, esto se compara debido a que el detector estuvo a la intemperie durante 9 meses. En esta parte del desarrollo se realizaron 3 diferentes medidas, la primera y mas importante fue verificar la dependencia del flujo de muones con el ángulo cenital. se verifico la variación de flujo con la presión atmosférica, se realizo un test usando un bloque de plomo de referencia usando la técnica de transmisión y finalmente la prueba de concepto mediante la atenuación del flujo al observar una estructura civil, en esta caso el edificio del acelerador Tandar.

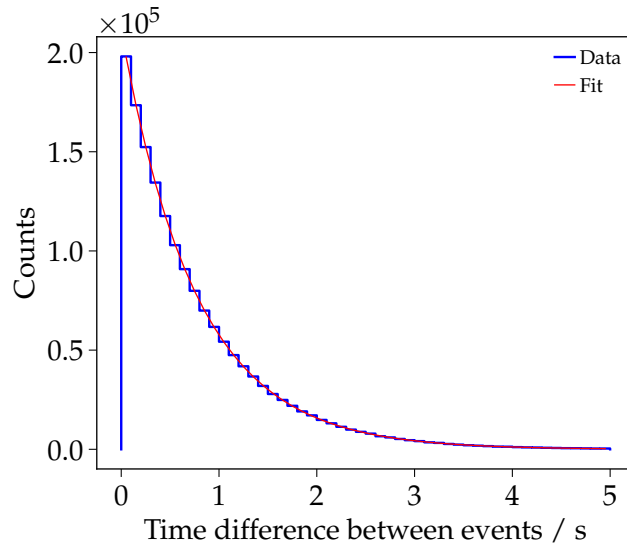


FIGURA 5.6: Si un proceso es poissoniano, el tiempo entre eventos sucesivos una seguirá una distribución exponencial. Esto significa que el momento más probable para observar un evento producto de la llegada de un muon ocurre inmediatamente después del anterior. Adicionalmente La naturaleza poissoniana de los tiempos de llegada de los muones demuestra la ausencia de efectos sistemáticos a corto plazo en los datos.

5.2.1. Correlación rate de muones con la presión atmosférica

Como vimos en los capítulos anteriores la densidad del material atravesado puede atenuar el flujo de muones. Para estudiar esto mientras se estaban realizando las mediciones de prueba se tomaron mediciones de presión en simultaneo con un sensor digital de presión y temperatura BMP180¹ controlado con un micro ESP32 [94] que es un microcontrolador SoC (system on a chip) por sus siglas en inglés, de bajo coste y bajo consumo con Wi-Fi integrado. Sabiendo que existe una correlación entre la presión atmosférica y la tasa de muones atmosféricos [95, 96], expresamos de la siguiente manera;

$$\frac{\Delta R}{R} = \beta \cdot \Delta P \quad (5.3)$$

Aquí R representa el rate de muones atmosféricos, ΔP es la presión atmosférica medida en comparación con la presión promedio, y β es el coeficiente barométrico. El coeficiente barométrico representa el cambio porcentual en la tasa de conteo del detector por cada cambio de 1 hPa en la presión atmosférica. En la fig. 5.7 presentamos parte de las mediciones donde se puede observar la correlación entre el aumento del rate al disminuir la presión atmosférica de la columna de aire [95]. Estas mediciones de presión son necesarias cuando se realizan medidas del flujo de muones con la intención de ver variaciones de masa, ya que el flujo esta modulado y debe ser compensado o

¹BMP180, Digital pressure sensor
<https://www.digikey.com/htmldatasheets/production/856385/0/0/1/bmp180-datasheet.html>

corregido para adquisiciones donde se pretenda realizar seguimiento. En este caso diremos que la presión atmosférica es un parámetro de error en las mediciones de larga adquisición no integradas.

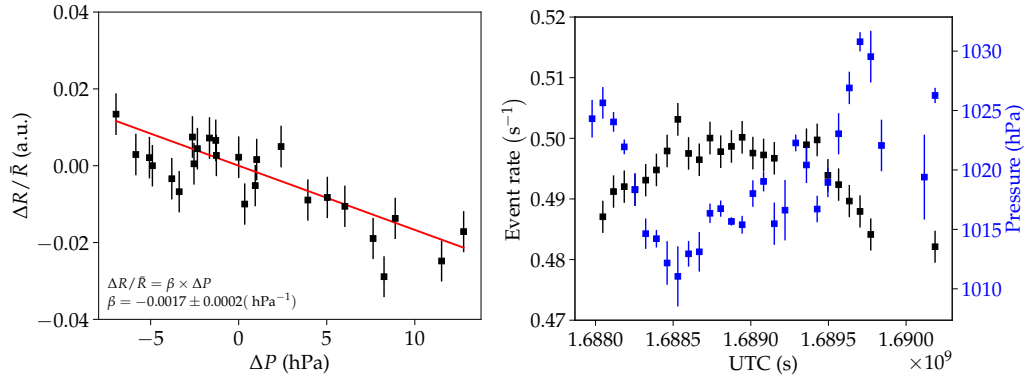


FIGURA 5.7: A la izquierda se presenta la correlación entre la presión atmosférica (línea roja) y la tasa de conteo del detector. En el gráfico derecho, se muestra la tasa de conteo del detector (puntos negros) y la presión atmosférica (puntos azules) ambos como funciones de la hora de medición en UTC. Este efecto muestra la relación entre la densidad de la columna de aire con el flujo de muones.

5.3. Dependencia del flujo de muones con el ángulo Cenital

La atmósfera se comporta como un calorímetro para los rayos cósmicos, esto es debido a que las partículas depositan toda su energía y algunas decaen. La atmósfera tiene una forma característica y un perfil vertical que en distancia es menor en comparación con una tangente a la superficie en tierra. A mayores ángulos desde la vertical también llamada posición de cenit, los muones de rayos cósmicos deben viajar una distancia cada vez mayor a medida que el ángulo aumenta hasta el horizonte local. Por lo tanto, una mayor cantidad de materia debe ser atravesada, para llegar a un observador en la superficie, un muon que viaja verticalmente hacia abajo puede recorrer solo 15 km de atmósfera, mientras que uno que viaja en dirección horizontal debe pasar aproximadamente por 500 km de atmósfera. La longitud que debe recorrer implica que el muon perderá más energía debido a la interacción por ionización en la atmósfera y también tendrá una mayor probabilidad de decaer antes de llegar al observador. Debido a esto y en función del ángulo cenital, se espera que la intensidad del flujo de muones de rayos cósmicos siga una dependencia decreciente.

Ahora, aunque el flujo de muones atmosféricos es relativamente estable en periodos de largo plazo, puede verse afectado principalmente por su dependencia del ángulo cenital y la ubicación geográfica [86, 97]. Como mencionamos en el capítulo anterior la actividad geomagnética [78] también puede afectar pero en un orden menor. Los cambios de temperatura y presión atmosférica también tienen relevancia para mediciones de corto periodo. Es conocido que la intensidad de los muones sigue una distribución coseno con el ángulo cenital θ como:

$$I(\theta) = I_0 \cos^n(\theta), \quad (5.4)$$

donde el valor de n depende de las condiciones mencionadas. Experimentalmente, el valor de n es $n \approx 2$ [98]. A nivel del mar, el valor universalmente aceptado de la intensidad integral absoluta vertical de los muones, $I_0(0^\circ)$, por encima de 0.33 GeV/c del momento del muón es alrededor de $8,3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ [99]. La intensidad absoluta vertical es bastante diferente según las condiciones de cada experimento. La intensidad integral de alrededor de 1 muón/cm²/min para detectores horizontales es más útil para hacer estimaciones rápidas. Sin embargo, la ley de $\cos^2(\theta)$ es requerida para detectores direccionales como el que presentamos en este trabajo.

El campo geomagnético de la Tierra juega un papel importante en el número de partículas primarias que llegan e interactúan en la atmósfera. El principal efecto del campo geomagnético es el blindaje o corte en energía para que una partícula dada entre en la atmósfera. Este corte está dado por la contribución de varios efectos relacionados con la altitud, la longitud y la asimetría este-oeste. Las diferentes mediciones reportadas del flujo de muones sugieren que su intensidad disminuye con la latitud geomagnética.

Adicionalmente, el flujo que viene de las direcciones este y oeste presenta una diferencia en energía de hasta 100 GeV. Esta diferencia es más apreciable a altitudes mayores porque la dependencia del ángulo cenital la filtra a nivel del mar. La comprensión de los efectos atmosféricos y ambientales sobre la intensidad del flujo de muones representa una ventaja para el desempeño de la muografía mediante el método de atenuación; además, permite la implementación de correcciones a los datos [1]. Por otro lado, el tiempo requerido para obtener una imagen de un objetivo depende de aspectos como el tamaño del detector, la resolución angular, la posición del detector respecto al objetivo, la profundidad atmosférica y la precisión requerida de densidad, que depende de la aplicación. Leone et al. discuten características relevantes para obtener imágenes de muones dentro de los tiempos óptimos para realizar alertas tempranas de peligros volcánicos [23].

Podemos hacer una estimación cubriendo los ángulos $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$ de los paneles extremos. Cuando el telescopio está orientado a un ángulo cenital θ . La longitud de los detectores es $L = 0,50 \text{ m}$ y la distancia entre los dos detectores más lejanos es $D = 2 \text{ m}$. Por lo tanto, el detector tiene una resolución angular de aproximadamente $14,03^\circ$. Por otro lado, la $\Delta\theta$ máxima cobertura es $\Delta\theta = \tan^{-1}(L/D) \approx L/D$ y la $\Delta\phi$ máxima es $\Delta\phi = \tan^{-1}(L/D \sin \theta) \approx L/D \sin \theta$. Así, el ángulo sólido, $\Delta\Omega$, puede calcularse como:

$$\Delta\Omega = \int_{\theta}^{\theta+\Delta\theta} \int_{-\Delta\phi}^{\Delta\phi} \sin \theta \, d\theta \, d\phi = \int_{\theta}^{\theta+\Delta\theta} 2 \frac{L}{D} \, d\theta = 2 \frac{L^2}{D^2} = 0,125 \text{ sr.}$$

realizamos un ajuste permitiendo que el exponente de la distribución de $\cos \theta$ varíe libremente ($f(\theta) = I_0 \cos^n \theta$), como se indica en la fig. 5.8. Así, obtenemos un χ^2 por

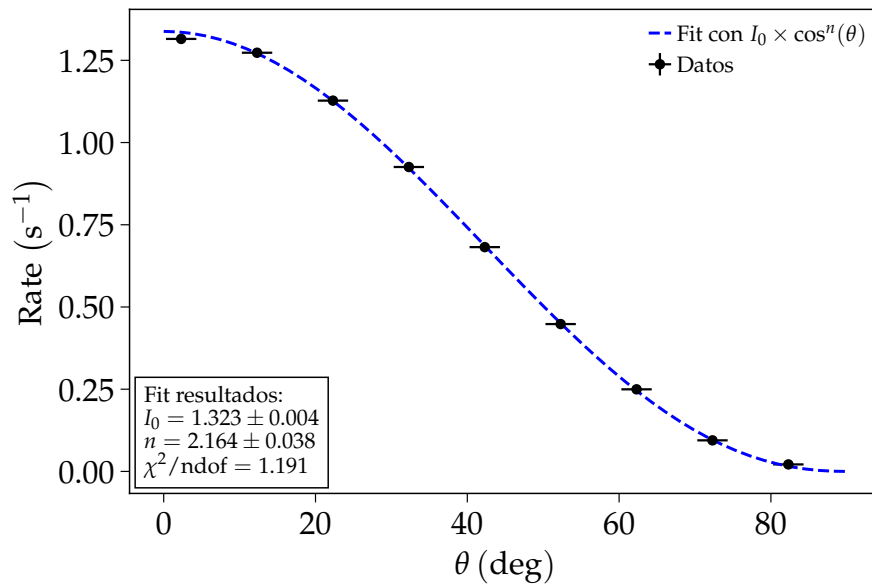


FIGURA 5.8: Medición del flujo cada 10° desde el cenit hasta el horizonte, esta medición fue realizada a 40 m.s.n.m en Buenos Aires y constituye la primera medición del flujo direccional en esta latitud. La forma funcional corresponde con la teoría y es debido a la convolución de efectos como la forma de la atmósfera, el flujo de muones y la morfología del detector.

grado ($\chi^2/\text{ndf} = 1,91$), para un exponente ligeramente mayor que 2 ($n = 2,164 \pm 0,038$).

Si integramos la distribución para un exponente entero aceptado de $n = 2,0$ con la función $I_0 \cos^2 \theta$ sobre el ángulo sólido cubierto por el hemisferio superior de la Tierra, podemos obtener la tasa de flujo de muones vertical, I_V :

$$I_V = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_0 \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\phi = \frac{2\pi}{3} I_0.$$

Por lo tanto, $I_V = 2,61 \pm 0,21 \text{ s}^{-1}$. Si en su lugar, integramos la distribución $I_0 \cos^n \theta$, con $n = 2,164$ obtenemos $I_V = 2,77 \pm 3,2 \text{ s}^{-1}$, donde el error citado corresponde a la incertidumbre propagada de n a I_V .

5.4. Medición con bloque de plomo a cielo abierto

Para realizar un test de detección, eficiencia y referencia del detector usamos un bloque de plomo de dimensiones ($20\text{cm} \times 20\text{cm} \times 10\text{cm}$) y una densidad conocida de $11,345\text{g}/\text{cm}^3$. Este bloque de plomo sirvió de material de control y prueba al ser conocidas sus propiedades. El bloque de plomo fue ubicado sobre el detector puesto en el primer plano. El detector estaba ubicado en posición vertical con una separación de 1 m entre paneles. La medición duró 168 horas, previamente se estuvo midiendo el fondo en la misma posición y durante el mismo tiempo. Lo anterior para poder usar el método de transmisión y así realizar una estimación de la variación del flujo.

El bloque de plomo opaca un área correspondiente al 16 % del área total efectiva del panel superior del detector. Dado que el detector estuvo en posición vertical y gracias al uso del método de transmisión presentado sabemos que al final la estimación es independiente de la aceptación y del ángulo cenital.

en acuerdo con simulaciones sabemos y esperamos medir un flujo menor al N dado que para el rango de energía de los muones, dimensiones y el espesor del plomo teníamos una estimación del flujo esperado.



FIGURA 5.9: A la izquierda foto del detector en posición vertical adquiriendo datos con un bloque de plomo de referencia encima del plano superior. Los paneles están separados 1 m entre ellos. A la derecha un diseño de la estructura con la misma posición indicando la ubicación del plomo, son 4 bloques rectangulares de plomo con una geometría total de ($20\text{cm} \times 20\text{cm} \times 10\text{cm}$).

La tasa de muones detectada con el flujo de bloque de plomo en Pb se dividió por la intensidad de detección obtenida por el flujo de medición de fondo. A continuación, se estimó la imagen de estimación de la atenuación de muones.

Adicionalmente se realizaron simulaciones vía Geant4 para dar soporte a las mediciones y estudiar el desempeño del detector. Los muones de menor energía del espectro de muones secundarios esperados son detenidos por el bloque de plomo, para verificar se estimó el límite usando Geant4. La simulación mostró un 15 % de atenuación, un 2 % comparado con el flujo medido, esto principalmente debido al flujo de la componente electromagnética no tenido en cuenta en la estimación.

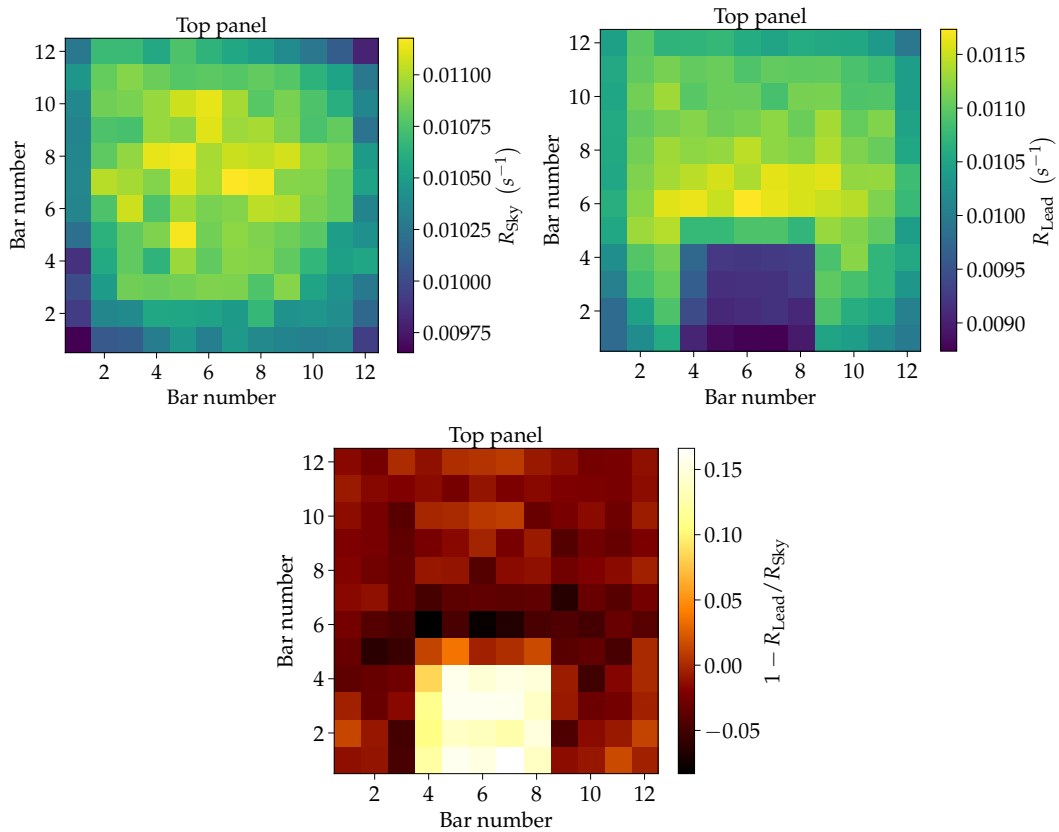


FIGURA 5.10: Mediciones de la atenuación del flujo de muones utilizando un ladrillo de plomo. Las figuras en el panel superior muestran la tasa medida en cielo abierto (figura izquierda) y con un ladrillo de plomo ubicado en la parte superior del telescopio (figura derecha). La figura en la parte inferior muestra la atenuación de la tasa medida en las dos configuraciones.

5.5. Medición de atenuación del edificio acelerador Tandar

Finalmente para realizar la prueba de concepto apuntamos el Muongrafo en dirección del edificio del acelerador Tandar, este edificio icónico es perfecto porque es vertical y no tiene obstáculos cercanos, por estas razones se procedió a realizar adquisiciones en 6 etapas, la idea principal es usar los métodos que aprendimos y mencionamos anteriormente, así se generó un modelo del fondo esperado, se presentó la aptitud del detector y se realizaron mediciones de una semana por posición. En la fig. 5.11 observamos el sistema de referencia donde el punto intermedio correspondió

a una observación del tandar a 50° del cenit. Esta observación fue pensada como un barrido horizontal en pasos de 30° azimutales.



FIGURA 5.11: A la izquierda una imagen del acelerador Tandar visto desde una imagen de Google Earth como referencia. A la derecha una imagen del detector ubicado frente al detector.



FIGURA 5.12: Posiciones del detector haciendo un barrido horizontal, cada posición estuvo adquiriendo durante una semana. En recuadro rojo, el campo de visión del detector.

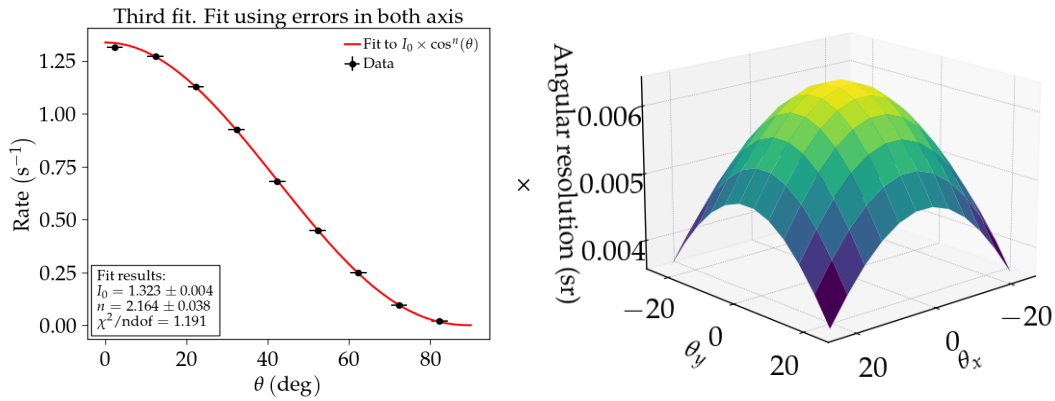


FIGURA 5.13: La convolución de la distribución angular del flujo de muones con la apetencia del detector nos permite tener un modelo del fondo esperado por el detector en la ubicación.

Luego de realizar una convolución con los métodos estudiados en los capítulos anteriores, el lujo direccional de muones característico para Buenos aires en la ubicación del edificio Tandar y la apetencia geométrica del detector, pudimos calcular un fondo sintético similar al medido. en la fig. 5.14 presentamos los dos fondos, el sintético de referencia y el medido para un ángulo de 50° teniendo como cero el cenit.

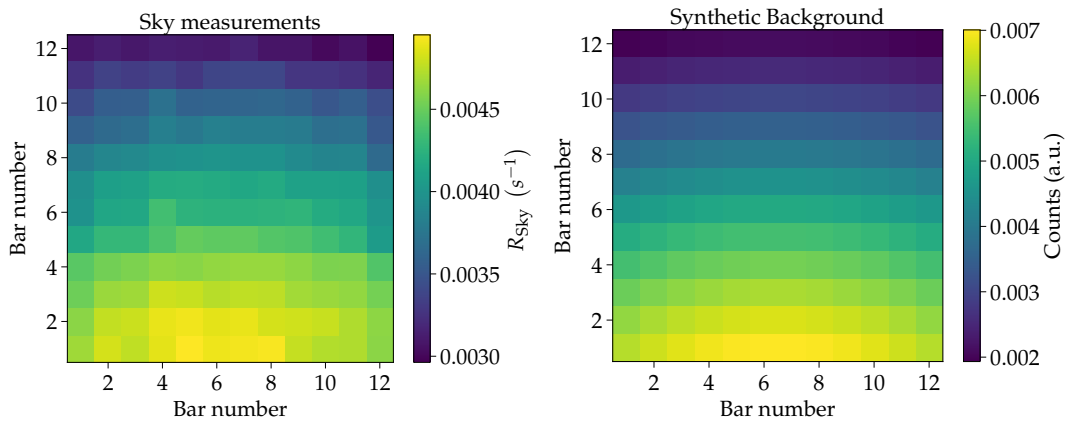


FIGURA 5.14: A la izquierda presentamos las medidas del fondo en la posición 1 a 60° de la referencia de 90° que sería el Tandar. A la derecha el fondo calculado para la misma ubicación.

Luego medidos en cada posición haciendo al barrido horizontal a modo de prueba de concepto obteniendo una imagen por cada ubicación, si se presenta. en la fig. 5.15 representamos usando un imagen integrada. Validando así que en la dirección del Tandar el flujo se ve atenuado y se puede contar píxel a píxel el flujo de muones.

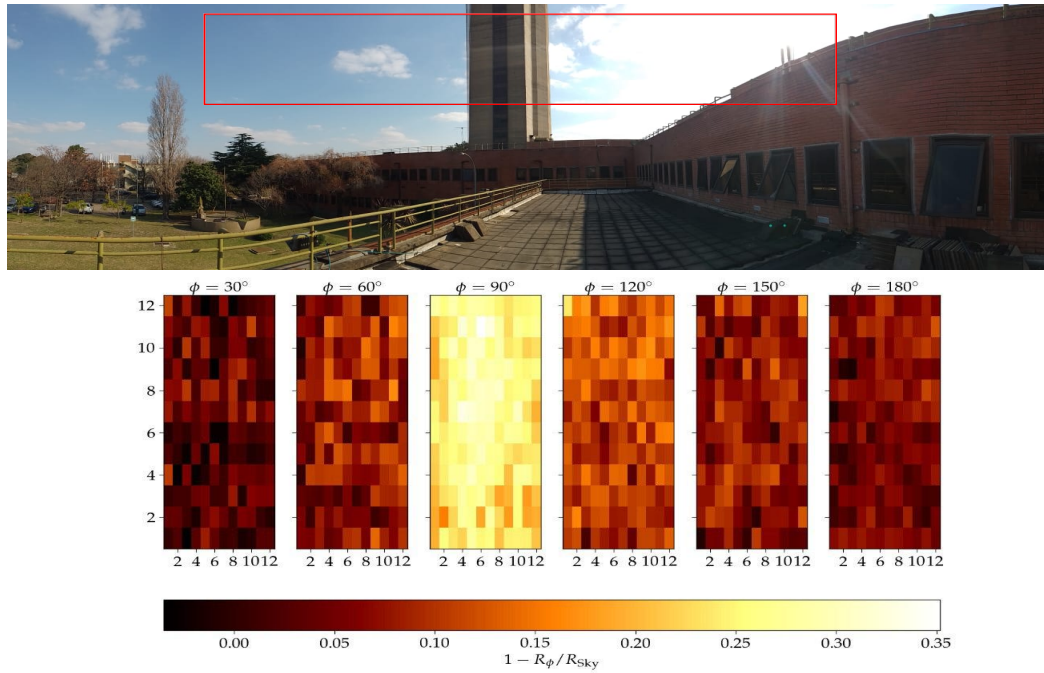


FIGURA 5.15: En esta imagen presentamos una referencia de la zona que se observo usando el Muongrafo y una suma de imágenes para referencia el barrido horizontal. en este caso la primera imagen a ángulo cero no se uso porque es la referencia de fondo para calibrar cada imagen, es decir la primera imagen de la izquierda es cero.

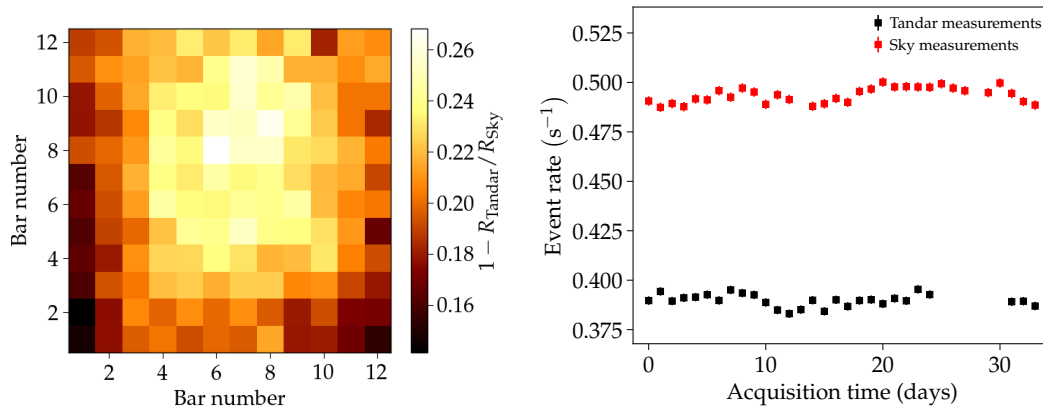


FIGURA 5.16: En la posición central, al medir frente al Tandar se puede diferenciar la estructura simétrica cilíndrica, la resolución del detector es baja, trabajo presenta un análisis preliminar basado únicamente en los conteos por píxel. A la derecha la diferencia de flujo frente al Tandar con respecto al fondo de referencia.

En la posición central, al medir frente al Tandar se puede diferenciar la estructura simétrica cilíndrica, la resolución del detector es baja y este trabajo presenta un análisis preliminar basado en los conteos por píxel sin embargo un análisis basado en direcciones angulares podría mejorar la revolución [18]. este análisis se propone para un siguiente trabajo que pueda continuar el desarrollo de las técnicas de Muongrafía en

la Argentina. El flujo de muones de fondo con respecto al flujo medido frente al edificio Tandar se presenta en la fig. 5.16 don de podemos ver una diferencia porcentual del 20 %.

Para poder realizar las imágenes la medida del flujo de muones no es suficiente, hay que realizar la técnica de transmisión que deriva en dividir el flujo antes del objeto y después del objeto, En este estudio, $I_0(\theta, \phi)$ fue medido directamente con el detector propuesto en un entorno de cielo abierto cerca del objeto objetivo. Este enfoque evita las complicaciones mencionadas anteriormente y simultáneamente tiene en cuenta las limitaciones del detector, como la aceptación angular y las condiciones de cada píxel por separado, es como normalizar cada uno.

Aquí denominamos esta estrategia como metodo de atenuacion o transmision como es conocido en la literatura. La distribución de la tasa de atenuación de muones en función de la dirección del muón incidente es utilizada para indicar la estructura interna de un objeto considerado. La tasa de atenuación de muones puede obtenerse a partir de la medición mediante la siguiente ecuación:

$$T(\theta, \phi) = 1 - \frac{I_k(\theta, \phi)}{I_0(\theta, \phi)}, \quad (5.5)$$

donde $I_k(\theta, \phi)$ se refiere a la intensidad de muones medida con el objeto objetivo y $I_0(\theta, \phi)$ denota la intensidad de muones sin el objeto. El índice k denota las condiciones experimentales, como cielo abierto, interiores o subterráneos. La distribución de la tasa de atenuación de muones, $D(\theta, \phi)$, varía con el espesor y la densidad. Por lo tanto, si la densidad es conocida o puede estimarse examinando el exterior del objeto, el perfil de la estructura dentro del objeto puede obtenerse a partir de la atenuación de los muones.

Para evaluar el perfil espacial, o mejor dicho el espesor de material atravesado $L(\theta, \phi)$ del objeto se procede a estimar a partir de la tasa de atenuación. Al considerar la energía de los muones, $E_{th}(L(\theta, \phi))$, que tienen el campo de visión $L(\theta, \phi)$ en un objeto objetivo de densidad conocida, como vimos en el capitulo de simulación la tasa de atenuación o función de transmisión, $T(\theta, \phi)$, se puede escribir como,

$$T(E_{th}, \theta, \phi) = \frac{\int_{E_{th}(L(\theta, \phi))}^{\infty} \Phi(E, \theta, \phi) dE}{\int_0^{\infty} \Phi(E, \theta, \phi) dE}, \quad (5.6)$$

donde $\Phi(E, \theta, \phi)$ representa el flujo de muones en una unidad de $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} (\text{MeV}/n)^{-1}$. $\Phi(E, \theta, \phi)$ está relacionado con $I_k(\theta, \phi)$ por la ecuación

$$I_k(\theta, \phi) = \int_{E_{th}(L(\theta, \phi))}^{\infty} \Phi(E, \theta, \phi) dE. \quad (5.7)$$

Por lo tanto, la tasa de atenuación $T(E_{th}, \theta, \phi)$ es comparable con la tasa de atenuación medida $T(\theta, \phi)$ en la Ecuación (2.3). Por lo tanto, la tasa de atenuación está relacionada con el espesor medio del objeto penetrado $L(\theta, \phi)$, en otras palabras, el rango del muon

en la materia del objeto objetivo, a través de la función de energía $E_{th}(L(\theta, \phi))$. La tasa de atenuación de los muones de rayos cósmicos $T(E_{th}, \theta, \phi)$ con una energía dada E_{th} , en la Ecuación (2.4), corresponde a la fracción del flujo integral de los muones de rayos cósmicos por debajo de E_{th} dividido por el flujo integral total. Un esquema es presentado en la fig. 5.17 donde tratamos de expresar la idea de lo que la técnica permite observar de manera no invasiva.

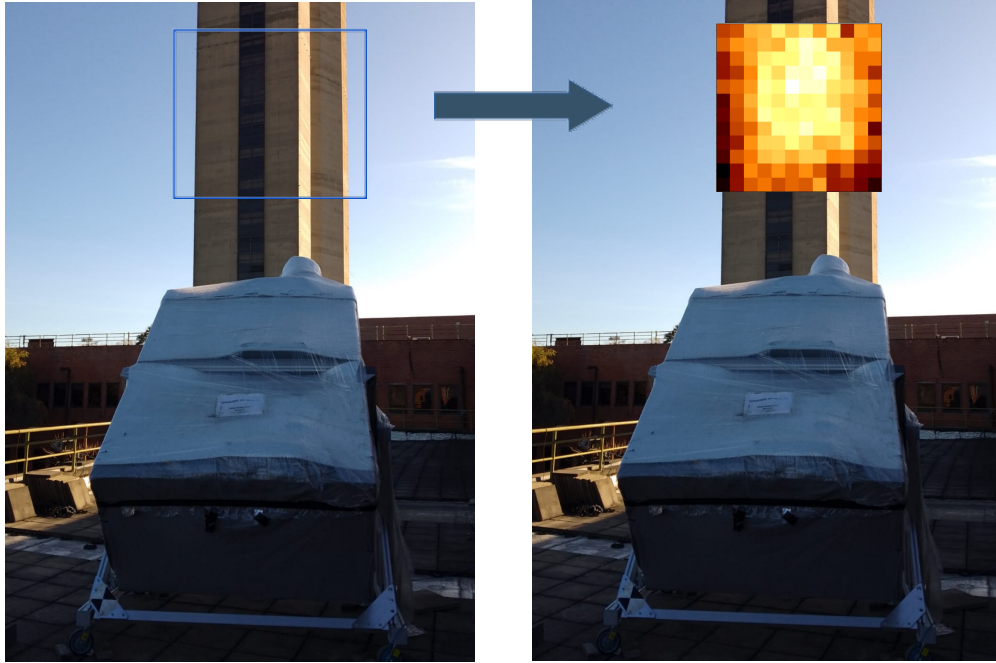


FIGURA 5.17: En las fotografías se presentan las distancias equivalentes que representa una imagen como esta donde cada píxel está en el objeto a escala de metros.

Finalmente, es importante recalcar que la técnica permite realizar análisis de imágenes más avanzadas con los datos, para esta investigación se sale el rango del trabajo que pretendió explorar e iniciar el desarrollo de la técnica en la región basándonos en el soporte de un grupo con experiencia en detectores de astropartículas y una institución como la CNEA que permitiera el desarrollo y colaboración con diversos grupos e investigadores.



FIGURA 5.18: Nada de esto hubiera sido posible sin ustedes – Gracias totales —

Capítulo 6

Aplicación en objetivos estratégicos

Como mencionamos en los capítulos anteriores la muongrafía puede ser de gran utilidad para estudiar el interior de objetos grandes y densos con distancias desde cm hasta kilómetros. Resumiendo, la muongrafía tiene varias aplicaciones importantes como en Arqueología, es este caso ha sido utilizada para explorar el interior de pirámides y otros monumentos antiguos sin necesidad de realizar excavaciones o modificaciones invasivas. En Geología por ejemplo se esta usando activamente en algunos países como Canadá, Finlandia, Francia o Italia con el propósito de realizar prospección geofísica buscando reservorios de minerales o gas.

Otro caso particular dentro de las geociencias es la vulcanología donde se ha realizado una extensa investigación en diferentes volcanes al rededor del mundo con, Se utiliza para estudiar la estructura interna de volcanes, sus variaciones morfológicas externas, monitorizar la actividad magmática e inclusive se ha llegado a a entrenar redes neuronales con el propósito de hacer seguimiento constante para alertas tempranas. En seguridad nuclear las investigaciones han determinado a posibilidad de inspeccionar el interior de reactores nucleares y otros contenedores de materiales radiactivos aprovechando las diferencias de masa atómica y numero atómico de los materiales o combustibles nucleares.

Finalmente se esta actualmente usando en ingeniería civil empleandose para evaluar la integridad de grandes estructuras artificiales como represas, puentes y edificios. Las anteriores aplicaciones fueron descritas en capítulos anteriores y nos dan una idea del potencial de la técnica actualmente. De manera particualr queremos mencionar dos aplicaciones que revisamos, visitamos con anterioridad y evaluamos como de gran potencial en la Argentina debido a las facilidades del instituto ITeDA y as colaboraciones con grupos dentro de la CNEA.

La primera es la posibilidad de instalar detectores fijos en diferentes ubicaciones alrededor de los volcanes Peteroa y Copahue, ambos con ascenso e inclusive con una estación de monitoreo permanente. La segunda es la instalación de un detector en una mina bajo tierra. Esto podría ser de gran utilidad para poder estudiar la respuesta del flujo direccional bajo las rocas en la cordillera de los Andes, hacer estos estudios representan un avance e impulso para el venidero laboratorio subterráneo ANDES o

inclusive presentar propuestas para realizar prospección de materiales con alto número atómico.

6.1. Aplicaciones en Geociencias

6.1.1. Muongrafía en Volcanes Andinos

Los volcanes y su estudio no invasivo es una de las posibilidades de la técnica, para esto primero se debe estudiar los posibles puntos de ubicación del detector y realizar un modelado directo. Con esto se tendrá información de las longitudes que deberán recorrer los muones dentro de una estructura geológica. Con estas longitudes se podría estimar los tiempos de adquisición. En este caso decidimos revisar volcanes andinos, en particular volcanes activos en la Argentina. Ubicamos dos y revisamos el material bibliográfico al respecto.

Los elegidos son el volcán Copahue y el volcán Peteroa, ambos en la frontera con Chile en los Andes Argentinos 6.2. El primero ya lo teníamos seleccionado como un posible candidato gracias a que presenta una extensa caldera donde se ubican dos lagunas, una de ellas con una represa natural (otro posible target) otra razón por la que pueden los elegimos como candidatos es que son considerados activos y además existe monitoreo continuo.

Como objetos de estudio, estos dos volcanes entran en la categoría de grandes estructuras, esto es así por sus dimensiones, su estructura de estrato-volcanes y los sistemas hidrotermales relacionados. Un tema de estudio en muongrafía es el modelado directo, esto es así porque el objetivo de la técnica es inferir la distribución de densidad del interior. Es similar a la radiografía que usa fotones ó a la neutrografía que permite estudiar el interior de diferentes objetos mediante un haz de neutrones.

Una de las principales diferencias con las técnicas mencionadas anteriormente es que el flujo de muones pueden tener gran energía cinética y además tienen carga, esta última propiedad presenta un problema cuando recorren grandes distancias en un material porque presentan dispersión. Gracias a que conocemos el momentum y su masa $\sim 0,10566 \text{ GeV}/c^2$ así se presenta una oportunidad para desarrollar una metodología para estimar y sustraer la dispersión. Esto requiere de simulaciones de interacción radiación-materia y del modelado del objeto de estudio.

Como ya mencionamos normalmente se usan códigos Geant4¹ con el propósito de hacer modelos de roca e integrarlos con modelos de rayos que pueden estimar las distancias recorridas en el objeto de estudio.

A continuación presento las reconstrucciones que realizamos suponiendo prototipos de $N_i \times N_j$ barras cruzadas. es decir en arreglos, de manera que se comporta como un telescopio de muones con dos planos separados una distancia z como se observa

¹Geant4, códigos desarrollados por el CERN, ver <https://geant4.web.cern.ch/>

en la figura 6.1. En este caso las proyecciones tienen en cuenta una mejor resolución angular para representar las dos posiciones o sitios candidato que refieren a posibles ubicaciones del detector a 700 m de distancia de los respectivos cráteres. Para los dos volcanes mencionados anteriormente, podemos ver la figura 6.3

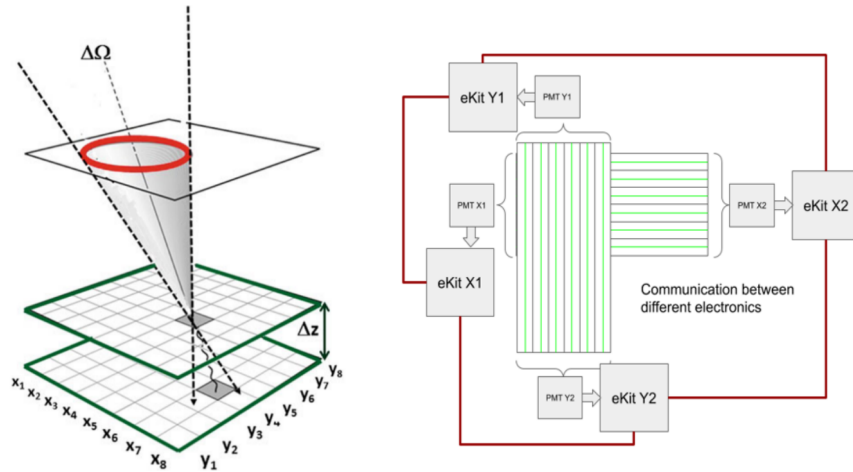


FIGURA 6.1: Izquierda: Modelo de dos planos donde cada píxel es equivalente en nuestro caso a un cruce de barras centelladoras. esta imagen fue tomada de (M. Spurio, 2015). Derecha: Observamos un diagrama que representa un subplano de nuestro prototipo inicial, en este caso esta presentado con doble detección sincrónica.

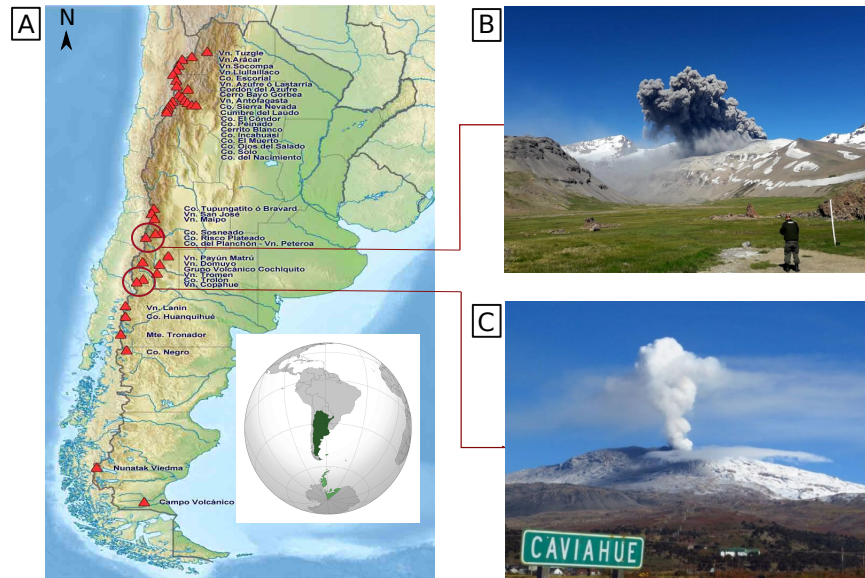


FIGURA 6.2: A la izquierda presentamos un mapa de referencia con los principales volcanes en Argentina. A la derecha en B. el volcán Peteroa ubicado cerca a la ciudad de Malargue en Mendoza, este volcán tiene monitoreo constante y tiene una estación permanente de la CNEA. A la derecha en C. el Volcán Copahue que representa diferentes oportunidades para su estudio debido a sus conocida actividad y estaciones activas. En ambos casos los volcanes son considerados activos y con una posible influencia social en caso de una fuerte erupción.

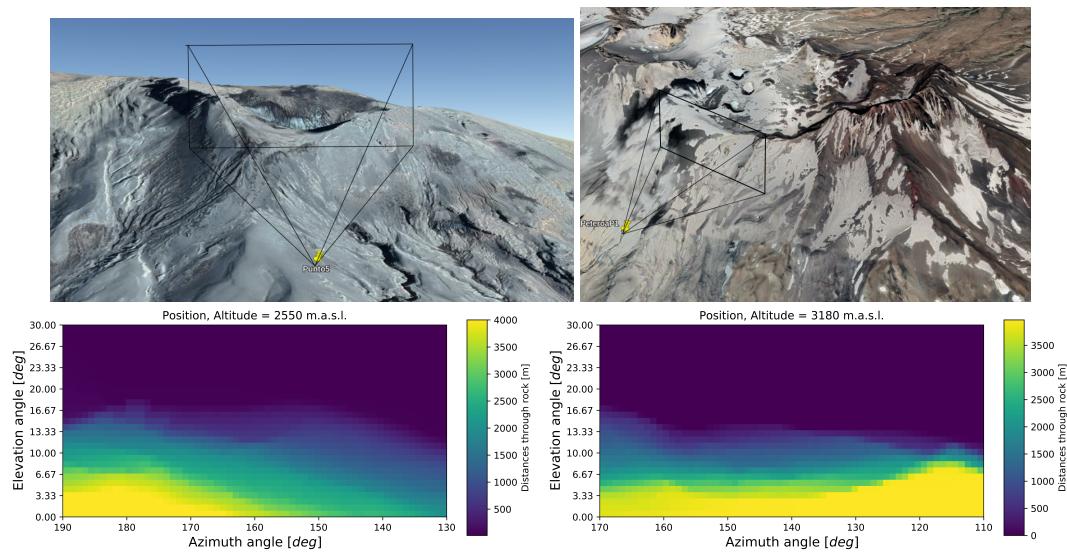


FIGURA 6.3: Izquierda: Aquí presentamos una reconstrucción para el Copahue a partir de un modelado de rayos donde cada rayo representa un muon atravesando la estructura (domo volcánico) en la reconstrucción se puede observar a la derecha las distancias recorridas en roca. Derecha: Observamos una imagen (derecha -arriba) y una reconstrucción para una ubicación cerca de la laguna craterica del Volcán Peteroa (derecha-abajo). En ambos casos no se tiene en cuenta los píxeles del arreglo detector ni la dispersión de los muones.

6.1.2. Muongrafía y métodos geofísicos convencionales

En este contexto podemos preguntarnos, ¿Reemplaza la muongrafía los métodos geofísicos tradicionales? No realmente, pero ciertamente puede ayudar y ser ventajosa cerca de la superficie. En primer lugar, hay que recordar que determinar la distribución de densidad dentro de las estructuras geológicas es de gran importancia en las ciencias de la Tierra. En particular, la actividad volcánica involucra varios fenómenos, como la compleja geometría de los conductos de gas o líquidos y, en algunos casos, los flujos de gas-líquido. La geometría del sistema de domo superior de un volcán activo es una característica clave para modelar los procesos que pueden conducir a una próxima fase de actividad.

De hecho, parámetros como la presión máxima sostenible en el conducto, la tasa de ascenso del magma, la fracción de volumen de gas y la tasa de flujo volumétrico están relacionados con la forma y el tamaño del conducto [35].

Esto implica que un conocimiento detallado de la estructura subterránea superficial es obligatorio para prever la ocurrencia de etapas peligrosas de actividad y, por lo tanto, podría ayudar a mitigar los riesgos volcánicos [100].

Para investigar la estructura subterránea de un volcán, se utilizan diferentes técnicas convencionales, las cuales son sensibles a las propiedades físicas de las rocas subterráneas (como las propiedades elásticas, eléctricas y la densidad). Pero, ¿son suficientes? Los enfoques sísmicos clásicos se basan en la inversión de datos de tiempo

de viaje de terremotos para obtener una imagen tridimensional de la estructura utilizando las velocidades de las ondas [101].

Sin embargo, tiene el problema de las múltiples reflexiones y, por lo tanto, un análisis complejo en el caso del domo volcánico. La interferometría de ruido ambiental también se está utilizando cada vez más para imaginar las estructuras volcánicas [102]

Este método se basa en el ruido sísmico ambiental excitado por fuentes superficiales como microseísmos oceánicos o perturbaciones atmosféricas, y se basa en el cálculo de las correlaciones cruzadas del ruido entre diferentes detectores.

La distribución subterránea y las propiedades eléctricas pueden visualizarse mediante resistividad eléctrica de corriente continua [103] o técnicas electromagnéticas de baja frecuencia, pero estas técnicas exhiben una rápida atenuación con la profundidad. Las mediciones de gravedad permiten calcular la anomalía de Bouguer, que refleja anomalías en la estructura de densidad subterránea [104]. Sin embargo, la corrección puede tener un error muy grande a profundidad.

Para estudios realizados a escalas locales, desde kilómetros hasta decímetros, los métodos gravimétricos clásicos siguen siendo el enfoque principal utilizado para recuperar la distribución de densidad debajo del suelo. A pesar de las mejoras vastas en los gravímetros, ya sean relativos o absolutos, el estudio de la gravedad sigue siendo una tarea larga, costosa y difícil, especialmente en volcanes y en topografías accidentadas [105]. Las fuertes heterogeneidades del medio producen una marcada dispersión/atenuación de la onda sísmica y pueden llevar a altos contrastes de resistividad/-densidad, lo que hace que la inversión de los datos sea altamente no lineal, además de la no unicidad que caracteriza el problema inverso en el método de gravimetría.

Incluso con las numerosas técnicas de escaneo mencionadas anteriormente, la obtención de imágenes de los volcanes sigue siendo un desafío, en parte porque las mediciones deben realizarse en zonas activas [105], lo que implica un alto nivel de riesgo. Además, en la mayoría de los casos, las técnicas de imagen geofísicas más establecidas no ofrecen la resolución espacial necesaria para caracterizar adecuadamente la parte superficial en la cima de un volcán.

Las áreas de cráter en volcanes activos están caracterizadas por la acumulación de materiales no consolidados de baja densidad, particularmente expuestos a la desestabilización debido a su baja resistencia y alto contenido de fluidos. La desestabilización de estos materiales vulnerables podría desencadenar más daños en las construcciones. Por esta razón, modelar la estructura de densidad de los domos de lava en el conducto afectado por una intensa alteración hidrotermal es de suma importancia, contribuyendo con información valiosa para la evaluación de riesgos.

Como se mencionó anteriormente, las evaluaciones de modelado directo y simulaciones indican que las áreas de cráter de los volcanes Copahue y Peteroa muestran una estructura de acuerdo con estas características [106, 107] y apropiada para aplicar esta metodología. Aquí, la muografía permite una exploración con mejor resolución espacial y menor ambigüedad, mejorando así el conocimiento sobre su estructura interna

y su comportamiento.

Ahora en Argentina podrían usarse desarrollos tecnológicos y prototipos locales, con un bajo costo, alrededor de < 10 Keuros/m², la implementación de los algoritmos de reconstrucción no es complicada, los muones pueden penetrar hasta 2000 m. Puede tener resoluciones de imagen de entre < 10 mrad hasta 0,1 mrad, por supuesto, dependiendo de la tecnología utilizada y otros parámetros como la distancia desde el detector al domo [108].

Esto representa una resolución espacial del orden de metros en el objeto (domo volcánico). Otro aspecto interesante es que el detector puede permanecer midiendo en el sitio (no se requiere monitoreo continuo). El tiempo de exposición es de varios meses para distancias entre 100 m y 1500 m y una densidad roca estándar $\rho = 2,65$ g/cm³. Además de la posibilidad de verificar los datos con otras técnicas, la muografía puede usarse como una técnica complementaria en la superficie. Finalmente, como se mencionó anteriormente, la muografía es una técnica no invasiva y no requiere fuentes adicionales de flujo de muones. Además, los muones son seguros, es una fuente natural, abundante y gratuita para usar.

6.2. Aplicaciones subterráneas

6.2.1. Exploración Geofísica

Durante el mes de octubre de 2021 se realizó una visita de campo, para así tener información real de objetivos de estudio o candidatos de estudio para la muografía. Para este caso en particular se visitó una mina. La minera Casposo se encuentra ubicada en el departamento de Calingasta en San Juan, en ella se desarrolla una minería metalífera enfocada en la extracción de oro, plata y otros metales derivados. La mina fue descubierta en 1998 y desde entonces se ha realizado exploración, pasando por fases de estudios, factibilidad técnico económica y estudios de impacto ambiental. En las fechas de la visita la mina estuvo funcionando al mínimo por razones relacionadas con la producción (tema confidencial) y la dificultad sanitaria luego del covid-19.

La visita técnica fue realizada en 2021 por personal de ITeDA incluyéndome. Durante la visita se realizó un reconocimiento de las instalaciones, contacto informativo con el gerente de Mina, se presentó la información sobre los objetivos científicos del grupo que en este caso es la detección de muones bajo tierra con el potencial de realizar muografía. Finalmente una visita guiada al interior de la mina hasta el último nivel permitido, fue aproximadamente 450 m de profundidad.

Ubicación estratégica

El emplazamiento minero está situado al borde oriental de la cordillera frontal en el departamento de Calingasta en la provincia de San Juan en la Argentina (ver Fig.

6.4), se encuentra a una altura comprendida entre 2300 msnm y 2400 msnm respectivamente con coordenadas (-31.211°,-69.698°) (Latitud, Longitud), esto es a 205 km de la ciudad de San Juan tomando la ruta 149 y a 28 km al noroeste de la Villa Calingasta donde el grupo visitante se hospedó. El grupo estuvo constituido por Rolando Calderón-Ardila, Alejandro Almela, Alvaro Taboada y Nicolas Leal, miembros del instituto ITeDA.

Para acceder a las instalaciones el grupo debió recorrer 15 km desde el hospedaje en Villa Calingasta hasta el campamento de los trabajadores en Villa Corral. Desde ahí el grupo fue transportado durante 20 km hasta las instalaciones de la mina (ver Fig. 6.5). Finalmente y durante toda la visita el grupo estuvo acompañado y supervisado por el gerente de mina y un geólogo de campo.



FIGURA 6.4: Ubicación de la mina con respecto al mapa de Argentina, esta al noroeste de Buenos Aires en la provincia de San Juan. La importancia de esta ubicación tiene que ver con la composición de las rocas de la cordillera y las oportunidades para la Muongrafía.

Posibles candidatos a estudio en una mina

Con base en las actividades y observación realizada durante la visita, creemos en que se podría tener tres posibles objetos de estudio. El primero comprende la veta del depósito Kamila paralelo al depósito Mercado (Oro) [109], que corresponde a la veta que esta siendo explotada, donde se puede ver la diferencia del tipo de roca (ver 6.6. El segundo objeto de estudio pueden ser los diques que en esta formación en particular se encuentran cercanos y no representan interés para la perforación pero si para la exploración.

Por último y no menos importante, es la posibilidad de realizar muongrafía a cielo abierto cerca a la primera fase de explotación de la mina, en esta primera fase se



FIGURA 6.5: Imagen de la mina, desde el ingreso al emplazamiento (garita de ingreso) hasta la entrada de mina. Sumando las diferentes locaciones en la imagen el emplazamiento tiene $\sim 2.2 \text{ km}^2$. Al fondo la pre-cordillera en sentido oeste.

realizo la explotación a cielo abierto extrayendo material en superficie, cerca a esa primera zona de excavación hay parte de la veta que aflora en superficie, ver Fig. 6.7. En nuestro caso puede representar una oportunidad de estudio si se llegara a llevar los detectores al sitio de campo.



FIGURA 6.6: Imagen a $\sim 400 \text{ m}$ de profundidad, donde se presenta una roca encajante con minerales de diferente densidad. Este tipo de minas tienen vetas con minerales compuestos por metales pesados. Normalmente la roca encajante con una densidad menor por esta razón es una oportunidad para usar la técnica de Muografía y determinar contrastes de densidad.



FIGURA 6.7: Dique que aflora en superficie. Esta señalado con líneas color verde, se estima que la veta tiene una densidad media mayor que la roca encajante ($\sim 8\%$ mas densa). Ubicar y realizar georreferenciación de las vetas de mineral de mayor densidad es propio de la prospección geofísica, otra oportunidad para la muongrafía en la región.

6.2.2. Laboratorios Subterráneos

Laboratorio subterráneo ANDES

El laboratorio ANDES es una propuesta dentro del tema de radiación cósmica y laboratorios subterráneos, en este contexto referimos a laboratorios instalados en ubicaciones bajo tierra (debajo de la superficie) con el propósito de aislar los experimentos instalados, así el flujo de muones se transforma o pasa de ser valiosa información en muongrafía a ser ruido en experimentos subterráneos.

Como discutimos en los capítulos anteriores a nivel del suelo llegan muchos muones con la capacidad de penetrar hasta 2 kilómetros en roca. Para estudiar diferentes fenómenos de frontera en física como la naturaleza de la materia oscura, la energía oscura o la masa de los neutrinos [110], se requiere tener experimentos con precisión y salas especialmente controladas y aisladas de radiación, así la comunidad científica está construyendo laboratorios subterráneos con el fin de protegerse de esa radiación cósmica.

Otra de las aplicaciones de nuestro detector es usarlo como veto de muones de manera que se pueda contar y reconstruir el flujo de muones direccional dentro del laboratorio ANDES, esto permitiría tener un dispositivo capaz de identificar los muones y vetarlos de las señales esperadas en diferentes experimentos subterráneos.

Estimación del fondo de radiación bajo superficie

Uno de los trabajos que revisamos es la estimación del flujo de muones en el sitio del laboratorio, para esto se usó Geant4 [56] a través de Meiga [55], así con la ayuda de dos estudiantes pasantes de laboratorio se estimó el flujo total mostrado en la fig. 6.8 usando una densidad de roca estándar, que es aproximadamente $2,65 \text{ g/cm}^3$, para esto se usó ARTI [86] y se estimó el flujo inicial, se avanzó un poco en el entendimiento del cómo y cuántos muones podrían llegar a la ubicación subterránea.

Ya se han realizado diferentes estimaciones [111], algunas semi-analíticas [112] como mencionamos antes en el capítulo 3, esta representa una estimación basada en montecarlo con un detalle sin precedentes para este tema.

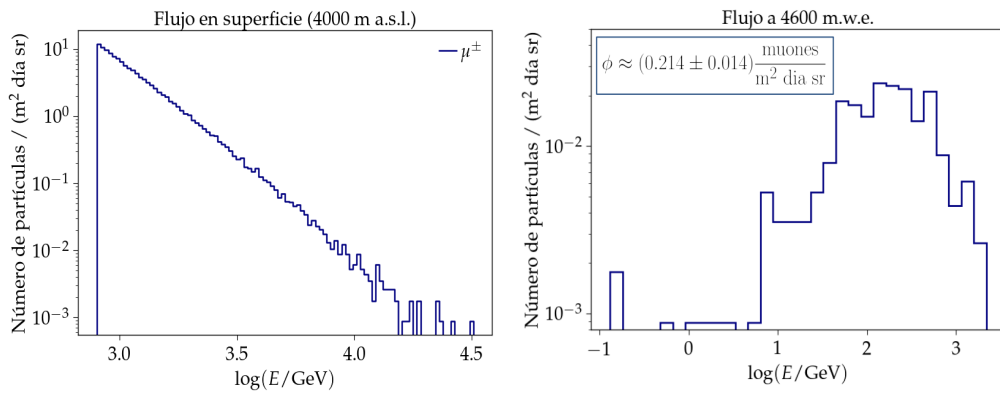


FIGURA 6.8: El laboratorio subterráneo ANDES estará ubicado a una profundidad de 1750 m (4600 m.w.e.) El flujo de muones atmosféricos es capaz de penetrar hasta kilómetros en roca, por esta razón es necesario desarrollar detectores que discriminen el fondo de muones de señales esperadas bajo tierra. A la izquierda el flujo antes de ser transportado por el espesor de roca. A la derecha un espectro de muones a la profundidad de ANDES.

El paso siguiente podría ser calcular el rate y distribución del flujo de muones y otras partículas inducidas por el flujo de muones en la ubicación del futuro laboratorio subterráneo ANDES, este tipo de investigaciones son recientes y con impacto [113].

Estas estimaciones se podrían llevar a cabo calculando la propagación de muones en roca y la simulación de la respuesta del detector veto de muones desarrollado en este trabajo doctoral. Además, se podrían realizar mediciones del flujo de muones en superficie y en profundidad (bajo tierra) utilizando el detector con el propósito de comparar y validar los modelos [114]. Al lograr este objetivo, se obtendría una comprensión más profunda del ambiente de radiación en la ubicación del laboratorio ANDES, lo que será crucial para el diseño y la operación segura de los experimentos futuros en el laboratorio.

Capítulo 7

Conclusiones y perspectivas

7.1. Conclusiones del trabajo

En este trabajo presentamos la radiografía de muones o muongrafía como una técnica efectiva y viable para la radiografía no destructiva de estructuras en escalas de centímetros a cientos de metros que inclusive podría usarse como posible aplicación a estudios atmosféricos. Durante el desarrollo de la formación doctoral se construyó, se testeó y puso en marcha un telescopio de muones modular multipixel usando planos formados por barras de centellador plástico configuradas como grillas perpendiculares x-y. Este arreglo fue integrando con la electrónica multicanal del proyecto AMIGA que fue modificada y adecuada para este propósito.

Se caracterizó y calibró la respuesta individual de los píxeles de los planos detectores basándonos en estudios teóricos y resultados previos sobre el flujo de muones en superficie. Se estudió la factibilidad de aplicación de esta técnica al estudio de materiales u objetos mas grandes como estructuras artificiales, esto se realizó gracias a la prueba de concepto y mediciones realizadas en el centro atómico constituyentes.

Se realizaron simulaciones computacionales y se implementó un entorno de simulación para calcular y caracterizar el flujo de partículas secundarias producidas en la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera basado en trabajos previos. Nos concentramos, en particular, en el flujo de muones, que luego fue útil para estudiar la respuesta del detector. Estas simulaciones incluyeron distintos factores sobre este flujo de muones como variaciones estacionales, atmosféricas, geográficas y solares al flujo de muones global.

Se destaca la medición del flujo direccional obteniendo un parámetro de $(n = 2,164 \pm 0,038)$ en coincidencia con las estimaciones. Creemos que la medición del flujo de muones como función del ángulo cenital puede mejorarse usando un blindaje extra para el flujo de electrones de alta energía. Este flujo aunque de orden menor puede influir en el conteo de eventos y deformar el perfil de la distribución ($f(\theta) = I_0 \cos^n \theta$). La medición del flujo direccional en buenos aires también aportó al modelo requerido para realizar simulaciones de monografías al menos en un entorno cercano. Al determinar los parámetros de la distribución se puede mejorar el modelo de datos

sinéticos usado para estudios densitométrico. Se resumieron y evaluaron los requisitos para construir un detector de muongrafía para la investigación, tales como una resolución angular, estabilidad a largo plazo, consumo de energía eléctrica y un sistema de monitoreo remoto. El detector debe tener al menos dos detectores de posición de muones para determinar la trayectoria y el flujo de muones. Dado que el detector fue un prototipo se medio con un tercer plano en coincidencia a modo de control y con propósito de mejorar la resolución. En el campo de las estructuras civiles la muongrafía tiene el potencial de estimar la variaciones de densidad causadas por la degradación o fracturas en el interior de la estructuras que en un caso particular se este estudiando.

7.2. Perspectivas a futuro

El desarrollo del detector durante el doctorado presenta una gran oportunidad para realizar investigaciones relacionadas con la detección del fondo de radiación en entornos de baja radiación como cuevas, minas o laboratorios subterráneos. Actualmente el proyecto ANDES esta por venir y representa una gran oportunidad para estudiar el fondo de radiación en su interior, determinar el flujo direccional con la mayor precisión requeriría desarrollar simulaciones computacionales avanzadas y robustas que permitan predecir el flujo de eventos no deseados en experimentos sensibles. Parte del trabajo como los detectores y las herramientas para desarrollar un trabajo así son el resultado de este trabajo, por ende la perspectiva a futuro en este campo representa un gran avance.

Estos proyectos requieren detectores instalados en laboratorios especiales y con un fondo de radiación mínimo. Investigaciones como estas son llamadas física experimental subterránea y parte de estas investigaciones tiene por objeto la medición y caracterización del fondo en entornos que requieren fondos de radiación extremadamente bajos debido a que los experimentos que se instalan son extremadamente sensibles. Este es el caso de la detección de neutrinos provenientes de supernovas, partículas de materia oscura (candidatos), desintegraciones beta dobles, etc. Las instalaciones subterráneas existentes se encuentran en su mayoría en el hemisferio norte. Cada laboratorio tiene sus características y líneas de investigación especiales. A modo de ejemplo. La investigación básica relacionada con la materia oscura y las propiedades de los neutrinos apunta a cuestiones básicas como la composición y estructura del Universo, la naturaleza del neutrino y la evolución de la materia en condiciones estelares extremas.

En términos de transferencia tecnológica entendemos que el futuro son los desarrollos de detectores híbridos para ser usados en aplicaciones de la muongrafía, como por ejemplo realizar detección conjunta con otras partículas como electrones, gammas o neutrones. Otro tema es la realización de mediciones simultaneas usando muongrafía con otras técnicas de prospección geofísica. Todo lo anterior aplicado a estructuras

civiles, estructuras naturales, medición bajo tierra, e inclusive nuevas tecnologías en física médica.

Otra perspectiva para el siguiente paso del desarrollo a un futuro cercano es el uso de técnicas de IA como Aprendizaje automático ML (Machine Learning) de su nombre en Inglés, en el desarrollo de algoritmos que permitan medir en menos tiempo, esto se puede realizar generando datos sintéticos que luego podrían alimentar los datos reales ayudando a realizar reconstrucciones mas rápidamente. esto quiere decir que para cada adquisición se requeriría menos tiempo de exposición mejorando los tiempos de análisis y obtención de resultados permitiendo así una toma de decisiones mas efectiva.

Apéndice A

Formación durante el doctorado

A.1. Cursos y escuelas de Postgrado

A.1.1. Materias cursadas

Nombre de la Materia: **Técnicas en Detección de Partículas** (2018)
 Lugar: Centro Atomico Constituyentes, Instituto SABATO
 Docente responsable: Prof. Hernán Asorey

Nombre de la Materia: **Física de Astropartículas** (2019)
 Lugar: Centro Atomico Constituyentes, Instituto SABATO
 Docente responsable: Prof. Hernán Asorey

Nombre de la Materia: **Física Nuclear** (2020)
 Lugar: Centro Atomico Constituyentes, Instituto SABATO
 Docente responsable: Prof. Andres Arazi & Prof. Norberto Scoccola

Nombre de la Materia: **Técnicas Neutrónicas Aplicadas (ETNA)** (2019)
 Lugar: Centro Atomico Constituyentes, Instituto de Tecnología Nuclear Dan Beninson
 Docente responsable: Prof. Florencia Cantargi

Nombre de la Materia: **Diseño Digital Avanzado** (2023)
 Lugar: Universidad de Córdoba y Fundación Fulgor (Virtual)
 Docente responsable: Prof. Dr. Ing. Ariel Pola

A.1.2. Participación en escuelas especializadas

Giambiagi Winter School 2018
 32 horas de Clase.
 Del 30 de Julio al 3 de Agosto en la Universidad de Buenos Aires, Argentina

- International School on Astroparticle Physics (ISAPP)** 2019
56 horas de Clase.
Del 1 al 9 de Marzo en el Observatorio Pierre Auger, Argentina Para ver los temas estudiados, se puede revisar la pagina de ISAPP, [ISAPP2019](#).
- CERN – Latin-American School of High-Energy Physics** 2019
90 horas de clase y 9 horas de discusión.
Del 13 al 26 de Marzo en Villa General Belgrano, Argentina
Para ver los temas estudiados, se puede revisar la pagina del CERN, [HEP2019](#).
- Escuela de Técnicas Neutrónicas Aplicadas (ETNA)** 2019
Del 30 de Septiembre y el 11 de Octubre.
Organizada por el Instituto de Tecnología Nuclear Dan Beninson (IDB) & el Laboratorio Argentino de Haces de Neutrones (LAHN), en el Centro Atómico Constituyentes, Buenos Aires, Argentina. Esta escuela tuvo exámenes y un final integrador. Aprobada (9/10).
- PHITS training course** 2020
Del 5 al 11 de Marzo.
Curso de entrenamiento en el uso de los códigos de monte-carlo, Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS). Organizada por Japan Atomic Energy Agency (JAEA) y la CNEA, en el Centro Atómico Constituyentes, Buenos Aires, Argentina.
- ROSES Summer School** 2020
Del 18 Junio hasta el 1 Septiembre (Actividad semanal).
Escuela de métodos geofísicos (Sismología, GeoMap y Métodos de Inversión). Organizado por la American Geophysical Union (AGU).
- Data Assimilation and Inverse Problems in Geophysical Sciences** 2021
Del 18 al 29 de Octubre.
Workshop organizado por el International Centre for Theoretical Physics (ICTP) en colaboración con la International Atomic Energy Agency (IAEA) y la International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG), se desarrollo en Trieste Italia.
- International School of Cosmic-Ray Astrophysics (ISCRA)** 2022
Del 30 Julio al 7 de Agosto.
La fundación -ETTORE MAJORANA- para el avance de la ciencia con sede en Italia organiza cada 2 ó 3 años la escuela internacional -MAURICE M.SHAPIRO-. Esta escuela es considerada la de mayor reputación en el campo de las Astropartículas. Este año el tema fue: (From cosmic particles to gravity waves: now and to come). Participe como asistente (presencial) y además presente el proyecto en el que trabajamos en la

sección de posters de la escuela. Fui uno de los becados (FULL SCHOLARSHIP) de la escuela.

PHITS Advanced Course

2023

Del 6 al 10 de Noviembre.

Curso avanzado en el uso de los códigos de monte-carlo, Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS). Organizada por Japan Atomic Energy Agency (JAEA) y la CNEA, en el Centro Atómico Constituyentes, Buenos Aires, Argentina.

A.2. Participación en Eventos científicos

A.2.1. Congresos, Encuentros y Talleres

103 Reunión de la Asociación Física Argentina (RAFA)

2018

Del 17 al 21 de Septiembre en la Universidad de Buenos Aires, Argentina. Presentación oral, titulada: Aplicación de la Muongrafía al estudio de estructuras de importancia estratégica.

First International ANDES-GEO Workshop

2018

Del 14 al 16 de Noviembre en San Juan, Argentina.

Primer encuentro internacional sobre geofísica en el marco del proyecto del laboratorio subterráneo ANDES (Agua Negra Deep Experiment Site).

LAGO Meeting

2019

Del 28 de Octubre al 1 de Noviembre.

XI Latin American Giant Observatory (LAGO) Workshop y la "VII School: "The Physics of LAGO" que se llevó a cabo en el Centro Atómico Constituyentes, Buenos Aires, Argentina.

ALVO

2020

Del 22 al 26 de Marzo.

Primer congreso de la Asociación Latinoamericana de Vulcanología (ALVO), se llevo a cabo de manera Online y fue soportado por ALVO en la Universidad Católica del Norte, Antofagasta, Chile.

CORSIKA Workshop

2020

Del 22 al 25 de Junio.

Cosmic Rays Simulation Workshop, estuvo organizado por el Max Planck Institute for Nuclear Physics (MPIK) y el Karlsruhe Institute of Technology (KIT) en Alemania, fue

virtual.

Jornadas de Investigación -UTN-

2020

Del 5 al 9 de Octubre.

Jornadas de intercambio y difusión de los avances y resultados de investigaciones de los doctorandos en ingeniería y ciencias afines. Organizado por la Universidad Tecnológica Nacional, Argentina, fue virtual.

XV Encuentro ICES

2020

Del 23 al 25 de Noviembre.

XV Encuentro del Centro Internacional de Ciencias de la Tierra (ICES), fue organizado por la Universidad Nacional de Cuyo, la Universidad Tecnología Nacional y la Comisión Nacional de Energía Atómica. Fue virtual.

Jornadas UNCUIYO

2020

Del 25 al 27 de Noviembre

XXVI Jornadas de Investigación: "Avances y desafíos de la ciencia en pandemia", parte de la Secretaría de Investigación, Internacionales y Posgrado, organizado por la Universidad Nacional de Cuyo, fue virtual.

AGU Fall meeting

2020

Del 1 al 17 de Diciembre.

Reunión de Otoño de la American Geophysical Union (AGU), evento organizado y soportado por la AGU, con locación en Estados Unidos, trato sobre técnicas y los últimos avances en las ciencias de la tierra y el espacio. Fue virtual.

GeoPython-2021

2021

Del 10 al 14 de Mayo.

Taller organizado por Fluxgate Technologies NG, en Reino Unido (U.K). Estuvo enfocado al uso de técnicas de Machine Learning en Geociencias usando el lenguaje de programación Python. Fue virtual.

ICRC 2021

2021

Del 12 al 23 de Julio.

la mas importante Conferencia internacional sobre Astropartículas. Fue organizada por la IUPAP (International Union of Pure and Applied Physics), en Berlín (Alemania). Esta conferencia es la mas importante del mundo en el área de estudio de los rayos cósmicos y temas afines. Fue virtual.

XVI Encuentro ICES

2021

Del 16 al 19 de Noviembre.

XVI Encuentro del Centro Internacional de Ciencias de la Tierra (ICES), Es organizado por la Universidad Nacional de Cuyo, la Universidad Tecnología Nacional y la Comisión Nacional de Energía Atómica. Participaremos en modalidad de ponencia. Será virtual.

Muography 2021

2021

Del 24 al 26 de Noviembre.

Primer Conferencia y taller internacional sobre Muongrafía. Fue organizada por la comunidad internacional dedicada a este tema dentro de la colaboración internacional Muographers. Se desarrollo en Ghent, Bélgica en modalidad híbrida, presencial y virtual. Participamos en modalidad virtual.

A.3. Posters, proceedings y Papers relacionados con el trabajo

A continuación compartimos una lista de los trabajos presentados en eventos y papers en los que trabaje como parte de mi trabajo Doctoral.

Posters

Evento: Congreso de la Asociación Latinoamericana de Vulcanología

Título: Estudio experimental para la mejora de la resolución espacial en telescopios de muones basados en centelladores plásticos para aplicaciones en Geofísica.

Autores: R. Calderón-Ardila, H. Asorey, A. Almela, A. Sedoski, D. Melo, L. Ferreyro, A. Fuster, M. R. Hampel, H. Medina, C. Varela, A. Vesga-Ramírez, M. Gómez-Berisso

Fecha: Del 22 al 26 de Marzo de 2020 en Antofagasta, Chile. (Virtual)

Evento: Congreso de la Asociación Latinoamericana de Vulcanología

Título: Inversion Geofisica a partir de datos de Muongrafía Volcánica.

Autores: A. Vesga-Ramírez, J.D. Sanabria-Gómez, L.A. Núñez, D. Sierra-Porta, L. Arana-Salinas, R. Calderón-Ardila & H. Asorey.

Fecha: Del 22 al 26 de Marzo de 2020 en Antofagasta, Chile. (Virtual)

Evento: AGU fall Meeting

Título: Muography Applications in Argentina.

Autores: R. Calderón-Ardila, A. Vesga-Ramírez, C. Pérez Bertoulli, A. Almela, C. Sarmiento-Cano, A. Taboada, A. Sedoski, C. Varela, M. Gómez, M. Gómez-Berisso & H. Asorey.

Fecha: Del 1 al 17 de Diciembre de 2020 en Estados Unidos. (Virtual)

Evento: Muography 2021

Título: Development of Mudulus, a muography detector based on double-synchronized

electronics for geophysical application.

Autores: R. Calderón-Ardila, H. Asorey, A. Almela, A. Sedoski, C. Varela, M. Gómez-Berisso, N. Leal.

Fecha: Del 24 al 26 de Noviembre de 2021 en Ghent, Bélgica.

Poster: [CERN/Muography2021/RolandoCalderon-Ardila](https://cern.ch/Muography2021/RolandoCalderon-Ardila)

Evento: Escuela ISCRA -MAURICE M.SHAPIRO-

Titulo: Development of a Muon Telescope for Underground Measurements of the Directional Muon Flux.

Autores: R. Calderón-Ardila, A. Taboada, A. Almela, A. Sedoski, C. Varela, N. Leal, H. Asorey.

Fecha: Del 30 de Julio al 7 de Agosto de 2022 en ERICE, Italia.

Poster: <http://www.cosmicrayastrophysics.org/>

Presentación Oral (Charlas)

Evento: XI Latin American Giant Observatory (LAGO) Workshop

Titulo: Estimation of the flux of cosmic rays to measured by the Water Cherenkov Detectors of the LAGO Array.

Autores: H. Asorey, R. Calderón-Ardila, A. Jaimes-Motta, C. Sarmiento-Cano, M. Suárez-Durán, A. Vásquez-Ramírez.

Fecha: Del 28 de Octubre al 1 de Noviembre de 2019 en el Centro Atómico Constituyentes, Buenos Aires, Argentina.

Evento: 5º Jornadas de Doctorandos UTN

Titulo: Técnicas de Muongrafía para Estudios Densitométricos de Objetos de Importancia Estratégica.

Autores: R. Calderón-Ardila.

Fecha: 6 y 7 de octubre de 2020. Universidad Tecnológica Nacional. (Virtual)

Evento: 15º Encuentro Internacional de Ciencias de la Tierra

Titulo: La Técnica de Muongrafía y su Aplicación al Estudio de Volcanes

Autores: R. Calderón-Ardila, H. Asorey, A. Almela, M. Gómez-Berisso & A. Vesga-Ramírez.

Fecha: Del 23 al 25 de Noviembre de 2020. E-ICES 2020 (Virtual)

Evento: XXVI Jornadas de Investigación UNCUIYO

Titulo: Muongrafía de Grandes Estructuras

Autores: R. Calderón-Ardila, M. Gómez-Berisso, H. Asorey, A. Almela & H. Arnaldi

Fecha: 26 y 27 de Noviembre, 2020, Universidad Nacional de Cuyo. (Virtual)

Evento: 16° Encuentro Internacional de Ciencias de la Tierra

Título: Desarrollo de Detectores de Muones modulares para Aplicaciones en Geofísica

Autores: R. Calderón-Ardila, H. Asorey, A. Almela.

Fecha: Del 16 al 19 de Noviembre de 2021. E-ICES 2021 (Virtual)

Cronograma: <https://www.uncuyo.edu.ar/ices/encuentro-e-ices-16>

Proceedings

Proceeding: Proceeding of Science (PoS)

Evento: 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)

Título: Modeling the LAGO's detectors response to secondary particles at ground level from the Antarctic to Mexico

Autores: R. Calderón-Ardila, C. Sarmiento-cano, M. Suárez-Durán, A. Vásquez-Ramírez, A. Jaimes-Motta, J. Peña-Rodríguez.

Fecha: Del 24 de Julio al 24 de Agosto de 2019 en Madison, Wisconsin, U.S.A.

Proceeding: AJEA No5

Evento: Jornada de Intercambio y Difusión de los Resultados de Investigaciones de los Doctorandos en Ingeniería

Título: Desarrollo de Técnicas de Muongrafía para Estudios Densitométricos de Objetos de Importancia Estratégica.

Autores: R. Calderón-Ardila, H. Asorey, A. Almela.

DOI: [10.33414/ajea.5.758.2020](https://doi.org/10.33414/ajea.5.758.2020), Publicado: 2020-10-05

Proceeding: Earth and Space Science Open Archive (ESSOAr)

Evento: AGU fall Meeting 2020

Título: Muography Applications in Argentina.

Autores: R. Calderón-Ardila, A. Vesga-Ramírez, C. Pérez Bertoulli, A. Almela, C. Sarmiento-Cano, A. Taboada, A. Sedoski, C. Varela, M. Gómez, M. Gómez-Berisso & H. Asorey.

DOI: [10.1002/essoar.10506236.1](https://doi.org/10.1002/essoar.10506236.1), Publicado: 2021-02-16

Proceeding: Proceedings of Science (PoS)

Evento: 37th International Cosmic Ray Conference (ICRC2021)

Título: Muography for the Colombian Volcanoes.

Autores: R. de Leon-Barrios, J. Peña-Rodríguez, J. Sanabria-Gómez, A. Vásquez-Ramírez, R. Calderón-Ardila, C. Sarmiento-Cano, A. Vesga-Ramírez, D. Sierra-Porta, M. Suárez-Durán, H. Asorey and L.A. Nunez.

DOI: [10.22323/1.395.0280](https://doi.org/10.22323/1.395.0280) , Publicado: 2021-08-01

Papers

Journal: Journal of Instrumentation (JINST)
Editorial: IOP Science
Titulo: Simulated response of MuTe, a hybrid Muon Telescope
Autores: A. Vásquez-Ramírez, M. Suárez-Durán, A. Jaimes-Motta, R. Calderón-Ardila, J. Peña-Rodríguez, J. Sánchez-Villafrades, J.D. Sanabria-Gómez, H. Asorey and L.A. Núñez
DOI: [10.1088/1748-0221/15/08/P08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/08/P08004)

Journal: Journal of South American Earth Sciences (SAMES)
Editorial: ELSEVIER
Titulo: Simulated Annealing for Volcano Muography
Autores: A. Vesga-Ramírez, J.D. Sanabria-Gómez, D. Sierra-Porta, R. Arana-Salinas, H. Asorey, V.A Kudryavtsev, R. Calderón-Ardila and L.A. Núñez
DOI: [10.1016/j.jsames.2021.103248](https://doi.org/10.1016/j.jsames.2021.103248)

Journal: Journal of Instrumentation (JINST)
Editorial: IOP Science
Titulo: Study of Spatial Resolution of Muon Hodoscopes for Muography Applications in Geophysics
Autores: R. Calderón-Ardila, A. Almela, M. Gómez-Berisso, A. Sedoski, C. Varela, A. Vesga-Ramírez and H. Asorey
Estado: Enviado, en revisión.
Primera versión: [arXiv.org/physics/2006.03165](https://arxiv.org/physics/2006.03165)

Journal: Journal of Advanced Instrumentation in Science (JAIS)
Editorial: Andromeda Publisher
Titulo: Development of Mudulus: A Muography Detector Based on Double-Synchronized Electronics for Geophysical Applications
Autores: R. Calderón-Ardila, H. Asorey, A. Almela, A. Sedoski, C. Varela, M. Gómez-Berisso, N. Leal.
Publicado: 2022-05-23
DOI: <https://doi.org/10.31526/jais.2022.300>

Journal: Journal of Advanced Instrumentation in Science (JAIS)
Editorial: Andromeda Publisher
Titulo: Muography in Colombia: Simulation Framework, Instrumentation, and Data

Analysis

Autores: J. Peña-Rodriguez, et al.

Publicado: 2022-06-03

DOI: <https://doi.org/10.31526/jais.2022.271>

Journal: European Journal of Physics C

Editorial: Springer

Titulo: The ARTI Framework: Cosmic Rays Atmospheric Background Simulations.

Autores: C. Sarmiento-Cano, M. Suárez-Durán, R. Calderón-Ardila, A. Vásquez-Ramírez,

A. Jaimes-Motta, S. Dasso, I. Sidelnik, L. A. Núñez and H. Asorey

Información: Eur. Phys. J. C 82, 1019 (2022).

Versión final: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10883-z>

Journal: Journal of Instrumentation (JINST)

Editorial: IOP Science

Titulo: Design and performance of a directional cosmic-ray muon detector for multi-purpose applications

Autores: R. Calderón-Ardila, A. Taboada, N. Leal, A. Almela, A. Sedoski, H. Hampel,

C. Varela, G. De-Innocenti, D. Gorbeña and H. Asorey

Estado: en proceso de redacción.

Bibliografía

- [1] Hiroyuki KM Tanaka y col. «Muography». En: *Nature Reviews Methods Primers* 3.1 (2023), pág. 88.
- [2] Sébastien Procureur y col. «3D imaging of a nuclear reactor using muography measurements». En: *Science Advances* 9.5 (2023).
- [3] EP George. «Cosmic rays measure overburden of tunnel». En: *Commonwealth Engineer* 455 (1955).
- [4] J Burkhard y col. «Search for hidden chambers in the pyramids». En: *Science* 167 (1970), págs. 832-839.
- [5] H Fujii y col. «Performance of a remotely located muon radiography system to identify the inner structure of a nuclear plant». En: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2013.7 (2013).
- [6] HKM Tanaka y H Muraoka. «Interpreting muon radiographic data in a fault zone: possible application to geothermal reservoir detection and monitoring». En: *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems* 2.1 (2013), págs. 145-150.
- [7] V A Kudryavtsev y col. «Monitoring subsurface CO₂ emplacement and security of storage using muon tomography». En: *International journal of greenhouse gas control* 11 (2012), págs. 21-24.
- [8] K Nagamine y col. «Probing the inner structure of blast furnaces by cosmic-ray muon radiography». En: *Proceedings of the Japan Academy, Series B* 81.7 (2005), págs. 257-260.
- [9] H. Tanaka y col. «Cosmic muon imaging of hidden seismic fault zones: Rainwater permeation into the mechanical fractured zones in Itoigawa–Shizuoka Tectonic Line, Japan». En: *Earth and Planetary Science Letters* 306.3 (2011), págs. 156-162.
- [10] K Nagamine y col. «Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 356.2-3 (1995), págs. 585-595.
- [11] H Tanaka y col. «Development of the cosmic-ray muon detection system for probing internal-structure of a volcano». En: *Hyperfine interactions* 138.1 (2001), págs. 521-526.

- [12] HKM Tanaka y col. «Development of an emulsion imaging system for cosmic-ray muon radiography to explore the internal structure of a volcano, Mt. Asama». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 575.3 (2007), págs. 489-497.
- [13] H. Tanaka y col. «High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan». En: *Earth and Planetary Science Letters* 263.1 (2007), págs. 104-113.
- [14] H. Tanaka y col. «Radiographic imaging below a volcanic crater floor with cosmic-ray muons». En: *American Journal of Science* 308.7 (2008), págs. 843-850.
- [15] H KM Tanaka y col. «Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan». En: *Geophysical Research Letters* 36.1 (2009).
- [16] H KM Tanaka e I Yokoyama. «Muon radiography and deformation analysis of the lava dome formed by the 1944 eruption of Usu, Hokkaido—Contact between high-energy physics and volcano physics—». En: *Proceedings of the Japan Academy, Series B* 84.4 (2008), págs. 107-116.
- [17] C Cârloganu. «Density imaging of volcanoes with atmospheric muons using GRPCs». En: *International Europhysics Conference on High Energy Physics-HEP 2011*. 2011, 5-p.
- [18] N. Lesparre y col. «Density muon radiography of La Soufriere of Guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data». En: *Geophysical Journal International* 190.2 (2012), págs. 1008-1019.
- [19] D Gibert y col. «Experimental detection of upward going cosmic particles and consequences for correction of density radiography of volcanoes». En: *Geophys. J. Int* 1 (), pág. 10.
- [20] D Carbone y col. «An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy)». En: *Geophysical Journal International* 196.2 (2013), págs. 633-643.
- [21] C Carloganu y col. «Towards a muon radiography of the Puy de Dôme». En: *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems* 2 (2013), págs. 55-60.
- [22] A Portal y col. «Inner structure of the Puy de Dôme volcano: cross-comparison of geophysical models (ERT, gravimetry, muon imaging)». En: *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems* 2 (2013), págs. 47-54.
- [23] HKM Tanaka y col. «Imaging the conduit size of the dome with cosmic-ray muons: The structure beneath Showa-Shinzan Lava Dome, Japan». En: *Geophysical Research Letters* 34.22 (2007).

- [24] HKM Tanaka y col. «Radiographic measurements of the internal structure of Mt. West Iwate with near-horizontal cosmic-ray muons and future developments». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 555.1 (2005), págs. 164-172.
- [25] R Nishiyama y col. «Integrated processing of muon radiography and gravity anomaly data toward the realization of high-resolution 3-D density structural analysis of volcanoes: Case study of Showa-Shinzan lava dome, Usu, Japan». En: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 119.1 (2014), págs. 699-710.
- [26] S Okubo y HKM Tanaka. «Imaging the density profile of a volcano interior with cosmic-ray muon radiography combined with classical gravimetry». En: *Measurement Science and Technology* 23.4 (2012), pág. 042001.
- [27] H KM Tanaka. «Subsurface density mapping of the earth with cosmic ray muons». En: *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements* 243 (2013), págs. 239-248.
- [28] G. Ambrosi y col. «The MU-RAY project: Volcano radiography with cosmic-ray muons». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 628.1 (2011), págs. 120-123.
- [29] J Marteau y col. «DIAPHANE: Muon tomography applied to volcanoes, civil engineering, archaeology». En: *Journal of Instrumentation* 12.02 (2017), pág. C02008.
- [30] M Tanabashi y col. «29.1. Primary spectra». En: ().
- [31] M. Spurio. *particleS and aStrophySicS*. Springer, 2014.
- [32] D. Allard y col. «Use of water-Cherenkov detectors to detect gamma ray bursts at the Large Aperture GRB Observatory (LAGO)». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 595.1 (2008), págs. 70-72.
- [33] Dieter Heck y col. «CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers». En: *Report fzka* 6019.11 (1998).
- [34] V Bugaev y col. «Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater». En: *Physical Review D* 58.5 (1998), pág. 054001.
- [35] D Carbone y col. «An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy)». En: *Geophysical Journal International* 196.2 (2014), págs. 633-643.
- [36] N Lesparre y col. «Geophysical muon imaging: feasibility and limits». En: *Geophysical Journal International* 183.3 (2010), págs. 1348-1361.
- [37] VA Kudryavtsev. «Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics». En: *Computer Physics Communications* 180.3 (2009), págs. 339-346.
- [38] J Marteau y col. «Muons tomography applied to geosciences and volcanology». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 695 (2012), págs. 23-28.

- [39] THE PIERRE AUGER collaboration, A. Etchegoyen. «AMIGA, Auger Muons and Infill for the Ground Array». En: *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, Merida, Mexico*. 2007, pág. 4. arXiv: 0710.1646.
- [40] K.A. Olive y Particle Data Group. «Review of Particle Physics». En: *Chinese Physics C* 38.9 (2014), pág. 090001. URL: <http://stacks.iop.org/1674-1137/38/i=9/a=090001>.
- [41] M. Nagano y A. A. Watson. «Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays». En: *Rev. Mod. Phys.* 72 (3 jul. de 2000), págs. 689-732. DOI: 10.1103/RevModPhys.72.689. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.72.689>.
- [42] W. Apel et al. «Kneelike Structure in the Spectrum of the Heavy Component of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande». En: *Phys. Rev. Lett.* 107 (17 sep. de 2011), pág. 171104. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.171104. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.171104>.
- [43] J. Abraham et al. «Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV.» En: *Physical review letters* 101.6 (ago. de 2008), págs. 1-7. ISSN: 0031-9007. URL: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/18764444>.
- [44] W. Heitler y P. Walsh. «Theory of Cosmic-Ray Mesons». En: *Rev. Mod. Phys.* 17 (2-3 abr. de 1945), págs. 252-262. DOI: 10.1103/RevModPhys.17.252. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.17.252>.
- [45] Supanitsky Daniel. «Detectores de Superficie y la Composición Química de los Rayos Cósmicos». Doctor en el área de ciencias físicas. Universidad de Buenos Aires, 2007.
- [46] Xudong Yu y col. «Proposed Peking University muon experiment for muon tomography and dark matter search». En: *Phys. Rev. D* 110 (1 2024), pág. 016017. DOI: 10.1103/PhysRevD.110.016017. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.110.016017>.
- [47] H. Asorey y col. «Muon Telescope (MuTe): A first study using Geant4». En: *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*. Vol. 49. 2017, págs. 144-144.
- [48] H. Asorey y col. «miniMuTe: A muon telescope prototype for studying volcanic structures with cosmic ray flux.» En: *Scientia et technica* 23.3 (2018), págs. 386-391.
- [49] M. Platino y col. «AMIGA at the Auger Observatory: the scintillator module testing system». En: *Journal of Instrumentation* 6.06 (2011), P06006.
- [50] R. Foord y col. «The Use of Photomultiplier Tubes for Photon Counting». En: *Appl. Opt.* 8.10 (1969), págs. 1975-1989. DOI: 10.1364/AO.8.001975. URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-8-10-1975>.

- [51] A.K. Tripathi y col. «A systematic study of large PMTs for the Pierre Auger Observatory». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 497.2 (2003), págs. 331 -339. ISSN: 0168-9002.
- [52] S. Vinogradov y col. «SiPM response to long and intense light pulses». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 787 (2015). New Developments in Photodetection NDIP14, págs. 148 -152. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.079>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214013850>.
- [53] EH Bellamy y col. «Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 339.3 (1994), págs. 468-476. DOI: [10.1016/0168-9002\(94\)90183-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-X).
- [54] IE Chirikov-Zorin y col. «Precise analysis of the metal package photomultiplier spectra». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 461.1-3 (2001), págs. 587-590.
- [55] A. Taboada y col. «Meiga, a Dedicated Framework Used for Muography Applications». En: *Journal of Advanced Instrumentation in Science* 01 (2022).
- [56] Sea Agostinelli y col. «GEANT4—a simulation toolkit». En: *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), págs. 250-303.
- [57] Alexander Aab y col. «Prototype muon detectors for the AMIGA component of the Pierre Auger Observatory». En: *Journal of Instrumentation* 11.02 (2016), P02012. DOI: [10.1088/1748-0221/11/02/p02012](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/02/p02012).
- [58] J. Peña-Rodríguez y col. «Design and construction of MuTe: a hybrid Muon Telescope to study Colombian volcanoes». En: *Journal of Instrumentation* 15.09 (2020), P09006-P09006. DOI: [10.1088/1748-0221/15/09/p09006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/p09006).
- [59] A. Vesga-Ramírez y col. «Muon Tomography sites for Colombian volcanoes». En: *Annals of Geophysics* 63.6 (2020), pág. 661. ISSN: 2037-416X. DOI: [10.4401/ag-8353](https://doi.org/10.4401/ag-8353).
- [60] A Vásquez-Ramírez y col. «Simulated response of MuTe, a hybrid Muon Telescope». En: *Journal of Instrumentation* 15.08 (2020), P08004.
- [61] Roberto Dossi y col. «Methods for precise photoelectron counting with photomultipliers». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 451.3 (2000), págs. 623-637. DOI: [10.1016/S0168-9002\(00\)00337-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00337-5).

- [62] P Adamson y col. «The MINOS calibration detector». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 556.1 (2006), págs. 119-133.
- [63] The Pierre Auger Collaboration. «Prototype muon detectors for the AMIGA component of the Pierre Auger Observatory». En: *JINST* (2016). URL: <http://inspirehep.net/record/1422718?ln=en>.
- [64] Anna Pla-Dalmau, Alan D Bross y Kerry L Mellott. «Low-cost extruded plastic scintillator». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 466.3 (2001), págs. 482-491.
- [65] R Calderón-Ardila y col. «Study of spatial resolution of muon hodoscopes for muography applications in geophysics». En: *arXiv preprint arXiv:2006.03165* (2020).
- [66] A. Vesga-Ramírez y col. «Simulated Annealing for volcano muography». En: *Journal of South American Earth Sciences* 109 (2021), pág. 103248. DOI: [10.1016/j.jsames.2021.103248](https://doi.org/10.1016/j.jsames.2021.103248).
- [67] Pierre Auger Collaboration. «Design, upgrade and characterization of the silicon photomultiplier front-end for the AMIGA detector at the Pierre Auger Observatory». En: *Journal of Instrumentation* 16.01 (2021), P01026. DOI: [10.1088/1748-0221/16/01/P01026](https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/01/P01026). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/16/01/P01026>.
- [68] A. Aab y col. «Muon counting using silicon photomultipliers in the AMIGA detector of the Pierre Auger observatory». En: *Journal of Instrumentation* 12.03 (2017), P03002. DOI: [10.1088/1748-0221/12/03/P03002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/P03002). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/P03002>.
- [69] Alvaro Taboada y Hernan Asorey. *ataboadanunez/meiga: v2.0.0-dev*. Ver. v2.0.0-dev. Jun. de 2023. DOI: [10.5281/zenodo.8075439](https://doi.org/10.5281/zenodo.8075439). URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.8075439>.
- [70] R. Calderón-Ardila y col. «Development of Mudulus: A Muography Detector Based on Double-Synchronized Electronics for Geophysical Applications». En: *Journal of Advanced Instrumentation in Science* (2022).
- [71] R Calderón-Ardila y col. «Development of a Muon Telescope for Underground Measurements of the Directional Muon Flux». En: (). URL: https://www.researchgate.net/publication/367336478_Development_of_a_Muon_Telescope_for_Underground_Measurements_of_the_Directional_Muon_Flux.
- [72] EV Bugaev, Yu D Kotov e IL Rosenthal. *Cosmic muons and neutrinos Atomizdat*. 1970.

- [73] D Reyna. «A simple parameterization of the cosmic-ray muon momentum spectra at the surface as a function of zenith angle». En: *arXiv preprint hep-ph/0604145* (2006).
- [74] T Hebbeker y C Timmermans. «A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level». En: *Astroparticle Physics* 18.1 (2002), págs. 107-127.
- [75] James F Ziegler, Matthias D Ziegler y Jochen P Biersack. «SRIM—The stopping and range of ions in matter (2010)». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 268.11-12 (2010), págs. 1818-1823.
- [76] Koji Niita y col. «PHITS—a particle and heavy ion transport code system». En: *Radiation measurements* 41.9-10 (2006), págs. 1080-1090.
- [77] Tatsuhiko Sato y col. «Features of particle and heavy ion transport code system (PHITS) version 3.02». En: *Journal of Nuclear Science and Technology* 55.6 (2018), págs. 684-690.
- [78] H. Asorey, L.A. Núñez y M. Suárez-Durán. «Preliminary Results From the Latin American Giant Observatory Space Weather Simulation Chain». En: *Space Weather* 16.5 (2018), págs. 461-475. DOI: [10.1002/2017SW001774](https://doi.org/10.1002/2017SW001774). eprint: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2017SW001774>.
- [79] A. Letessier-Selvon y T. Stanev. «Ultrahigh energy cosmic rays». En: *Rev. Mod. Phys.* 83 (3 2011), págs. 907-942. DOI: [10.1103/RevModPhys.83.907](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.907). URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.907>.
- [80] D. Heck y col. «CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers.» En: (feb. de 1998).
- [81] S. Ostapchenko. «Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model». En: *Physical Review D* 83.1 (2011), pág. 014018. ISSN: 1550-7998. DOI: [10.1103/PhysRevD.83.014018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.014018). arXiv: [1010.1869](https://arxiv.org/abs/1010.1869). URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.83.014018>.
- [82] Rolando Calderón y col. «Geant4 based simulation of the Water Cherenkov Detectors of the LAGO Project». En: *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 267 (2015), págs. 424-426.
- [83] Erwan Thébault y col. «International geomagnetic reference field: the 12th generation». En: *Earth, Planets and Space* 67.1 (2015), pág. 79.
- [84] F. X. Kneizys y col. *The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 model*. Inf. téc. 1996, págs. 508-689. URL: <http://web.gps.caltech.edu/~vijay/pdf/modrept.pdf>.
- [85] «Impact of Global Data Assimilation System atmospheric models on astroparticle showers». En: *Canadian Journal of Physics* 100.3 (2022), págs. 152-157.

- [86] Christian Sarmiento-Cano y col. «The ARTI framework: cosmic rays atmospheric background simulations». En: *The European Physical Journal C* 82.11 (2022), pág. 1019.
- [87] Hiroyuki KM Tanaka. «Japanese volcanoes visualized with muography». En: *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 377.2137 (2019), pág. 20180142. DOI: [10.1098/rsta.2018.0142](https://doi.org/10.1098/rsta.2018.0142).
- [88] ea WD Apel y col. «The KASCADE-grande experiment». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment* 620.2-3 (2010), págs. 202-216.
- [89] Juan Antonio Rubio-Montero y col. «The EOSC-Synergy cloud services implementation for the Latin American Giant Observatory (LAGO)». En: *arXiv preprint arXiv:2111.11190* (2021).
- [90] Christian Sarmiento-Cano y col. «The ARTI framework: cosmic rays atmospheric background simulations». En: *The European Physical Journal C* 82.11 (2022), pág. 1019.
- [91] N. Lesparre y col. «Geophysical muon imaging: feasibility and limits». En: *Geophysical Journal International* 183.3 (dic. de 2010), págs. 1348-1361. ISSN: 0956-540X. DOI: [10.1111/j.1365-246X.2010.04790.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2010.04790.x).
- [92] Particle Data Group y col. «Review of Particle Physics». En: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2022.8 (ago. de 2022), pág. 083C01. ISSN: 2050-3911. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097). eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2022/8/083C01/49175539/ptac097.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.
- [93] Phil Adamson y col. «Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector». En: *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology* 81.1 (2010), pág. 012001.
- [94] Marek Babiuch, Petr Foltýnek y Pavel Smutný. «Using the ESP32 microcontroller for data processing». En: *2019 20th International Carpathian Control Conference (ICCC)*. IEEE. 2019, págs. 1-6.
- [95] RRS De Mendonca y col. «Analysis of atmospheric pressure and temperature effects on cosmic ray measurements». En: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 118.4 (2013), págs. 1403-1409.
- [96] Kevin Jourde y col. «Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography: a calibration experiment using a water tower». En: *Scientific reports* 6.1 (2016), pág. 23054.
- [97] Janusz Kempa e I MM Brancus. «Zenith angle distributions of cosmic ray muons». En: *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements* 122 (2003), págs. 279-281.

- [98] Prashant Shukla y Sundaresh Sankrith. «Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth». En: *International Journal of Modern Physics A* 33.30 (2018), pág. 1850175.
- [99] Bruno Rossi. «Interpretation of cosmic-ray phenomena». En: *Reviews of Modern Physics* 20.3 (1948), pág. 537.
- [100] Jennie S Gilbert y Stephen J Lane. «The consequences of fluid motion in volcanic conduits». En: *Geological Society, London, Special Publications* 307.1 (2008), págs. 1-10. DOI: [10.1144/SP307.1](https://doi.org/10.1144/SP307.1).
- [101] Christian Haberland y col. «Structure of the seismogenic zone of the southcentral Chilean margin revealed by local earthquake travelttime tomography». En: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 114.B1 (2009).
- [102] Florent Brenguier y col. «3-D surface wave tomography of the Piton de la Fournaise volcano using seismic noise correlations». En: *Geophysical research letters* 34.2 (2007). DOI: [10.1029/2006GL028586](https://doi.org/10.1029/2006GL028586).
- [103] Marc Pessel y Dominique Gibert. «Multiscale electrical impedance tomography». En: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 108.B1 (2003). DOI: [10.1029/2001JB000233](https://doi.org/10.1029/2001JB000233).
- [104] S Deroussi y col. «Localization of cavities in a thick lava flow by microgravimetry». En: *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 184.1-2 (2009), págs. 193-198. DOI: [10.1016/j.jvolgeores.2008.10.002](https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2008.10.002).
- [105] Daniele Carbone y col. «Combined discrete and continuous gravity observations at Mount Etna». En: *Journal of volcanology and geothermal research* 123.1-2 (2003), págs. 123-135. DOI: [/10.1016/S0377-0273\(03\)00032-5](https://doi.org/10.1016/S0377-0273(03)00032-5).
- [106] Mariano R Agosto y col. «The crater lake of Copahue volcano (Argentina): geochemical and thermal changes between 1995 and 2015». En: *Geological Society, London, Special Publications* 437.1 (2017), págs. 107-130. DOI: [10.1144/SP437.16](https://doi.org/10.1144/SP437.16).
- [107] María Clara Lamberti y col. «Soil CO₂ flux baseline in Planchón–Peteroa Volcanic Complex, Southern Andes, Argentina-Chile». En: *Journal of South American Earth Sciences* 105 (2021), pág. 102930.
- [108] G Bonomi y col. «Applications of cosmic-ray muons». En: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 112 (2020), pág. 103768. DOI: [10.1016/j.ppnp.2020.103768](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2020.103768).
- [109] S Grignola y col. «The casposo gold-silver deposit: Evidence for permo-triassic low-sulfidation epithermal mineralization in the Cordillera Frontal, San Juan Province, Argentina». En: *Economic Geology* 116.1 (2021), págs. 227-239.

- [110] Pedro Accioly Nogueira Machado y col. «Potential of a neutrino detector in the ANDES underground laboratory for geophysics and astrophysics of neutrinos». En: *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology* 86.12 (2012), pág. 125001.
- [111] X Bertou. «The ANDES underground laboratory». En: *The European Physical Journal Plus* 127 (2012), págs. 1-6.
- [112] C Pérez Bertolli, C Sarmiento-Cano y H Asorey. «Estimación del flujo de muones en el laboratorio subterráneo andes». En: *Anales (Asociación Física Argentina)*. Vol. 32. 4. SciELO Argentina. 2021, págs. 106-111.
- [113] Viktor Pěč y col. «Muon-induced background in a next-generation dark matter experiment based on liquid xenon». En: *The European Physical Journal C* 84.5 (2024), págs. 1-16.
- [114] Amélie Cohu y col. «Atmospheric and geodesic controls of muon rates: a numerical study for muography applications». En: *Instruments* 6.3 (2022), pág. 24.