

Diseño y calibración de un telescopio de muones híbrido para estudios vulcanológicos

Jesús Peña Rodríguez

Trabajo de Grado para optar al título de Doctor en Física

Director

Luis Alberto Núñez

Doctorado en Ciencias

Codirector

Hernán Asorey

Doctorado en Física

Universidad Industrial de Santander

Facultad de Ciencias

Escuela de Física

Bucaramanga

2021

**Tras manos ajadas por el sol y la tierra, manos campesinas,
se encuentran los pilares que soportan este sueño ...**

A mis viejos, Eloína y José de Jesús, por su paciencia, tenacidad y apoyo incondicional,
a mi hijo Alejandro por ser mi motivación constante.

A las personas que marcaron mi vida con su amor y ya partieron,
Bonifacia y Sinforoso, siempre estarán en mi corazón.

Agradecimientos

Agradezco al Departamento Administrativo de Ciencia, Tecnología e Innovación (Colciencias) por el financiamiento de mi doctorado mediante la Convocatoria 753 para la Formación de Capital Humano de Alto Nivel del Departamento de Norte de Santander y del proyecto MuTe mediante el contrato FP44842-082-2015 de la Convocatoria 660-2014 para Proyectos de Ciencia, Tecnología e Innovación en Geociencias.

A la Colaboración Pierre Auger y al Latin American Giant Observatory (LAGO) por el apoyo recibido durante el desarrollo del proyecto MuTe. Al Grupo de Investigación en Relatividad y Gravitación, al Grupo Halley y la Vicerrectoría Investigación y Extensión de la Universidad Industrial de Santander.

A mis tutores Luis A. Núñez y Hernán Asorey por los consejos y discusiones que dieron pie a la finalización de este proyecto.

A Jennifer por su amor y compañía, a mi hermano Wilmer, y a todos quienes hicieron parte de este proceso.

Tabla de Contenido

Introducción	29
1. Radiación cósmica	33
1.1. Flujo y espectro de energía	33
1.2. Partículas secundarias	34
1.3. Componente muónica	36
1.3.1. Distribución angular del flujo de muones	38
1.3.2. Espectro de energía	39
2. Muografía	41
2.1. Historia	41
2.2. Principios	43
2.2.1. Pérdida de energía de los muones en roca	44
2.2.2. Dispersión múltiple de Coulomb	48
2.3. Tecnologías de detección	49
2.3.1. Centelladores plásticos	51
2.3.2. Emulsiones nucleares	52
2.3.3. Detectores gaseosos	53
2.3.4. Telescopios de detección de Cherenkov en el aire	53
2.4. Fuentes de ruido en muografía	54
2.4.1. Dispersión de muones de baja energía	55
2.4.2. Muones de trayectoria inversa	58
2.4.3. Componente electromagnética de las EAS	60
2.4.4. Eventos de múltiple partícula	61
2.5. Eliminación de ruido en muografía	63

2.5.1. Eliminación pasiva	63
2.5.2. Eliminación activa	64
2.5.3. Identificación de partículas	65
2.5.4. Contadores Cherenkov y pérdida de energía	66
2.5.5. Medición del ToF y estimación del momento	68
3. El proyecto MuTe	72
3.1. Muografía de volcanes	72
3.2. Volcán Cerro Machín	74
3.3. El detector MuTe	76
4. Hodoscopio	80
4.1. Paneles centelladores	80
4.1.1. Ensamble	85
4.2. SiPM	85
4.3. Sistema de adquisición	90
4.3.1. ASIC MAROC3A	91
4.3.2. FPGA Cyclone III	100
4.3.3. Raspberry Pi	106
4.4. Periféricos	107
4.4.1. Temperatura y presión atmosférica	109
4.4.2. Consumo eléctrico	109
4.4.3. GPS	110
4.5. Software de adquisición (<i>Rosetta</i>)	111
4.5.1. Parámetros de control lento	115
4.5.2. Algoritmo de adquisición	116
4.5.3. Lectura de periféricos	120
4.6. Sistema de disparo	121

4.7. Sistema de alimentación	126
4.7.1. Alimentación paneles centelladores	126
4.7.2. Alimentación de la electrónica de lectura	127
4.7.3. Alimentación SiPMs	127
4.8. Caracterización y calibración	129
4.8.1. Caracterización de los SiPM	129
4.8.1.1. Voltaje de ruptura	130
4.8.1.2. Espectro de foto-electrón	133
4.8.1.3. Espectro de carga y ganancia	135
4.8.1.4. Conteo oscuro	138
4.8.1.5. <i>Crosstalk</i> y <i>afterpulsing</i>	139
4.8.2. Caracterización de las barras centelladoras	141
4.8.3. Calibración de los paneles centelladores	143
4.8.4. Aceptancia del hodoscopio y mediciones de flujo	149
5. Detector Cherenkov de agua	155
5.1. Diseño del WCD	155
5.2. Fotomultiplicador	156
5.3. Sistema de adquisición del WCD	160
5.3.1. FPGA Nexys 2	163
5.3.2. Sistema de disparo	165
5.3.3. Cubieboard 2	168
5.3.4. Periféricos	168
5.4. Calibración del WCD	169
5.4.1. Voltaje de polarización	170
5.4.2. Energía depositada	172
6. Sistema ToF	177

6.1. Conversor Tiempo a Digital	177
6.1.1. Línea de retardo	177
6.1.2. Oscilador de anillo	180
6.2. Clasificador de trayectoria	182
6.3. Sincronización temporal de eventos	185
6.4. Calibración del TDC	186
7. Servidor central y comunicaciones	190
8. Desempeño del MuTe	195
8.1. Flujo horizontal de muones	195
8.2. Primer muograma	197
8.3. Clasificación de ruido por pérdida de energía	201
8.4. Análisis temporal de los eventos	203
8.5. Partículas de trayectoria inversa	205
8.6. Estimación del momentum	206
8.7. Clasificación del ruido de fondo en muografía	208
8.8. Corrección de flujo por efecto de la temperatura	209
8.9. Autonomía del detector	212
9. Conclusiones	214
Referencias Bibliográficas	218
Apéndices	246

Lista de Figuras

Figura 1.	Espectro de energía de la radiación cósmica.	35
Figura 2.	Componentes de la lluvia aérea extendida	36
Figura 3.	Desarrollo longitudinal de una EAS en la atmósfera	37
Figura 4.	Variación del flujo integral de muones a nivel del mar dependiendo del ángulo cenital	38
Figura 5.	Espectro de momento de los muones atmosféricos	39
Figura 6.	Pérdida de energía para muones en roca estándar como función de la energía cinética	41
Figura 7.	Metodología para estimar la atenuación del flujo de muones	44
Figura 8.	Proyección del área escaneada por píxel sobre la superficie geológica	45
Figura 9.	Pérdida de energía para muones en roca estándar como función de la energía cinética	46
Figura 10.	Energía mínima requerida por un muón para cruzar un grosor de 10 a 1000 m de roca estándar cuya densidad es $\rho = 2.65 \text{ g/cm}^3$	47
Figura 11.	Variación del ángulo de salida, respecto a su dirección de incidencia, de los muones atmosféricos después de atravesar 10,100 y 1000 m de roca estándar	49
Figura 12.	Principio de funcionamiento de un hodoscopio	50
Figura 13.	Esquema básico de un detector de muones basado en centelladores plásticos	51
Figura 14.	Imagen microscópica de la trayectoria de un muón (línea punteada) en una lámina de emulsión	52
Figura 15.	Principio de funcionamiento de un detector Micromegas	54
Figura 16.	Principio de funcionamiento de un telescopio de detección de Cherenkov en el aire.	55
Figura 17.	Dispersión de los muones incidentes de baja energía sobre la superficie	56

Figura 18.	Variación angular, respecto a su dirección de incidencia, de los muones atmosféricos después de atravesar 10 m, 100 m y 1000 m de roca estándar	57
Figura 19.	Efecto sombra generado por muones dispersados en la ladera del volcán	58
Figura 20.	Detección de un evento falso debido a un muón que incide por la parte posterior del detector	59
Figura 21.	Detección de un evento falso debido a la incidencia de un e^- generado en una EAS entre el objeto escaneado y el detector	60
Figura 22.	Flujo de PS simulado a nivel del volcán Cerro Machín	61
Figura 23.	Eventos de múltiple partícula causados por EAS.	62
Figura 25.	Fotones Cherenkov por unidad de longitud generados por μ^\pm y e^\pm a nivel del mar en el rango de $300\text{nm} < \lambda < 570\text{nm}$	67
Figura 26.	Pérdida de energía por ionización de μ^\pm y e^\pm en agua	68
Figura 27.	Histograma del número total de fotones Cherenkov generados por e^- de 20 MeV y μ^- de 3 GeV en un contador Cherenkov de agua	69
Figura 28.	Resolución del ToF necesaria para diferenciar muones con momento entre 0.1 GeV/c y 100 GeV/c con un $\sigma_p = 10$ MeV	70
Figura 29.	Tiempo de vuelo para μ^\pm y e^\pm a nivel de suelo al atravesar 1 m de distancia	71
Figura 30.	Ubicación geográfica de los volcanes más importantes de Colombia	73
Figura 31.	Toma aérea del volcán Cerro Machín	75
Figura 32.	Características del volcán Cerro Machín	76
Figura 33.	Vista lateral del detector MuTe	77
Figura 34.	Emisión ultravioleta y fluorescencia causada en el centellador plástico por su interacción con partículas ionizantes	81
Figura 35.	Espectro de emisión y absorción del centellador, la fibra óptica Saint-Gobain BCF-92 y el SiPM Hamamatsu S13360-6050CS	82
Figura 36.	Ensamble de la fibra óptica, el centellador plástico y el SiPM	83
Figura 37.	Sección transversal de la fibra óptica usando tres métodos de corte	84

Figura 38.	Ensamble del panel centellador. a) Sistema de sujeción de las barras centelladoras en la jaula de contención. b) Vista superior del panel centellador.	85
Figura 39.	Dimensiones del SiPM Hamamatsu S13360-6050CS	86
Figura 40.	Electrónica de polarización y acondicionamiento del SiPM	87
Figura 41.	Acople de impedancias entre la electrónica del SiPM y la electrónica de adquisición	88
Figura 42.	Comparación entre una señal acoplada y una desacoplada	88
Figura 43.	Tarjeta electrónica de polarización y acondicionamiento del SiPM	90
Figura 44.	Conexionado del panel centellador	90
Figura 45.	Acumulación de pulsos generados por una barra centelladora expuesta al fondo de rayos cósmicos secundarios	91
Figura 46.	Tarjeta de desarrollo MAROC3A.	92
Figura 47.	Conector <i>Daughter Board</i> de 64 canales	92
Figura 48.	Arquitectura del ASIC MAROC3A	93
Figura 49.	Etapa de preamplificación del ASIC MAROC3A	95
Figura 50.	Circuito amplificador de base común (MAROC3, 2012).	96
Figura 51.	Etapa de ganancia variable compuesta por un banco de 8 espejos de corriente	96
Figura 52.	Formador rápido unipolar	97
Figura 53.	Convertor Análogo a Digital	98
Figura 54.	Etapa de discriminación y enmascaramiento	99
Figura 55.	Esquema de interconexión entre el MAROC3A y la FPGA Cyclone III	100
Figura 56.	Bloque de control lento implementado en la FPGA	101
Figura 57.	Diagrama temporal de transmisión de los parámetros de control del MAROC3A	102
Figura 58.	Diagrama de ondas del proceso de medición de carga	103
Figura 59.	Bloque de disparo implementado en la FPGA	104
Figura 60.	Bloque <i>SCurve</i> implementado en la FPGA	105
Figura 61.	Bloque <i>USB</i> implementado en la FPGA	106

Figura 62.	Sistema conversor paralelo a USB	106
Figura 63.	Tarjeta Raspberry Pi 2	108
Figura 64.	Tarjeta de conexión de periféricos en el panel centellador	109
Figura 65.	Palabras del registro <i>GPRMC</i>	112
Figura 66.	Palabras del registro <i>GPGGA</i>	113
Figura 67.	Flujo de datos desde la interfaz de usuario hasta la tarjeta de desarrollo MAROC3A	114
Figura 68.	Estructura del protocolo de comunicación	114
Figura 69.	Salida del software Test245 al reconocer la tarjeta de desarrollo MAROC3A	115
Figura 70.	Diagrama de flujo del algoritmo de adquisición <i>rosetta</i>	117
Figura 71.	Diagrama de flujo del algoritmo de control de periféricos	121
Figura 72.	Niveles de disparo en MuTe. a) Evento detectado por solo un panel centellador. b) Evento detectado por el hodoscopio. c) Evento detectado en coincidencia entre el WCD y el hodoscopio.	123
Figura 73.	Esquema general del sistema de adquisición para un panel centellador.	124
Figura 74.	Circuito <i>Trigger_split</i>	124
Figura 75.	Circuito digital de coincidencia del hodoscopio	125
Figura 76.	Diagrama de ondas del circuito digital de coincidencia	125
Figura 77.	Diagrama de ondas de la coincidencia de eventos entre el hodoscopio (<i>nim</i>) y el WCD	125
Figura 78.	Esquema general del sistema fotovoltaico de MuTe	126
Figura 79.	Fuente de alimentación de un panel centellador	128
Figura 80.	Interfaz de control de la fuente de alto voltaje C11204-01	128
Figura 81.	Fuente de polarización de los SiPM. El módulo consta de la fuente Hamamatsu C11204-01 y el conversor serial-USB FT232R.	129
Figura 82.	Montaje electrónico del sistema de adquisición de un panel centellador	130

Figura 83. Montaje experimental para la caracterización de la corriente oscura del SiPM 13360-1350CS en condiciones de oscuridad	131
Figura 84. Curvas I-V para el SiPM Hamamatsu 13360-1350CS para temperaturas desde 0°C hasta 40°C.	132
Figura 85. Dependencia del voltaje de ruptura de la temperatura del SiPM Hamamatsu 13360-1350CS	133
Figura 86. Montaje experimental para caracterizar la ganancia y ruido del SiPM S13360-1350CS	134
Figura 87. Señales de salida del montaje de caracterización de la ganancia y el ruido	135
Figura 88. Histograma de superposición de los pulsos generados por el SiPM 13360-1350CS a 25°C y 56V	135
Figura 89. Histograma de pico para el SiPM 13360-1350CS a 25°C y 56V	136
Figura 90. Histograma de carga del SiPM 13360-1350CS a 56 V/25°C	137
Figura 91. Histograma de carga del SiPM 13360-1350CS operando a tres sobre voltajes ($\Delta V = 1.7 \text{ V}, 2.7 \text{ V}$ y 3.7 V) bajo las mismas condiciones de iluminación a 25°C	137
Figura 92. Correlación entre la ganancia y el sobre voltaje del SiPM 13360-1350CS a 25°C	138
Figura 93. Correlación entre el conteo oscuro y el umbral de conteo	139
Figura 94. Pulsos generados por <i>crosstalk</i> y <i>afterpulsing</i>	140
Figura 95. Probabilidad de <i>crosstalk</i> y <i>afterpulsing</i> del SiPM 360-1350CS en función del sobre-voltaje y temperatura	141
Figura 96. Montaje experimental para la medición de la atenuación y el retardo en la señal registrada por los SiPM dependiendo de la distancia al punto de interacción en la barra centelladora.	142
Figura 97. Curva de atenuación de la señal del SiPM dependiendo de la distancia de la estimulación	143
Figura 98. Montaje de los paneles centelladores para el proceso de calibración y medición de flujo vertical de muones	144

Figura 99. Flujo de muones dependiendo de la altura. A 990 m.s.n.m el flujo esperado es de $\sim 0.02 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	144
Figura 100. Correlación entre el valor DAC del umbral de discriminación y el número de pe	145
Figura 101. Tasa de eventos registrada en las barras centelladoras que componen el panel frontal	146
Figura 102. Tasa de eventos registrada por la barras centelladoras después del proceso de ajuste de ganancia.	146
Figura 103. Tasa de eventos registrada por el panel frontal y posterior para umbrales desde 5 pe a 30 pe	147
Figura 104. Eficiencia de detección del sistema de adquisición de los paneles centelladores	147
Figura 105. Histograma de eventos registrados por un panel centellador durante 1 hora	148
Figura 106. Curva de atenuación del panel frontal para un registro de 24 horas	149
Figura 107. Histograma de retraso de los paneles centelladores de MuTe	150
Figura 108. Definición de la trayectoria $r_{m,n}$ formada por los píxeles m y n en el panel frontal y posterior	151
Figura 109. Histograma de trayectorias del hodoscopio de MuTe para una separación de 250 cm	152
Figura 110. Ángulo sólido y aceptación del hodoscopio para una separación de 250 cm	152
Figura 111. Conteo de partículas registrada por el hodoscopio operando en posición vertical durante 15 horas con una separación de 132 cm	153
Figura 112. Perfil del flujo registrado por el hodoscopio	154
Figura 113. Estructura mecánica del WCD de MuTe	156
Figura 114. Montaje del PMT en el WCD de MuTe	157
Figura 115. Dimensiones y partes del PMT Hamamatsu R5912 (Photomultiplier Tube R5912, 1998).	157
Figura 116. Eficiencia cuántica y correlación de la ganancia con el voltaje de polarización del PMT R5912	158

Figura 117.	Esquema general de la red de polarización del PMT R5912	160
Figura 118.	Circuito amplificador inversor conectado al ánodo	161
Figura 119.	Base de polarización del PMT de MuTe	161
Figura 120.	Circuito de acondicionamiento en un canal de adquisición	162
Figura 121.	Circuito de acondicionamiento de la señal V_{ctrl}	163
Figura 122.	Tarjeta de acondicionamiento y digitalización del WCD	164
Figura 123.	Bloques HDL implementados en el firmware de la FPGA	165
Figura 124.	Esquema de conexión de la FPGA Nexys 2	166
Figura 125.	Esquema general del sistema de adquisición del WCD	167
Figura 126.	Tarjeta Cubieboard 2	170
Figura 127.	GPS Motorola Oncore	170
Figura 128.	Montaje electrónico del sistema de adquisición del WCD	172
Figura 129.	Instalación del WCD en la estructura de MuTe	173
Figura 130.	Tasa de eventos detectada para voltajes de polarización desde 740 V hasta 1450 V para un umbral de 110 mV, 160 mV y 210 mV	173
Figura 131.	Voltaje óptimo de polarización del WCD para un umbral de 110 mV, 160 mV y 210 mV	174
Figura 132.	Histograma de carga para una hora de registro	175
Figura 133.	Comparación de la energía depositada en el WCD con los datos simulados en GEANT4	175
Figura 134.	Esquema básico de la línea de retardo	178
Figura 135.	No-linealidades en una línea de retardo de 400 celdas	179
Figura 136.	Comparación del desempeño de una línea de retardo de 100 celdas distribuidas aleatoriamente por el compilador y ordenadas de manera secuencial en la misma capa	180
Figura 137.	Estructura de la línea de retardo dentro del chip Spartan-6 XC6SLX9	181
Figura 138.	Esquema del oscilador de anillo	181
Figura 139.	Arquitectura del TDC implementado en MuTe	182

Figura 140. Máquina de estados encargada de contar los ciclos del oscilador de anillo	183
Figura 141. Máquina de estados encargada de decodificar el estado de la línea de retardo	183
Figura 142. Simulación del TDC de MuTe	184
Figura 143. Circuito encargado de determinar la dirección de la partícula incidente	184
Figura 144. Máquina de estados encargada de estampar temporalmente los eventos del hodoscopio	185
Figura 145. Montaje experimental de la calibración de la línea de retardo	186
Figura 146. Curva de calibración de la línea de retardo	187
Figura 147. Montaje experimental de la calibración del oscilador de anillo	187
Figura 148. Salida del oscilador de anillo para un retraso entre la señal <i>Start</i> y <i>Stop</i> de 100 ns	188
Figura 149. Curva de calibración del oscilador de anillo	189
Figura 150. Red de comunicación interna del detector MuTe	190
Figura 151. Enrutador TP-Link TL-WR840N	191
Figura 152. Módulo de comunicación GPRS/GSM ITEAD SIM900	192
Figura 153. Configuración del detector MuTe para la medición del flujo horizontal	195
Figura 154. Flujo horizontal medido por el detector MuTe	196
Figura 155. Energía depositada de los eventos detectados por el WCD y en coincidencia WCD-Hodoscopio	197
Figura 156. Perfil de elevación de la línea de vista del detector MuTe	198
Figura 157. Flujo a cielo abierto esperado en la ventana de observación de MuTe para una elevación de 15°	200
Figura 158. Muograma obtenido con el flujo registrado por MuTe durante dos meses a una elevación de 15°	201
Figura 159. Energía depositada por el número de partículas promedio que cruzan el detector MuTe durante una hora	202
Figura 160. Separación de las componentes del flujo de partículas mediante la amplitud y el cociente carga/amplitud.	203

Figura 161. Tiempo de vuelo de las partículas que inciden sobre el detector MuTe	204
Figura 162. Tiempo de vuelo de las partículas detectadas por MuTe.	205
Figura 163. Distribución angular del flujo frontal e inverso que incide sobre MuTe para una elevación de 15°.	206
Figura 164. Distribución de distancias recorridas y tiempo de vuelo de los eventos que cruzan el hodoscopio de MuTe.	207
Figura 165. Momentum de las partículas que cruzan el detector MuTe.	208
Figura 166. Clasificación de los eventos detectados por MuTe.	209
Figura 167. Correlación del flujo medido por el hodoscopio de MuTe y la temperatura de los paneles centelladores	210
Figura 168. Dependencia térmica del flujo de partículas detectado antes y después de la corrección.	211
Figura 169. Voltaje de salida del sistema fotovoltaico de MuTe	212
Figura 170. Telescopio MuRay	247
Figura 171. Telescopio ToMUVol	249
Figura 172. Telescopio Diaphane	251
Figura 173. Pestaña de control lento	253
Figura 174. Pestaña de registros de la FPGA	254
Figura 175. Pestaña de disparo	255
Figura 176. Pestaña <i>SCuve</i>	256
Figura 177. Pestaña de adquisición estándar	256
Figura 178. Pestaña de conexión y configuración de pruebas	257
Figura 179. Conexión del sistema fotovoltaico de MuTe	269
Figura 180. Estructura del detector MuTe	270
Figura 181. Mapa de carga estática y dinámica de la estructura	272
Figura 182. Distribución de temperatura en la estructura de MuTe	274
Figura 183. Mapa de conectividad GSM en el volcán Cerro Machín	275

Figura 184. Mapa de conectividad GSM Claro Colombia

276

Lista de Tablas

Tabla 1.	Características del hardware Raspberry Pi 2	107
Tabla 2.	Características de medición del HP03S	110
Tabla 3.	Características de medición del INA219	110
Tabla 4.	Direcciones de memoria compartida usadas por los periféricos	122
Tabla 5.	Red resistiva implementada en el PMT siguiendo la proporcionalidad recomendada para mediciones lineales	159
Tabla 6.	Estado del sistema de adquisición	167
Tabla 7.	Características de la Cubieboard 2	169
Tabla 8.	Puerto de comunicación del GPS Motorola Oncore.	171
Tabla 9.	Direcciones IP de los dispositivos componentes de MuTe	192
Tabla 10.	Estado del LED NETSTATUS	193
Tabla 11.	Interfaz de control del módulo GSM ITEAD SIM900.	194
Tabla 12.	Análisis de vibraciones del instrumento	271
Tabla 13.	Parámetros del análisis térmico de la estructura.	274

Lista de Apéndices

	pág.
Apéndice A. Experimentos en muografía	246
Apéndice B. Interfaz del MAROC3A en LabVIEW	253
Apéndice C. Interfaz de configuración de parámetros MAROC3A	258
Apéndice D. Parámetros de control lento	263
Apéndice E. Funciones del algoritmo <i>Rosetta</i>	266
Apéndice F. Sistema fotovoltaico	267
Apéndice G. Análisis Mecánico	270
Apéndice H. Conectividad GSM	275

Índice de partículas

Partícula	Símbolo	Masa[MeV/c ²]	Carga ^a	Espín	Tiempo de vida [s]
Fotón	γ	0	0	1	estable
Electrón	e^-	0.511	-1	1/2	estable
Positrón	e^+	0.511	+1	1/2	estable
Neutrón	n	940	0	1/2	887
Protón	p^+	938	+1	1/2	estable
Muón	μ^+	105.6	+1	1/2	2.19×10^{-6}
	μ^-	105.6	-1	1/2	2.19×10^{-6}
Pión	π^+	139.5	+1	0	2.6×10^{-8}
	π^0	134.9	0	0	8.52×10^{-17}
	π^-	139.5	-1	0	2.6×10^{-8}
Kaón	K^+	493.6	+1	0	1.23×10^{-8}
	K^0	497.6	0	0	^b
	K^-	493.6	-1	0	1.23×10^{-8}
Neutrino electrónico	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	$< 1 \times 10^{-6}$	0	1/2	^c
Neutrino muónico	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	$< 190 \times 10^{-3}$	0	1/2	^c
Neutrino tauónico	$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	< 18.2	0	1/2	^c

^a Carga respecto al protón

^b Corto = 0.89×10^{-10} , Largo = 5.11×10^{-8}

^c No establecido

Glosario

ADC *Analogue to Digital Converter*, es un conversor de señal analógica a digital.

AMS02 *Alpha Magnetic Spectrometer*, es un módulo experimental de física de partículas instalado en la Estación Espacial Internacional.

ASIC *Application-Specific Integrated Circuit*, es un circuito integrado hecho para un uso en particular.

ASTM *American Society for Testing and Materials*, es una organización internacional de normas técnicas para materiales.

CAD *Computer Aided Design*, es el uso de ordenadores para la creación, modificación, análisis u optimización de un diseño.

CREAM *Cosmic Ray Energetics and Mass*, es un experimento que mide el espectro de Rayos Cósmicos usando vuelos en globo de larga duración.

CTA *Cherenkov Telescope Array*, es la próxima generación de observatorios terrestres para la astronomía de rayos gamma de alta energía.

DAC *Digital to Analogue Converter*, es un conversor de señal digital a analógica.

DCR *Dark Count Rate*, es la tasa promedio de conteo registrada por un fotosensor en ausencia de luz.

Diaphane es un telescopio de muones ubicado en el volcán La Soufriere en Guadalupe.

DISC *Directional, Isochronous and Self-Collimating*.

EAGLE es un programa de diseño PCB.

EAS *Extensive Air Shower*, se refiere a las lluvias aéreas extensas de partículas.

FERMI es un telescopio espacial de rayos gamma.

FIFO *First In - First Out*, es un concepto utilizado en estructuras de datos para implementar colas.

FPGA *Field-Programmable Gate Array*, es un dispositivo programable mediante un lenguaje de descripción especializado.

FTDI *Future Technology Devices International*, es una empresa privada de dispositivos semiconductores.

FWHM *Full Width at Half Maximum*, es la anchura a media altura que presenta un pulso.

GEANT4 es una herramienta para la simulación de la interacción de partículas con la materia.

GPIO *General Purpose Input/Output*, es un pin genérico de un chip cuyo comportamiento se puede controlar.

GPRS *General Packet Radio Service*, es una extensión mejorada del GSM.

GPS *Global Positioning System*, es un sistema que permite posicionar cualquier objeto sobre la Tierra.

GPU *Graphics Processing Unit*, es un coprocesador dedicado al procesamiento de gráficos.

GSM *Global System for Mobile communications*, es el sistema global para las comunicaciones móviles.

HAWC *High-Altitude Water Cherenkov Observatory*, es un observatorio de rayos gamma de gran altitud.

HESS *High Energy Stereoscopic System*, es un sistema de Telescopios de Imágenes Atmosféricas Cherenkov para la investigación de rayos gamma..

I2C *Inter-Integrated Circuit*, es un estándar usado principalmente para la comunicación entre circuitos.

ICECUBE es un observatorio de neutrinos ubicado en el Polo Sur.

ICETOP es la componente superficial del observatorio de neutrinos IceCube.

IGRB *Isotropic Gamma Ray Background*, se refiere al fondo isotrópico de rayos gamma.

IPC *Inter-Process Communication*, es un método de comunicación entre procesos mediante memoria compartida.

KASCADE es un arreglo experimental de detección de lluvias aéreas extensas.

LabVIEW es un software para aplicaciones que requieren acceso rápido a hardware.

LAGO *Latin American Giant Observatory*, es un observatorio Latinoamericano de rayos gamma y clima espacial.

LED *Light-Emitting Diode*, es una fuente de luz constituida por un material semiconductor.

MAGIC *Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope*, es un telescopio de rayos gamma por emisión de radiación Cherenkov en la atmósfera.

MAPMT *Multi-Anode Photomultiplier Tube*, se refiere a los tubos fotomultiplicadores multiánodo.

MAROC3A es un ASIC de 64 canales diseñado para leer pulsos negativos desde los detectores de partículas.

MIP *Minimum Ionizing Particle*, se refiere a partículas de mínima ionización.

MSPS *Mega Samples Per Second*, es una medida de muestreo de un dispositivo ADC.

MuRay es un telescopio de muones ubicado en el Monte Vesuvius en Italia.

MuTe *Muon Telescope*, es un telescopio de muones para el estudio de estructuras volcánicas en Colombia.

MWPC *Mult-Wire Proportional Chamber*, es un tipo de contador proporcional que detecta partículas cargadas.

NIM *Nuclear Instrumentation Module*, es un estándar que define las especificaciones de los módulos electrónicos utilizados en la física experimental de partículas.

NMOS *Negative-channel Metal-Oxide Semiconductor*, es un tipo de semiconductor usado en la fabricación de circuitos integrados.

PAMELA *Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*, es un detector satelital de Rayos Cósmicos.

PCB *Printed Circuit Board*, se refiere a una placa de circuito impreso.

PID *Particle Identification*, se refiere a las técnicas de identificación de partículas.

PMT *Photomultiplier Tube*, son detectores de luz altamente sensibles formado por un tubo de vacío y una serie de electrodos.

POPOP 1,4-bis-[2-(5-feniloxazolil)]-benzeno, es un material de dopado usado en plásticos centelladores como desplazador de longitudes de onda.

PPO 2,5-di-fenilozazol, es un material de dopado usado en plásticos centelladores como desplazador de longitudes de onda.

PPS *Pulse-Per-Second*, es una señal eléctrica que se repite con precisión una vez por segundo.

PS Partículas Secundarias.

PWM *Pulse-Width Modulation*, se refiere a la modulación por ancho de pulso.

RAM *Random Access Memory*, se refiere a una memoria de acceso aleatorio.

RC Radiación Cósmica.

RICH *Ring-imaging Cherenkov*, es un detector de imágenes del anillo Cherenkov de partículas cargadas.

RISC *Reduced Instruction Set Computer*, es un tipo de diseño de CPU utilizado en microprocesadores.

RPC *Resistive Plate Chamber*, es un detector de partículas ampliamente utilizado en física de alta energía.

SATA *Serial Advanced Technology Attachment*, es una interfaz de computadoras para la transferencia de datos.

SBC *Single-Board Computer*, es una computadora implementada en una sola tarjeta de circuitos.

SiPM *Silicon Photomultiplier*, es un detector de luz formado por una matriz de fotodiodos de avalancha en un sustrato de silicio.

SMA *SubMiniature version A*, es un tipo de conector roscado para cable coaxial.

SMS *Short Message Service*, es un servicio disponible en los teléfonos móviles que permite el envío de mensajes cortos.

SPI *Serial Peripheral Interface*, es un estándar de comunicaciones para la transferencia de información entre circuitos.

TDC *Time-to-Digital Converter*, es un dispositivo para reconocer eventos y proporcionar una representación digital del tiempo de ocurrencia.

ToF *Time-of-Flight*, es la medida del tiempo que tarda una partícula en recorrer una distancia en un medio.

ToMuVol es un telescopio de muones ubicado en el volcán Puy de Dôme al sur de Francia.

TTL *Transistor-Transistor Logic*, es una tecnología de construcción de circuitos electrónicos digitales.

UART *Universal Asynchronous Receiver-Transmitter*, es el dispositivo que controla los puertos serie.

UHECR *Ultra High Energy Cosmic Rays*, son los Rayos Cósmicos de ultra alta energía.

USB *Universal Serial Bus*, es un protocolo de conexión que permite enlazar diversos periféricos a un dispositivo electrónico.

VEM *Vertical-Equivalent Muon*, es la señal del WCD causada por un muon vertical.

VERITAS *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*, es un observatorio terrestre de rayos gamma ubicado en Arizona.

VHDL *VHSIC (Very High Speed Integrated Circuit) y HDL (Hardware Description Language)*, es un lenguaje de especificación utilizado para describir circuitos digitales.

WCD *Water Cherenkov Detector*, es un detector de partículas cargadas mediante radiación Cherenkov.

WiFi *Wireless Fidelity standard*, es una tecnología que permite la interconexión inalámbrica de dispositivos electrónicos.

WLS *Wavelength Shifter*, es un material fotofluorescente que absorbe fotones de alta frecuencia y los emite en una más baja.

Resumen

Título: Diseño y calibración de un telescopio de muones híbrido para estudios vulcanológicos *

Autor: Jesús Peña Rodríguez **

Palabras Clave: muografía, hodoscopio, tiempo de vuelo, detector Cherenkov de agua

Descripción: El MuTe es un telescopio de muones híbrido diseñado para realizar inspección de estructuras volcánicas mediante la técnica de muografía en Colombia. Esta tesis muestra el desarrollo del sistema electrónico de detección de Mute y su calibración.

El instrumento se basa en la combinación de un hodoscopio de centelleo y un detector Cherenkov de agua. El hodoscopio se conforma de dos paneles centelladores de 900 píxeles que miden el flujo de partículas en 3481 direcciones con una resolución hasta de 32 mrad. El detector Cherenkov, compuesto de 1.7 m³ de agua y un fotomultiplicador de 8 pulgadas, mide la energía depositada de las partículas que cruzan el MuTe. Su rango de medición es de 50 MeV hasta 1.5 GeV con una resolución de 0.72 MeV. La medición del tiempo de vuelo de las partículas permite estimar su momento. El MuTe reduce las principales fuentes de ruido que afectan la muografía combinando las mediciones de energía depositada, tiempo de vuelo y momento. Las fuentes de fondo se generan por muones de baja energía que sufren de dispersión múltiple, la componente electromagnética de lluvias aéreas extensas, partículas múltiples que impactan el detector simultáneamente y partículas de trayectoria inversa.

* Trabajo de Grado

** Facultad de Ciencias. Escuela de Física. Director: Luis A. Núñez. Codirector: Hernán Asorey

Abstract

Título: Design and calibration of a hybrid muon telescope for volcanological studies *

Author: Jesús Peña Rodríguez **

Keywords: muography, hodoscope, time-of-flight, water Cherenkov detector

Description: The MuTe is a hybrid muon telescope designed to inspect volcanic structures using the muography technique in Colombia. This thesis shows the development of the electronic MuTe detection system and its calibration.

The instrument is based on the combination of a scintillation hodoscope and a water Cherenkov detector. The hodoscope is made up of two 900-pixel scintillation panels that measure particle flux in 3481 directions with a resolution of up to 32 mrad. The Cherenkov detector, composed of 1.7 m³ of water and an 8-inch photomultiplier, measures the deposited energy of the particles that cross the MuTe. Its measurement range is 50 MeV up to 1.5 GeV with a resolution of 0.72 MeV. The measurement of the time of flight of the particles allows to estimate their momentum. MuTe reduces background sources that affect muography by combining deposited energy, time-of-flight and momentum measurements. Background sources are generated by low-energy muons that suffer from multiple scattering, the electromagnetic component of extensive air showers, multiple particles hitting the detector simultaneously, and reverse-trajectory particles.

* Bachelor Thesis

** Facultad de Ciencias. Escuela de Física. Director: Luis A. Núñez. Codirector: Hernán Asorey

Introducción

La muongrafía es una técnica no-invasiva que se utiliza para estudiar grandes estructuras antrópicas o naturales. Sus aplicaciones van desde detección de materiales ocultos en contenedores (Blanpied y cols., 2015), arqueología (Morishima y cols., 2017; Gómez y cols., 2016; Alvarez y cols., 1970), exploración geológica en Marte (Kedar y cols., 2013), inspección de plantas nucleares (Fujii y cols., 2013), cavidades subterráneas (Saracino y cols., 2017) y vulcanología (Nagamine y cols., 2005; H. K. Tanaka y cols., 2009; Lesparre y cols., 2010, 2011; Lesparre, Marteau, y cols., 2012).

Actualmente las herramientas más utilizadas en el estudio de volcanes son la sismología, gravimetría y tomografía eléctrica. Estas tienen una resolución espacial y capacidad de penetración baja (Rosas-Carbajal y cols., 2017). Además, los datos deben ser registrados de manera directa sobre la superficie del volcán (Lesparre, Gibert, y cols., 2012). La muongrafía ofrece una alternativa con resolución espacial de decenas de metros (Lesparre, Marteau, y cols., 2012), una gran capacidad de penetración y la adquisición de información es no-invasiva (Nishiyama y cols., 2014).

Su funcionamiento se basa en la medición del flujo de muones que cruza la estructura en diferentes trayectorias a través de un hodoscopio¹. Los hodoscopios se basan en diferentes tipos de detectores: centelladores segmentados (Fujii y cols., 2013; Lesparre, Marteau, y cols., 2012; H. K. Tanaka y cols., 2009), centelladores continuos (Nagamine y cols., 1995; Aguiar y cols., 2015; Tang y cols., 2016), Cámaras de Plato Resistivo (RPC) (Sehgal y cols., 2016; Fehr the Tomuvol Collaboration, 2012), Micromegas (Bouteille y cols., 2016), Cámaras Proporcionales Multi-Hilo (MWPC) (Oláh, Tanaka, Ohminato, Varga, 2018) y láminas de emulsión (Morishima y cols., 2017; Nagamine, 2016).

¹ Instrumento que mide la trayectoria de partículas cargadas haciendo uso de dos o más planos de detección

Las diferencias de flujo que se proyectan sobre el hodoscopio permiten extraer información de la densidad interna del objeto escaneado. Sin embargo, esta técnica puede subestimar la densidad de la estructura debido al registro de eventos falso-positivos. Estos eventos se generan por tres fuentes: los muones horizontales que inciden desde la parte trasera del detector, los muones de baja energía que son dispersados por la superficie de la estructura y las partículas cargadas procedentes de lluvias aéreas extensas (EAS) (Nishiyama y cols., 2014; Gómez y cols., 2017).

El proyecto MuTe es un telescopio de muones diseñado para escanear edificios volcánicos en Colombia. El objetivo inicial de MuTe es el volcán Cerro Machín ubicado a 7 km de la municipalidad de Cajamarca y a 17 km de la ciudad de Ibagué. El volcán Machín representa un riesgo latente para miles de habitantes y para la principal ruta comercial entre el centro y occidente de Colombia.

MuTe es un detector híbrido compuesto de un hodoscopio de centelladores y un detector Cherenkov de agua (WCD). Este es capaz de reducir las principales fuentes de ruido que afectan los muogramas mediante la medición de la energía depositada, el tiempo de vuelo y dirección de las partículas incidentes.

Esta tesis se basa en el desarrollo del sistema electrónico de detección y la calibración del MuTe. En los Capítulos 1 y 2 se introducen los conceptos físicos de la muografía y las tecnologías usadas en su implementación. Dentro de los conceptos físicos se exponen los mecanismos de generación de la componente muónica de las lluvias aéreas extensas, la dependencia angular del flujo de muones, su espectro de energía a nivel de suelo, la pérdida de energía de los muones al interactuar con la roca y la desviación de su trayectoria por efecto de la dispersión múltiple de Coulomb. En las tecnologías usadas en muografía se muestra el principio de funcionamiento de los centelladores plásticos, emulsiones nucleares, detectores gaseosos y telescopios de detección de Cherenkov en el aire. En las Secciones 2.4 y 2.5 se estudian las principales fuentes de ruido de

fondo en la muografía y los métodos activos y pasivos de filtrado.

La trayectoria de las partículas que cruzan el MuTe se reconstruyen mediante un hodoscopio de dos paneles centelladores. El diseño y calibración del hodoscopio se aborda en el Capítulo 4. Inicialmente se muestra la construcción de los paneles de detección, la electrónica de lectura y de disparo, los dispositivos periféricos, el software de adquisición y el sistema de alimentación. Luego, se expone la caracterización de los fotomultiplicadores de Silicio (voltaje de ruptura, ganancia, ruido electrónico y dependencia térmica), la atenuación de la señal y tiempo de respuesta de las barras centelladoras, el histograma de coincidencia de los paneles centelladores, la estimación de la aceptación del hodoscopio y la medición del flujo de muones a cielo abierto.

La primera etapa de filtrado de eventos falsos se hace mediante la energía depositada por las partículas en el WCD. En el Capítulo 5 se detalla el diseño del WCD y de su sistema de adquisición. Además, se describe el proceso de determinación del voltaje óptimo de polarización del fotomultiplicador y la calibración del sistema de medición de la energía depositada usando la traza equivalente de los muones verticales (VEM).

El sistema de medición del tiempo de vuelo (ToF) de MuTe mide la dirección y el momento de las partículas incidentes. Estas mediciones permiten discriminar las partículas de trayectoria inversa que causan la sobre-estimación del flujo y las partículas desviadas angularmente que disminuyen la resolución espacial de MuTe. El diseño y calibración del sistema de medición ToF se detalla en el Capítulo 6.

El desempeño general del MuTe es evaluado en el Capítulo 8. En este se expone el primer muograma obtenido por el detector después de dos meses de registro. Adicionalmente, se cuantifican las componentes de ruido generadas por la componente electromagnética de EAS, las partículas de trayectoria inversa, los eventos de múltiple partícula y de bajo momento. Además, se

valida el funcionamiento del sistema fotovoltaico y la autonomía de operación del MuTe.

En el Capítulo 9 se resumen las principales conclusiones de esta tesis.

1. Radiación cósmica

La radiación cósmica (RC) fue descubierta en 1912 por Victor Hess tras llevar a cabo diversos experimentos en globos (1911-1912) hasta altitudes de 5200 m. Hess encontró que la radiación presente en la atmósfera aumentaba considerablemente con la altura. Este hecho estableció que su origen era extraterrestre contradiciendo la teoría establecida hasta ese momento, la cual proponía que la radiación se originaba en los materiales que componían el suelo terrestre (Spurio, 2015).

El nombre "Rayos Cósmicos" fue acuñado erróneamente en 1926 por R. Millikan partiendo de la idea que la RC estaba compuesta principalmente por rayos gamma. Sin embargo, en 1927 J. Clay encontró evidencia de la variación del flujo de RC dependiendo del campo geomagnético. Este hecho permitió deducir que la RC se componía de partículas cargadas. En 1932 A. Compton comprobó el efecto Este-Oeste, predicho por Rossi, el cual establece una diferencia en la intensidad de la RC que llega desde el Este y el Oeste. Esto planteó que la RC se conforma mayoritariamente por partículas de carga positiva (Dorman Dorman, 2014).

1.1. Flujo y espectro de energía

La RC son partículas que viajan a través del espacio hasta llegar a la Tierra. Estos están compuestos por 90% protones, 9% núcleos de Helio y 1% iones pesados y electrones (Spurio, 2015). El origen de la RC depende de su energía, E . Gran parte de la RC con $E \lesssim 10^{10}$ eV proviene del viento solar, para energías 10^{10} eV $\lesssim E \lesssim 10^{18}$ eV el origen más probable es galáctico y la RC de Ultra Alta Energía (UHECR, por sus siglas en inglés) ($\gtrsim 10^{18}$ eV) es de origen extragaláctico (Procureur, 2018; The Pierre Auger Collaboration, 2017).

El espectro del flujo diferencial de RC se representa como,

$$\frac{d\Phi}{dE} = A \cdot E^{-\alpha} \quad (1)$$

donde Φ es el flujo de RC, A es el factor de normalización del espectro y α es el índice espectral diferencial. A y α dependen de la composición y el rango de energía de la RC.

Como se muestra en la Fig. 1, la caracterización del espectro del flujo de RC se realiza mediante mediciones hechas por diferentes experimentos (satélites, globos o a nivel de suelo). En el espectro se pueden observar dos estructuras particulares asociadas con los cambios de pendiente del espectro. La llamada *rodilla*, alrededor de 1 PeV, representa una transición entre diferentes mecanismos galácticos de aceleración de RC. Por otra parte, existe un punto de quiebre llamado *tobillo* (~ 1 EeV) a partir del cual la RC de origen extragaláctico es dominante. Además, se observa una *segunda rodilla* en ~ 10 PeV y una *supresión* del espectro por encima de ~ 10 EeV (Spurio, 2015).

1.2. Partículas secundarias

Cuando la RC entra a la atmósfera terrestre interactúa con los núcleos que la componen, produciendo gran cantidad de partículas secundarias (bariones, mesones, leptones y fotones). Dependiendo de su tiempo de vida estas partículas pueden interactuar nuevamente o decaer, generando un efecto llamado lluvia aérea extensa (EAS por sus siglas en inglés). Particularmente, los mesones cargados, típicamente piones y kaones, pueden decaer en muones, electrones y neutrinos, y los piones neutros decaen en fotones.

Las EAS tienen tres componentes: la **electromagnética**, compuesta por fotones, electrones y positrones; la **hadrónica** compuesta mayoritariamente por kaones, piones, neutrones y protones; y la componente **muónica** conformada por muones y neutrinos (ver Fig. 2).

El desarrollo longitudinal y lateral de la EAS depende de la energía del RC primario que la genera tal como se muestra en la Fig. 3. Además, el número total de partículas generado en una EAS se relaciona con el ángulo de incidencia del primario y la altura a la cual ocurrió la primera interacción (Grieder, 2010).

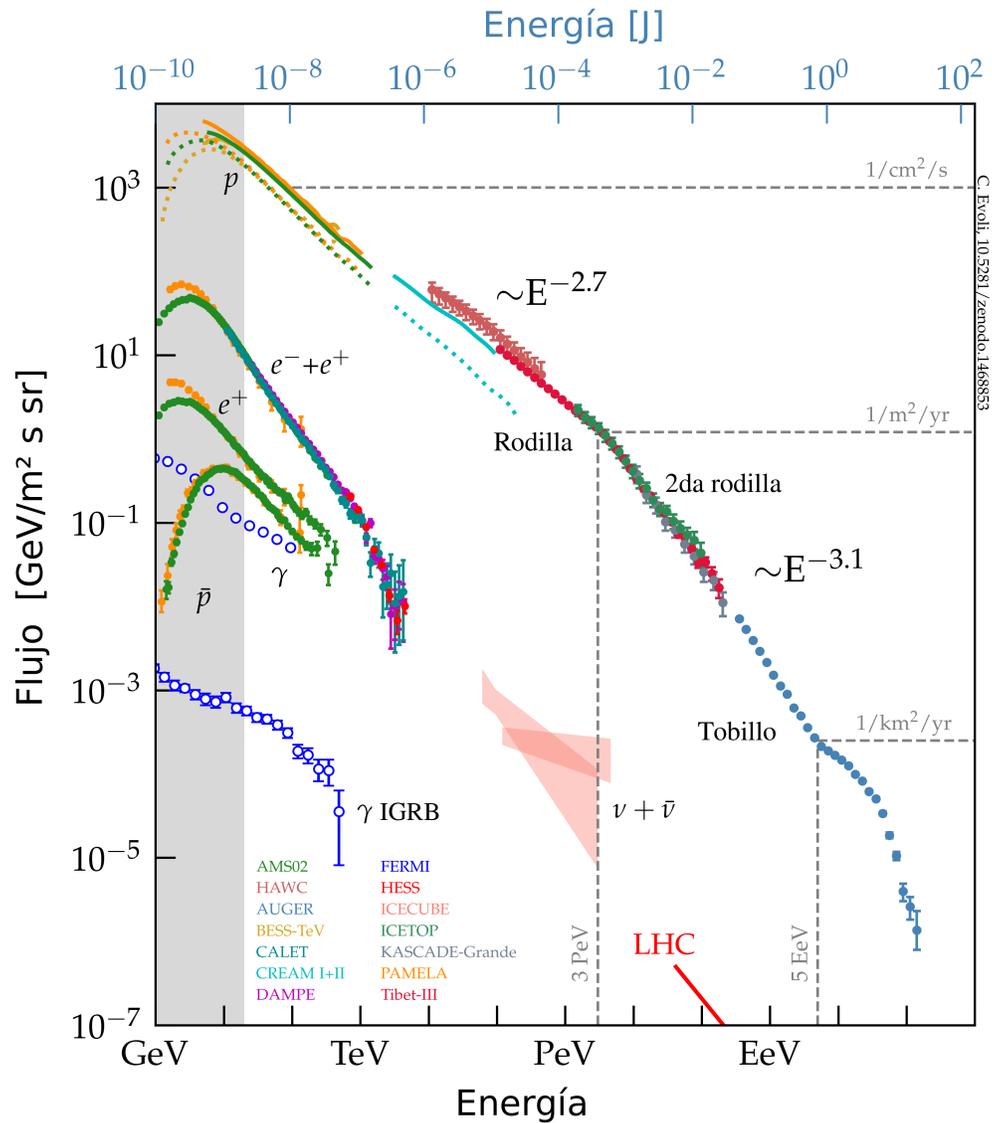


Figura 1. Espectro de energía de la radiación cósmica. Los datos de flujo son obtenidos de manera directa por experimentos satelitales (AMS02, PAMELA, FERMI) o globos (CREAM) y de manera indirecta por observatorios a nivel de suelo (Auger, HAWC, HESS, ICETOP, ICECUBE, KASCADE). Los eventos con energía <10 GeV están dominados por el viento solar (franja gris). En la *rodilla* a ~1 PeV se registra 1 evento/m²año y en el *tobillo* a ~1 EeV alrededor de 1 evento/km²año. El aporte del fondo isotrópico de rayos-gamma (IGRB, por sus siglas en inglés) es medido por el telescopio Fermi (Evoli, 2018).

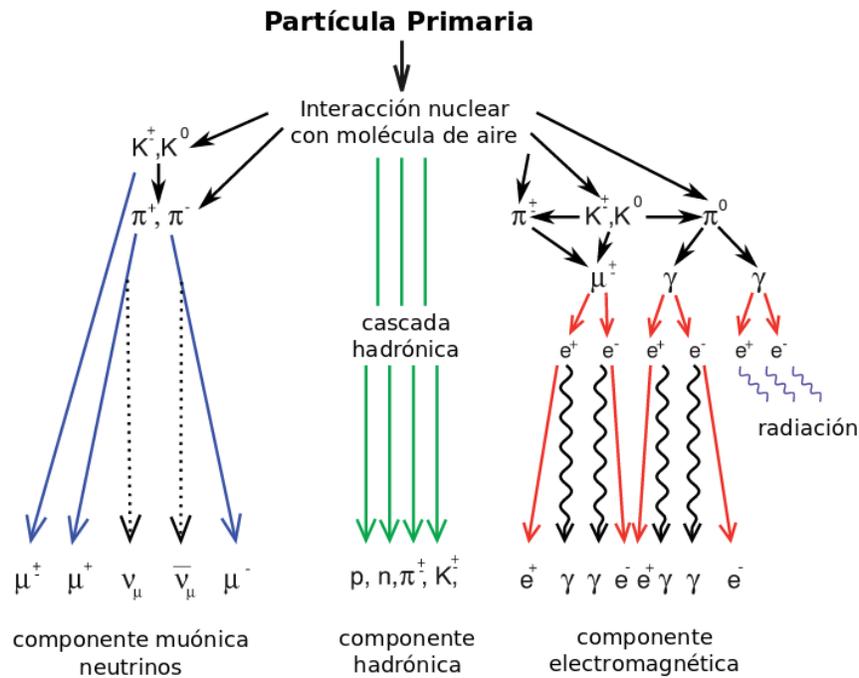


Figura 2. La interacción del RC primario con los átomos de la atmósfera genera un chubasco de partículas secundarias compuesto por una parte hadrónica (verde), una electromagnética (roja) y una muónica (azul) (Haungs y cols., 2015).

1.3. Componente muónica

Las dos fuentes principales de producción de muones en el desarrollo de una EAS corresponden al decaimiento de los kaones K^\pm y los piones π^\pm . En el caso de los kaones K^+ , aproximadamente el 90% de decaimientos ocurre en tres canales (Olive, 2014),



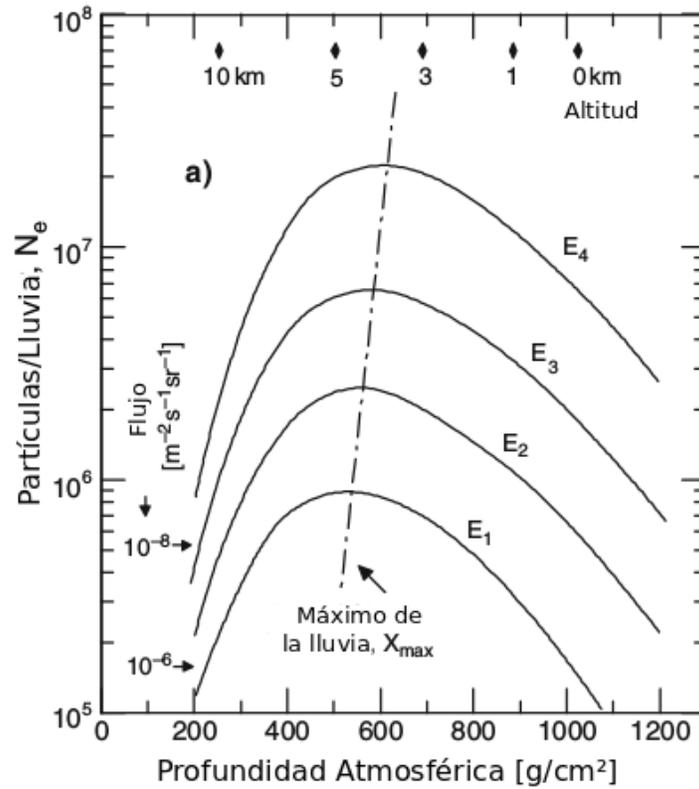


Figura 3. Desarrollo longitudinal de una EAS en la atmósfera. En este caso, se muestra el tamaño de la lluvia en función de la profundidad atmosférica, X , para diferentes energías del primario ($E_1 < E_2 < E_3 < E_4$) (Grieder, 2010). La profundidad atmosférica se define como la integral en la dirección del primario de la densidad atmosférica sobre el punto de observación.

Para los piones π^\pm el 99.9% de los decaimientos ocurren en los canales,

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (4)$$

La componente muónica es la más penetrante de las tres y puede sobrevivir hasta alcanzar la superficie terrestre. Esto ocurre principalmente por dos factores:

- Un tiempo de vida de 2.2×10^{-6} s, el cual es dos órdenes de magnitud mayor al de los mesones π^\pm (2.6×10^{-8} s) o los K^\pm (1.23×10^{-8} s). Debido a esto, los muones pueden des-

plazarse grandes distancias en la atmósfera sin decaer. La longitud media de decaimiento del muón en el aire es $L(\text{km}) = 6200(\text{km/TeV}) \times E(\text{TeV})$ considerando que pierde $\sim 0.16 \text{ MeV/m}$ (Procureur, 2018; Nagamine, 2003).

- Una masa de $105.5 \text{ MeV}/c^2$ aproximadamente 200 veces mayor que la del electrón. Los muones pierden energía mayormente por ionización hasta energías del orden de 1 TeV en el aire (Groom y cols., 2001). A energías $> 1 \text{ TeV}$, la pérdida de energía es inversa al cuadrado de la masa ($1/m^2$) y ocurre principalmente por *Bremsstrahlung*.

La componente hadrónica tiene un tiempo de vida menor debido a su interacción fuerte con los núcleos atmosféricos. Por otra parte, los electrones depositan su energía en cortas distancias por efecto de la radiación *Bremsstrahlung*.

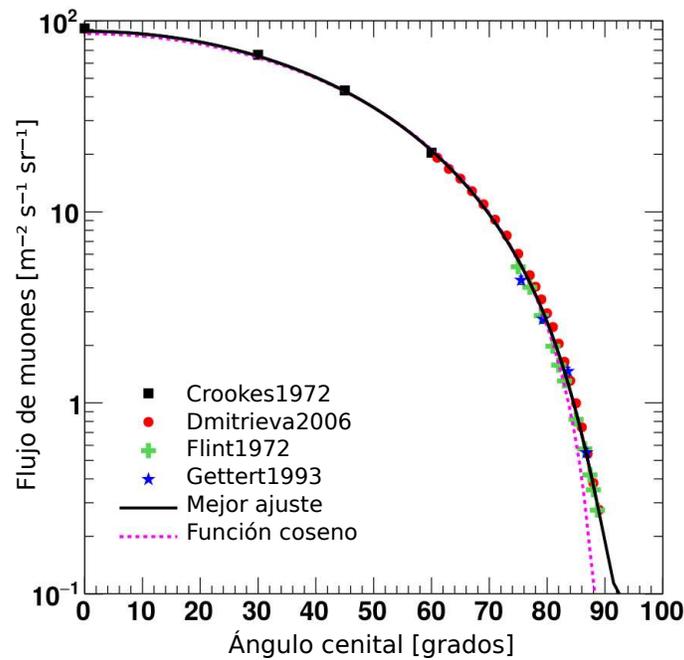


Figura 4. Variación del flujo integral de muones a nivel del mar dependiendo del ángulo cenital. Los puntos corresponden a los datos de flujo obtenidos en los experimentos: Flint et al. (1972), Gettert et al. (1993), Dmitrieva et al. (2006), Crookes y Rastin (1972). La línea punteada representa el ajuste del modelo $I_0 \cos^2 \theta$ (Cecchini Spurio, 2012).

1.3.1. Distribución angular del flujo de muones. El flujo de muones Φ a nivel de suelo depende fuertemente del ángulo cenital de observación, θ . El número partículas I_0 que logran alcanzar la superficie en la dirección vertical ($\theta = 0^\circ$) es mayor en comparación con la dirección horizontal ($\theta = 90^\circ$), debido a la diferencia en el espesor de la atmósfera terrestre.

En la Fig. 4 se muestra la curva de caracterización del flujo integral de muones dependiendo del ángulo cenital obtenida mediante diferentes experimentos (Cecchini Spurio, 2012). Normalmente, el flujo de muones puede ser modelado con la función $I_0 \cos^2 \theta$ (si no se tiene en cuenta la curvatura de la Tierra). Para ángulos $>80^\circ$ el flujo de muones decrece alrededor de dos órdenes de magnitud en relación al flujo vertical.

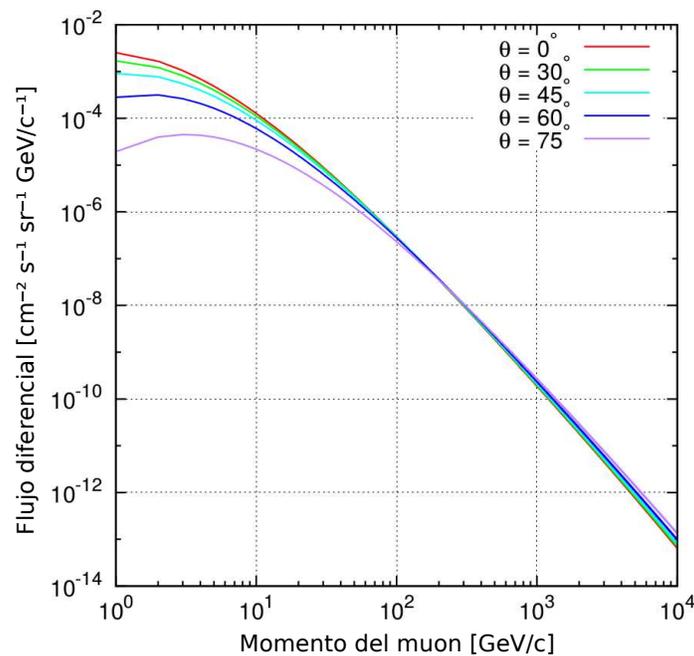


Figura 5. Espectro de momento de los muones atmosféricos para diferentes ángulos cenitales (Ariga y cols., 2018; Vesga-Ramírez, 2018).

1.3.2. Espectro de energía. El espectro de momento de los muones atmosféricos es resultado de la convolución del espectro de producción, de la pérdida de energía y de los pro-

cesos de decaimiento (Ariga y cols., 2018). En la Fig. 5 se muestra el espectro para diferentes ángulos cenitales obtenido con el modelo propuesto por Reyna et al (Reyna, 2006).

Por debajo de 10 GeV/c el flujo de muones depende levemente de su momento y para un rango entre 10-100 GeV/c la curva de flujo sigue el comportamiento del espectro de la RC primaria. A nivel de suelo, la energía más probable que puede tener un muón es de ~ 4 GeV. Sin embargo, a medida que el ángulo cenital aumenta, los muones con energía > 20 GeV son más probables con un flujo diferencial por debajo de $10^{-5} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{GeV}/\text{c}^{-1}$.

2. Muografía

2.1. Historia

La capacidad de escaneo de diferentes fuentes de radiación ha sido explorada desde el mismo descubrimiento de los rayos X en 1895 por W. Roentgen. El caso más desafiante es la implementación de una tecnología capaz de escanear objetos de gran dimensión. En 1950 E. P. George midió la atenuación de la RC mediante un telescopio basado en contadores Geiger en el túnel Guthega-Munyang en Australia. Las mediciones le permitieron determinar el grosor de la roca y el hielo que cubrían la formación geológica (Vanini y cols., 2018; Perry, 2013).

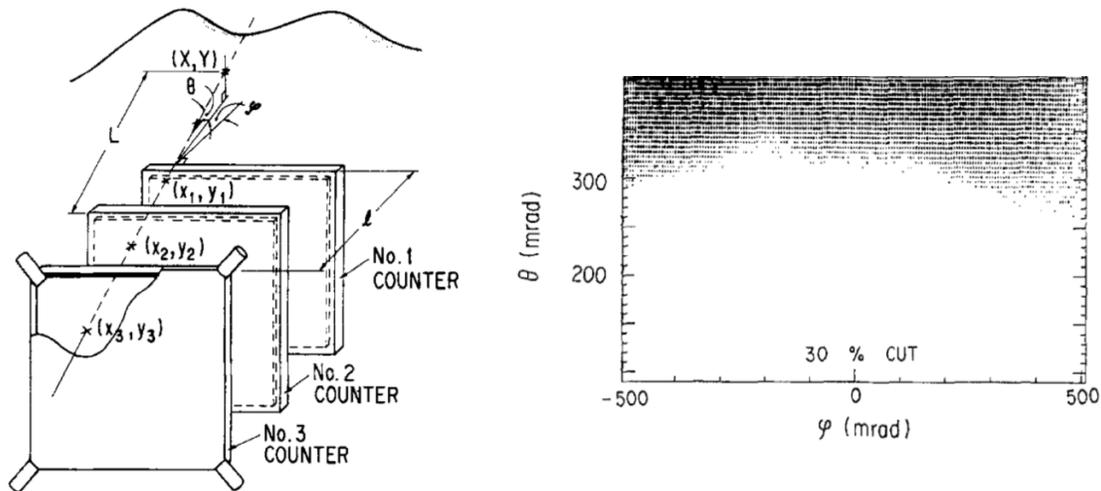


Figura 6. (Izquierda) Telescopio de centelladores plásticos usado para las mediciones en el Monte Tsukuba. (Derecha) Imagen muográfica del Monte Tsukuba obtenida por K. Nagamine en 1995 (Nagamine y cols., 1995).

En 1965 L. Álvarez y sus colegas instalaron dos cámaras de chispa en la Cámara de Belzoni en el interior de la pirámide de Kefrén. Su objetivo era encontrar cámaras ocultas dentro de la estructura de piedra caliza. Después de llevar a cabo el análisis de los datos colectados, Álvarez concluyó que no había cámaras ocultas de un tamaño significativo (> 5 m de alto) ya que la variación en el flujo de muones medido no fue mayor al 5%.

Después de los esfuerzos hechos por Álvarez, la aplicación de la muografía estuvo pausada por varias décadas. En 1995 K. Nagamine et al. usaron un telescopio de centelladores plásticos para escanear el Monte Tsukuba midiendo el flujo muones atmosféricos horizontales como muestra la Fig. 6. Además, propusieron el uso de la técnica en la predicción de erupciones volcánicas (Nagamine y cols., 1995). En 2001 H. Tanaka y K. Nagamine implementaron una radiografía de muones en el Monte Asama usando paneles de centelladores segmentados y estimaron, por primera vez, el ruido de fondo debido a lluvias de electrones (H. Tanaka y cols., 2003).

En 2008 C. L. Morris y un grupo del Laboratorio Nacional de los Álamos introdujo la tomografía de muones. Esta basa su funcionamiento en la medición de los cambios angulares en las trayectorias de los muones al atravesar un material debido a la dispersión múltiple de Coulomb (Morris y cols., 2008).

En los últimos años se han desarrollado diversos experimentos en muografía, siendo la vulcanología el campo más explorado. Entre ellos se pueden resaltar los proyectos MuRay (Ambrosi y cols., 2011), ToMuVol (Cârloganu y cols., 2013) y Diaphane (Lesparre, Marteau, y cols., 2012). Por otra parte, también se han realizado trabajos en la exploración de cavernas (Saracino y cols., 2017; Oláh y cols., 2013), acuíferos (Jourde y cols., 2016), reservorios de CO₂ (Zhong y cols., 2015; Klinger y cols., 2015; Zhong Jiang, 2017) y glaciares (Nishiyama y cols., 2017; Ariga y cols., 2018).

Actualmente los esfuerzos se centran en el refinamiento de la técnica para estudiar estructuras geológicas. Se han abordado temas como el ruido de fondo generado por: los muones de baja energía (Nishiyama y cols., 2014; Gómez y cols., 2017), la componente electromagnética de la lluvias aéreas de partículas (Kusagaya Tanaka, 2015; Nishiyama y cols., 2014; Marteau y cols., 2012) y eventos de multiple-partícula (Oláh y cols., 2017). Además, se han estudiado los efectos

de la composición de la roca sobre la técnica (Lechmann y cols., 2018), el aumento de la eficiencia mediante sistemas ToF (Shi y cols., 2014) y la viabilidad de desarrollar estudios dinámicos de formaciones geológicas (Jourde y cols., 2016).

2.2. Principios

La muografía de absorción se basa en la medición del flujo de muones atmosféricos que atraviesan un objeto en diferentes direcciones. La radiación puede ser absorbida parcialmente dependiendo de la cantidad y densidad del material que encuentra a su paso en una dirección dada. La fracción de muones que logran pasar el material es determinada por la integral de la densidad sobre la distancia recorrida (Procureur, 2018; Vesga-Ramírez, 2018). Esta cantidad se llama opacidad y se define como:

$$\rho(L) = \int_L \rho(x) dx \quad (5)$$

donde ρ es dado en g cm^{-2} , ρ es la densidad y x es la coordenada medida a lo largo de la trayectoria L .

La opacidad se deduce de la atenuación del flujo de muones que pasa a través del objeto escaneado. Para esto, se compara el flujo que atraviesa la estructura Φ con el flujo a cielo abierto Φ_0 en dicha dirección como indica la Fig. 7 (Lesparre y cols., 2010). Lo anterior es posible teniendo en cuenta que el flujo de muones medido en el punto de observación es independiente del ángulo azimutal φ (Valencia-Otero, 2016). La distancia recorrida por los muones es estimada mediante la geometría de la formación geológica escaneada.

El tiempo de observación de un objeto determinado está sujeto a un umbral temporal necesario para resolver el mapa de densidades. Este umbral limita la resolución temporal (\sim meses) (Valencia-Otero, 2016) de la muografía para hacer estudios dinámicos de volcanes. Por otra parte, el flujo de muones a ángulos cenitales $> 70^\circ$ es al menos 100 veces menor al flujo vertical lo que

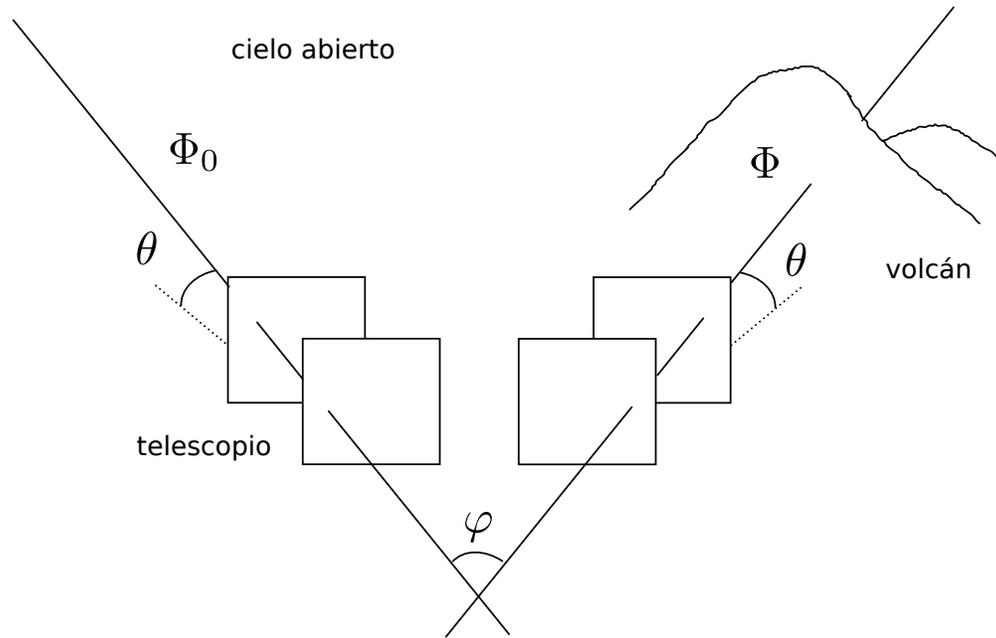


Figura 7. Metodología para estimar la atenuación del flujo de muones que atraviesa la estructura Φ en relación al flujo de muones a cielo abierto Φ_0 .

representa una relación señal a ruido baja.

La resolución espacial x en el mapa de densidades obtenido depende de la separación entre los paneles exteriores del telescopio d , el tamaño de sus píxeles s y la separación entre el telescopio y la formación geológica D . Geométricamente, la cantidad de superficie que abarca un píxel en su proyección sobre el objeto escaneado es $x = (d + 2D) \tan(\theta/2) = s(d + 2D)/d$ como se muestra en la Fig. 8.

2.2.1. Pérdida de energía de los muones en roca. La muografía de absorción se basa principalmente en la pérdida de energía por ionización de los muones al atravesar un objeto. La pérdida de energía $-dE/dx$ por ionización es modelada por la fórmula de Bethe-Bloch,

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} T_{max} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (6)$$

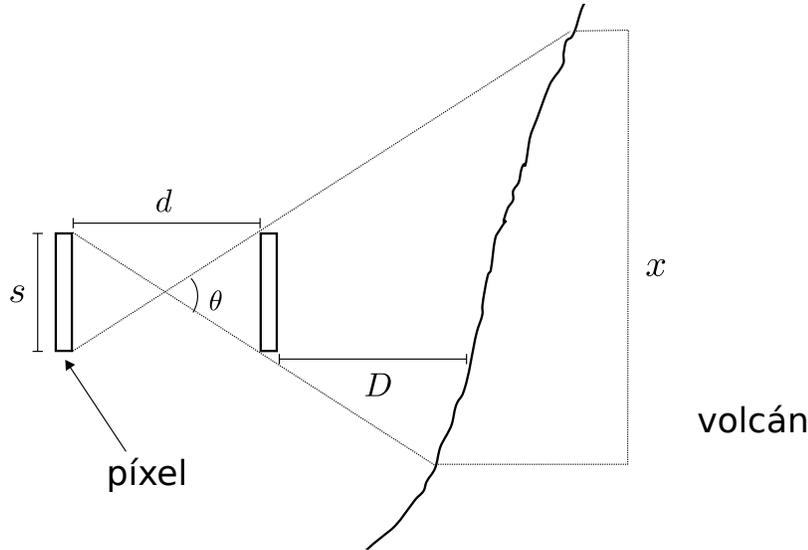


Figura 8. Proyección del área escaneada por píxel sobre la superficie geológica dependiendo de los parámetros geométricos del telescopio s , d y D .

con

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2 \quad (7)$$

donde, z es la carga de la partícula incidente, Z es el número atómico del material y A es la masa del material. Por su parte, β es la velocidad de la partícula incidente, m_e es la masa del electrón, γ es el factor de Lorentz y T_{max} es la energía máxima transferida en una colisión. Finalmente, I es la energía de excitación media en el material, δ es una corrección de densidad y N_A el número de Avogadro. También hemos expresado r_e como el radio clásico del electrón el cual se define como:

$$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} \quad (8)$$

donde e carga eléctrica del electrón y ϵ_0 es la permitividad del vacío.

En la Fig. 9 se observa la pérdida de energía de muones en roca estándar ($\rho = 2.65 \text{ g/cm}^3$). Los muones con una energía cinética entre $\sim 100 \text{ MeV}$ y $\sim 100 \text{ GeV}$ pierden de $1.6\text{-}3 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$. En esta región los muones se comportan como partículas de mínima ionización (MIP por sus siglas

en inglés), es decir, la pérdida de energía ocurre principalmente por ionización. Esta característica da a los muones su alto poder de penetración y da viabilidad a la muografía. Por otro lado, los muones también pierden energía debido al efecto *Bremsstrahlung* (radiación de frenado) para energías $\gtrsim 693$ GeV.

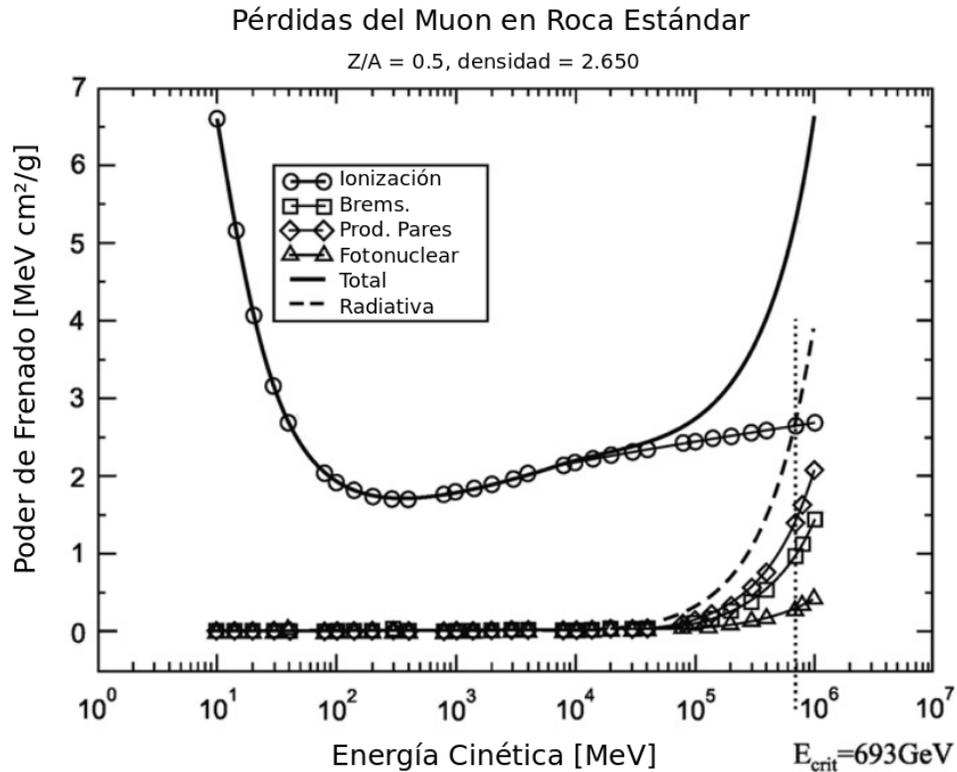


Figura 9. Pérdida de energía para muones en roca estándar como función de la energía cinética. La $-dE/dx$ para muones es dominada por tres efectos: la pérdida por interacción con los núcleos y electrones atómicos ($\lesssim 0.01$ GeV), la pérdida por ionización (0.01-693 GeV) y la pérdida por radiación ($\gtrsim 693$ GeV) (Annunziata, 2012; Groom y cols., 2001)

La pérdida de energía total se define como,

$$-\frac{dE}{d\rho} = a(E) + b(E)E \quad (9)$$

donde a y b son funciones que dependen de las propiedades del material (Vesga-Ramírez, 2018).

La función $a(E)$ representa las pérdidas por ionización y $b(E)$ por *Bremsstrahlung*. Estas funciones son definidas mediante simulaciones Monte Carlo y tienen una fuerte dependencia del cociente $\langle Z/A \rangle$ y de la densidad del material (Lesparre y cols., 2010).

La energía mínima E_{min} requerida por un muón para atravesar una cantidad de material dada es,

$$E_{min} = E_{\mu} + \int_0^{\rho} \frac{dE}{d\rho} d\rho \quad (10)$$

donde E_{μ} es la energía en reposo del muón (105 MeV).

En la Fig. 10 se muestra la energía mínima necesaria para recorrer un grosor de 10 m a 1000 m de roca estándar. Por ejemplo, un muón debe tener una energía mínima ~ 60 GeV para atravesar una distancia de 100 m de roca estándar.

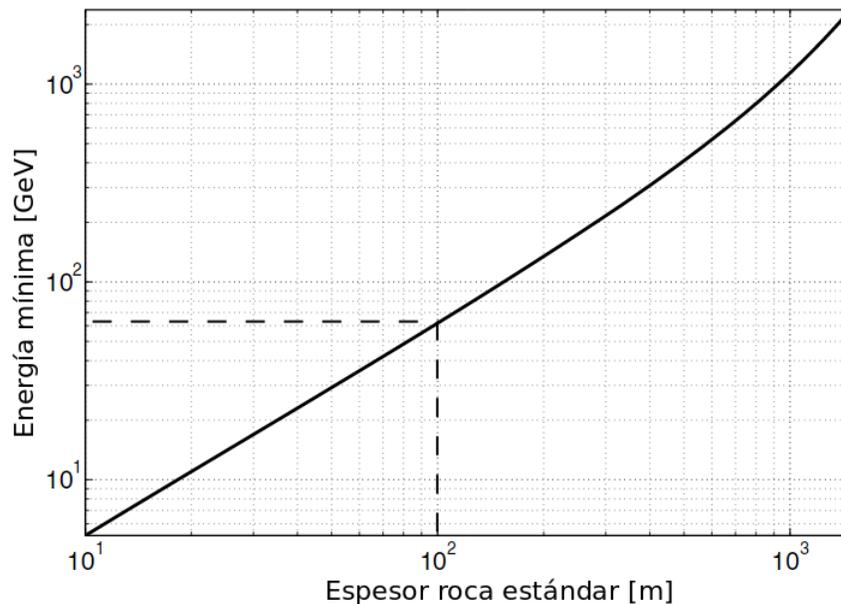


Figura 10. Energía mínima requerida por un muón para cruzar un grosor de 10 a 1000 m de roca estándar cuya densidad es $\rho = 2.65$ g/cm³ (Catalano y cols., 2016; Lesparre y cols., 2010; Valencia-Otero, 2016; Vesga-Ramírez, 2018).

2.2.2. Dispersión múltiple de Coulomb. Las interacciones nucleares que sufren los muones al atravesar el material afectan su trayectoria inicial generando una variación angular en la dirección de salida (Furlan y cols., 2013; Pesente y cols., 2009). Este efecto, llamado dispersión múltiple de Coulomb, se modela como una distribución Gaussiana con media cero. La desviación estándar σ_Φ de la distribución depende de la longitud de radiación X_0 del material, del espesor x y del momento del muón p . La desviación angular se define como

$$\sigma_\Phi \approx \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta pc} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (11)$$

y la longitud de radiación es,

$$X_0 = \frac{716.4 (\text{g/cm}^2)}{\rho} \frac{A}{Z(Z+1) \log(287/\sqrt{Z})} \quad (12)$$

Debido a que la roca estándar ($Z=11$ y $A=22$) está compuesta por diferentes elementos, la longitud de radiación es entonces definida como

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i w_i \frac{1}{X_{0i}} \quad (13)$$

donde X_{0i} es la longitud de radiación del elemento i y w_i es su fracción en masa en el compuesto.

La dispersión múltiple puede afectar de manera negativa la muografía en grandes estructuras. Esta desvía la dirección inicial de los muones incidentes y por lo tanto incrementa la incertidumbre en la estimación de la trayectoria por el detector. Sin embargo, tal como se puede apreciar en la Fig. 11, para evaluar estos efectos se debe tener en cuenta la energía mínima requerida por un muón para atravesar el material. Esta energía establece el límite superior de la dispersión angular.

Para recorrer 100m de roca estándar un muón atmosférico necesita una energía mínima de ~ 60 GeV y genera una desviación angular de $\sim 0.5^\circ$. De la misma manera, para atravesar 1000 m la energía mínima es ~ 1 TeV y la desviación es $\sim 0.07^\circ$.

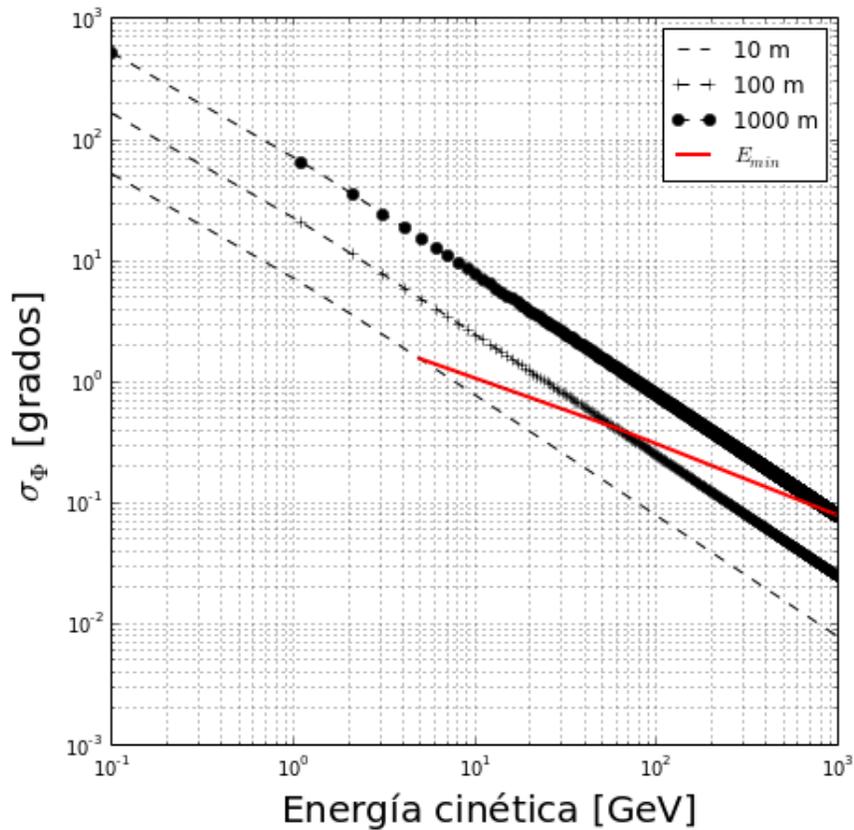


Figura 11. Variación del ángulo de salida, respecto a su dirección de incidencia, de los muones atmosféricos después de atravesar 10 m, 100 m y 1000 m de roca estándar. La línea roja representa el umbral de energía mínima sobre el cual los muones logran emerger del medio sin ser absorbidos.

2.3. Tecnologías de detección

La muongrafía requiere un sistema de detección capaz de medir el flujo de muones dependiendo de la trayectoria. Un hodoscopio (“hodos” + “skopos” = trayectoria + observador) es un instrumento que registra la trayectoria de partículas cargadas haciendo uso de dos o más planos sensibles. Estos planos determinan la posición de la partícula como se muestra en la Fig. 12. El flujo de muones en determinada dirección se estima mediante el conteo de eventos por unidad de tiempo y ángulo sólido.

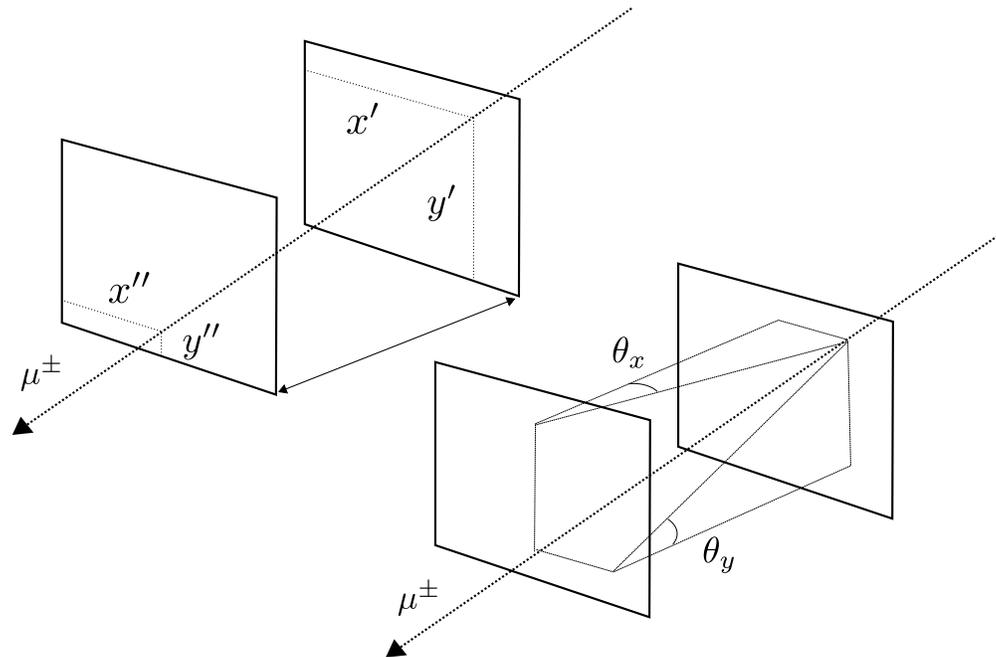


Figura 12. Principio de funcionamiento de un hodoscopio. El detector se conforma de al menos dos paneles, cada uno de los cuales mide la posición al paso de un muón (x', y') por el panel frontal y (x'', y'') por el panel trasero, luego se calcula su trayectoria en términos de los ángulos $\theta_x = \tan^{-1}(x' - x'')/d$ y $\theta_y = \tan^{-1}(y' - y'')/d$.

Los paneles sensibles de un hodoscopio se basan en diferentes tecnologías de detección: centelladores segmentados (Fujii y cols., 2013; Lesparre, Marteau, y cols., 2012; H. K. Tanaka y cols., 2009), centelladores continuos (Nagamine y cols., 1995; Aguiar y cols., 2015; Tang y cols., 2016), Cámaras de Plato Resistivo (RPC) (Sehgal y cols., 2016; Fehr the Tomuvol Collaboration, 2012), Micromegas (Bouteille y cols., 2016), Cámaras Proporcionales Multi-Hilo (MWPC) (Oláh, Tanaka, Ohminato, Varga, 2018) y láminas de emulsión (Morishima y cols., 2017; Nagamine, 2016). Cada uno de éstos tiene ventajas y desventajas respecto a la resolución espacial, temporal, robustez mecánica, adquisición de la información y costo.

Los detectores anteriores se basan principalmente en tres técnicas de detección: centellado-

res plásticos (continuos y segmentados), emulsiones nucleares (láminas de emulsión) y detectores gaseosos (RPCs, MWPCs, Micromegas).

2.3.1. Centelladores plásticos. Los centelladores basan su principio de detección en el proceso de excitación y des-excitación de los electrones atómicos de un material plástico centellador cuando una partícula cargada lo atraviesa (Gruppen Schwartz, 2008; Kleinknecht, 2005). El centellador posee generalmente un recubrimiento altamente difusivo y reflexivo que mejora el transporte de los fotones.

Los fotones generados por centelleo son guiados, a través de una fibra óptica de corrimiento de longitud de onda (WLS), hasta el dispositivo sensor (tubo fotomultiplicador - PMT o fotomultiplicador de silicio - SiPM) como se ilustra en la Fig. 13. La fibra WLS permite acoplar eficientemente el espectro de emisión del centellador y el espectro de absorción del elemento sensor.

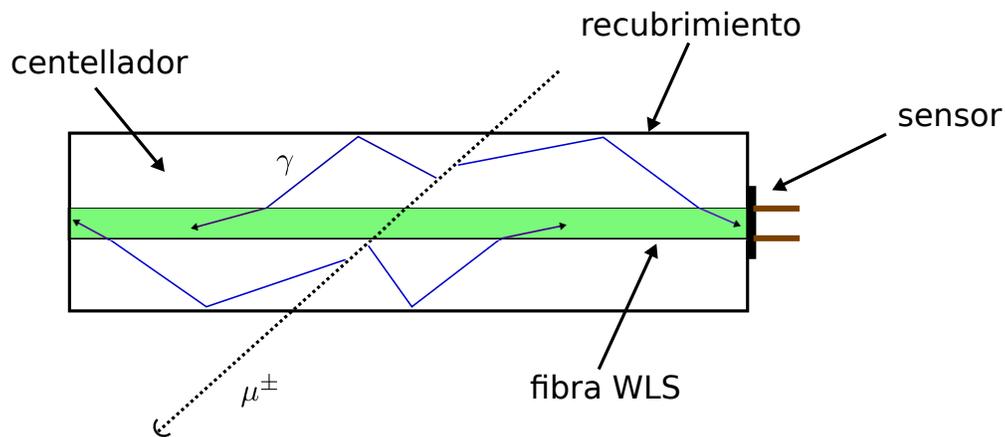


Figura 13. Esquema básico de un detector de muones basado en centelladores plásticos. Cuando una partícula cargada incide en el material centellador se generan fotones que son canalizados por una fibra WLS hasta el elemento sensor.

Los detectores de centelleo son robustos, fáciles de construir, relativamente económicos,

resistentes a las condiciones ambientales y con una alta eficiencia de detección. Su principal desventaja es la resolución espacial. Esta es igual a la desviación estándar, $s/\sqrt{12}$, de una distribución uniforme de ancho s , donde s es el ancho del centellador (Procureur, 2018).

2.3.2. Emulsiones nucleares. Las emulsiones nucleares funcionan de manera similar a la fotografía análoga. Un sustrato de vidrio es revestido por un compuesto gelatinoso mezclado con cristales de haluro de plata. La interacción de los haluros con las partículas cargadas desencadena un proceso de oxido-reducción que los convierte en plata metálica (Procureur, 2018). Después de la exposición, los haluros de plata restantes son disueltos dejando una cubierta negra sobre las posiciones de interacción, como se ve en la Fig. 14.

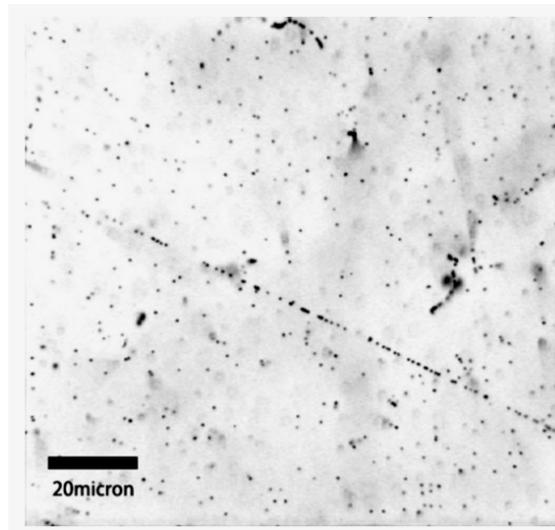


Figura 14. Imagen microscópica de la trayectoria de un muón (línea punteada) en una lámina de emulsión (Nishiyama y cols., 2014).

Las láminas de emulsión tienen una alta resolución espacial ($\sim \mu\text{m}$) y no consumen energía, sin embargo, su tiempo de vida es corto (\sim meses) debido a su susceptibilidad a la humedad y temperatura. El análisis de los datos obtenidos mediante esta técnica es costoso ya que requieren algoritmos de procesamiento de imágenes para la reconstrucción de trayectorias.

Teniendo en cuenta que el proceso de detección es acumulativo, el uso de emulsiones nucleares no permite hacer un seguimiento temporal de los eventos registrados, impidiendo el monitoreo dinámico de estructuras.

2.3.3. Detectores gaseosos. Los detectores gaseosos tienen diferentes modos de trabajo según su tensión de polarización. En el modo Geiger, dos capas de un material conductor (ánodo y cátodo) contienen un gas ionizable sujeto a un campo eléctrico generado por el alto voltaje aplicado entre los electrodos. Cuando una partícula cargada pasa a través del detector, ésta interactúa con el gas creando pares ión-electrón. Los electrones son acelerados por efecto del campo eléctrico desprendiendo electrones secundarios del gas hasta causar un efecto avalancha como se muestra en la Fig. 15. Los electrones son atraídos al ánodo generando una corriente eléctrica que es registrada posteriormente.

Este tipo de detectores poseen una alta resolución espacial (~ 0.1 mm) a un costo razonable. Además, éstos permiten hacer una trazabilidad temporal de los eventos.

Sin embargo, los detectores gaseosos tienen varias desventajas. La ganancia depende altamente de variables ambientales como la presión y la temperatura. El voltaje de polarización necesario para su funcionamiento implica un riesgo latente de generación de chispas eléctricas que afectarían su integridad. El gas ionizable debe fluir continuamente en el interior del detector con el fin de evitar el envejecimiento y degradación de los electrodos. Adicionalmente, las fugas de gas son inherentes e inevitables elevando el costo del mantenimiento del detector.

2.3.4. Telescopios de detección de Cherenkov en el aire. Los telescopios de detección de Cherenkov en el aire son actualmente usados en observatorios de astro partículas como HESS, VERITAS, MAGIC y CTA en la detección de rayos gamma de alta energía. Los muones que

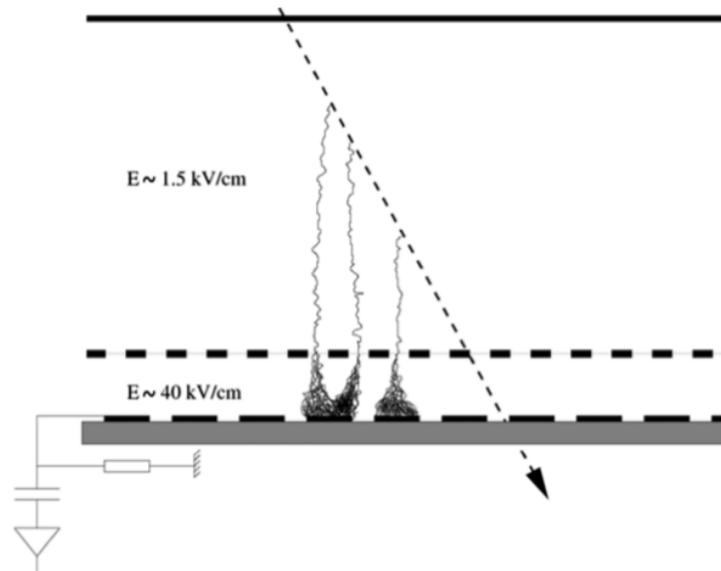


Figura 15. Principio de funcionamiento de un detector Micromegas (Procureur, 2018). Los Micromegas se caracterizan por tener una rejilla interna cuya función es amplificar la avalancha de electrones y, a su vez, acelerarla con el fin de disminuir el tiempo de respuesta del detector. En este caso, la rejilla genera un campo eléctrico de 40 kV/cm.

atraviesan la estructura escaneada emiten un patrón anular de luz Cherenkov en la atmósfera que es registrado por una cámara multi-píxel como muestra la Fig. 16. El anillo Cherenkov contiene la información necesaria para reconstruir la dirección y energía de la partícula incidente (Catalano y cols., 2016; Santo y cols., 2017).

Los telescopios de detección de Cherenkov en el aire no operan el 100% del tiempo debido a su sensibilidad. La luz diurna y de noches de luna llena puede causar daños en los sensores que componen la cámara de registro (Bonechi y cols., 2020). Lo anterior repercute en el aumento del tiempo de observación necesario para realizar un muograma.

2.4. Fuentes de ruido en muografía

La muografía de absorción usa el flujo de muones cuasi-horizontales para obtener distribuciones de densidad de grandes estructuras. La relación señal a ruido de esta técnica es baja debido a la

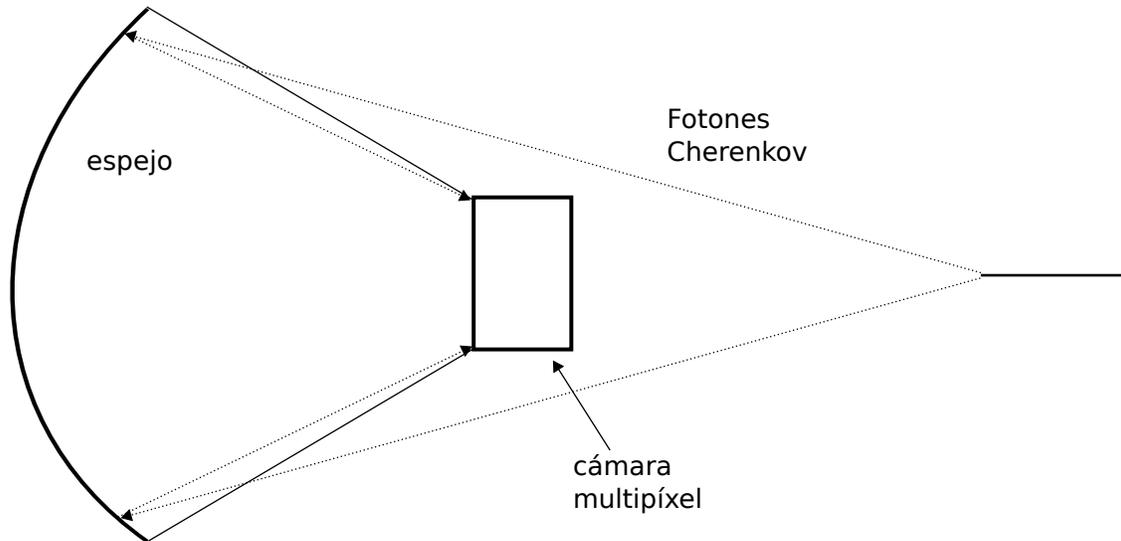


Figura 16. Principio de funcionamiento de un telescopio de detección de Cherenkov en el aire. El muón incidente genera un cono de radiación Cherenkov en la atmósfera que es enfocado en la cámara de detección a través de un espejo de alta reflectividad.

magnitud del flujo y a la susceptibilidad a las fuentes de ruido. La muografía es contaminada normalmente por cuatro fuentes: los muones de baja energía que son dispersados por la superficie de la estructura escaneada, los muones que ingresan por la parte posterior del detector, las partículas cargadas de la componente EM y partículas simultáneas generadas por EAS.

2.4.1. Dispersión de muones de baja energía. Gran parte del ruido que contamina la técnica de muografía ocurre por los muones de baja energía que sufren el efecto de la dispersión múltiple de Coulomb (Nishiyama y cols., 2014; Gómez y cols., 2017). En este caso, la dirección de incidencia del muon sufre una desviación angular $\Delta\theta = \theta_{fin} - \theta_{ini}$ debido a su interacción con los núcleos atómicos que componen el objeto escaneado como se muestra en la Fig. 17 (Furlan y cols., 2013; Pesente y cols., 2009).

El ángulo de dispersión depende de la energía del muón y de la distancia recorrida en roca. En la Fig. 18 se muestra la variación angular σ_ϕ en función de la energía cinética del muón para un grosor de roca estándar de 10 m, 100 m y 1000 m. La línea roja indica la cota de energía mínima

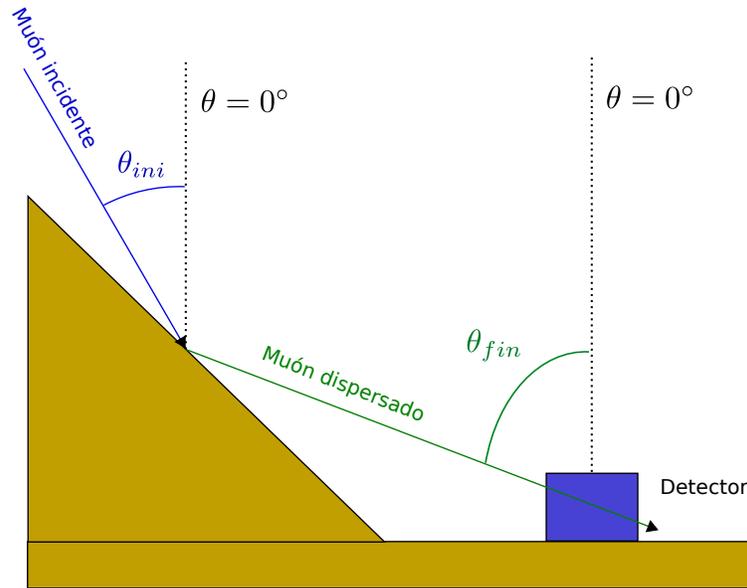


Figura 17. Dispersión de los muones incidentes de baja energía sobre la superficie. El ángulo de incidencia del muón θ_{ini} varía debido a su interacción con el material que compone la estructura resultando en un ángulo dispersado θ_{fin} . Adaptado de (Gómez y cols., 2017).

que deben tener los muones para atravesar cierta cantidad de roca. Para atravesar 10 m, 100 m y 1000 m el muon debe tener una energía de ~ 4 GeV, 60 GeV y 1 TeV respectivamente. La variación angular es de 1° (17.4 mrad) a 2° (35 mrad) para muones con energías < 10 GeV que atraviesan una distancia en roca < 10 m (Suárez-Durán, 2019).

Esta variación angular causa un efecto de borrosidad en el mapa de densidad impidiendo observar con facilidad los detalles de las posibles estructuras internas del objeto escaneado. Si un muón con la energía más probable a nivel de suelo (~ 4 GeV) atraviesa una distancia ~ 10 m su trayectoria sufrirá desviación angular $\sim 2^\circ$ (35 mrad), por el contrario si la distancia recorrida es superior a 10 m, el muón tiene una gran probabilidad de ser absorbido por el medio (roca estándar). Una desviación de 35 mrad puede causar una variación espacial ~ 35 m si el detector se ubica a 1 km de distancia de la formación geológica.

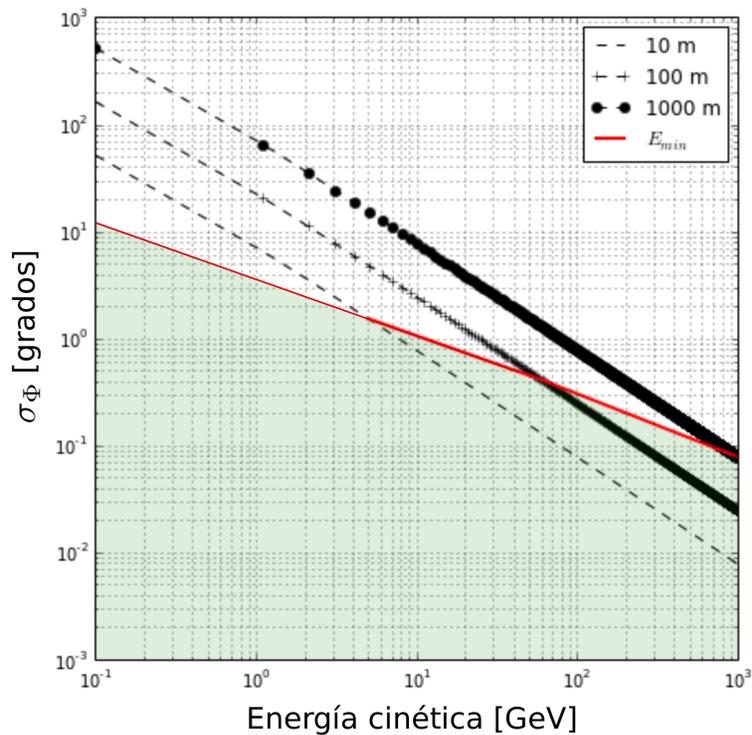


Figura 18. Variación angular, respecto a su dirección de incidencia, de los muones atmosféricos después de atravesar 10 m, 100 m y 1000 m de roca estándar. La línea roja representa el umbral de energía mínima sobre el cual los muones logran emerger del medio sin ser absorbidos.

Por otro lado, cuando el detector se ubica cerca de la base del volcán se genera un efecto sombra en sus laderas teniendo en cuenta que la mayoría de los muones dispersados tendrán una variación angular $< 2^\circ$ (Cârloganu y cols., 2013). Debido a tal efecto, aparecen zonas con alta transmisión (baja densidad) como se muestra en la Fig. 19. Si un muón es desviado 35 mrad en relación a la ladera con 30° de inclinación, el muón incidirá a 13 m de la base del volcán. Para disminuir la influencia de los muones dispersados se recomienda ubicar el detector a una distancia entre 0.1-1 km desde su base (Oláh, Tanaka, Hamar, Varga, 2018).

Sin embargo, si la distancia al volcán es un parámetro difícil de cambiar, se establece un umbral de energía que filtre los muones dispersados en la superficie. Este umbral depende de la ubicación del detector al volcán, si la separación es pequeña el umbral de energía deberá ser mayor.

Gomez et al. estudiaron el ruido debido a los muones dispersados en el volcán La Soufriere (Gómez y cols., 2017). El detector fue ubicado a una distancia entre 6-24 m estableciendo un umbral mínimo de 5 GeV lo cual causaría variaciones angulares $\sim 1.5^\circ$. Nishiyama et al. realizaron simulaciones Monte Carlo del domo Showa-Shinzan para estudios de ruido en muografía (Nishiyama y cols., 2016). En este caso, el detector fue ubicado a una distancia de 500 m desde la ladera del volcán, encontrando un umbral óptimo para reducir el ruido de 1 GeV lo cual genera desviaciones angulares de $\sim 3.5^\circ$.

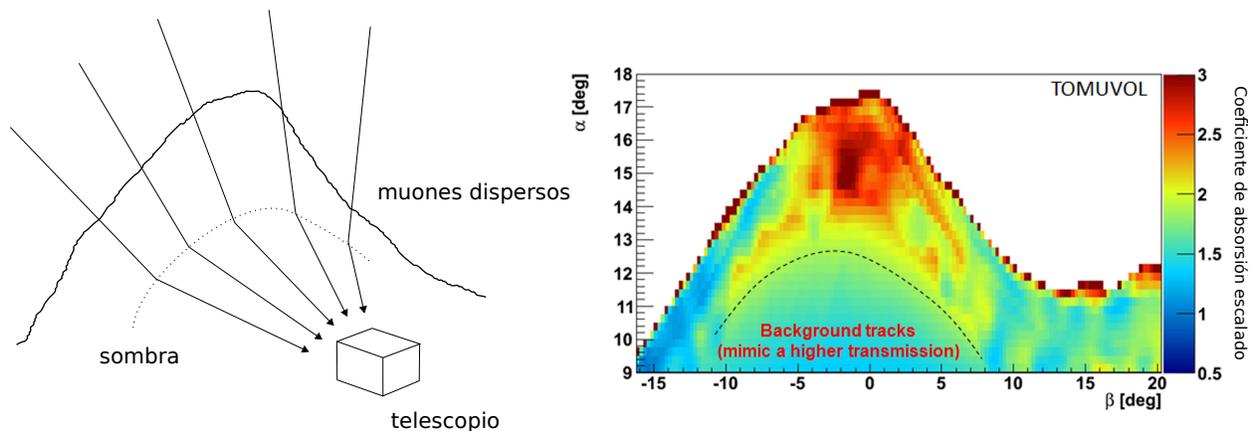


Figura 19. (Izquierda) Efecto sombra generado por muones dispersados en la ladera del volcán. (Derecha) Mapa de transmisión del Puy de Dome afectado por dispersión de muones (Cârloganu y cols., 2013)

Dependiendo del objeto escaneado, los muones más susceptibles a sufrir de dispersión serán los muones de baja energía (< 10 GeV) que vengan con inclinaciones cerca de la pendiente de la ladera.

2.4.2. Muones de trayectoria inversa. Otro factor que repercute en la contaminación de la muografía son los muones cuasi-horizontales ($\theta \geq 75^\circ$) que inciden en el detector desde la parte posterior. El momento promedio de estos es de ~ 10 GeV/c (Nishiyama y cols., 2014). Estas partículas trazan trayectorias similares a los muones emergentes desde el volcán generando eventos de coincidencia en el detector como muestra la Fig. 20 (Jourde y cols., 2013).

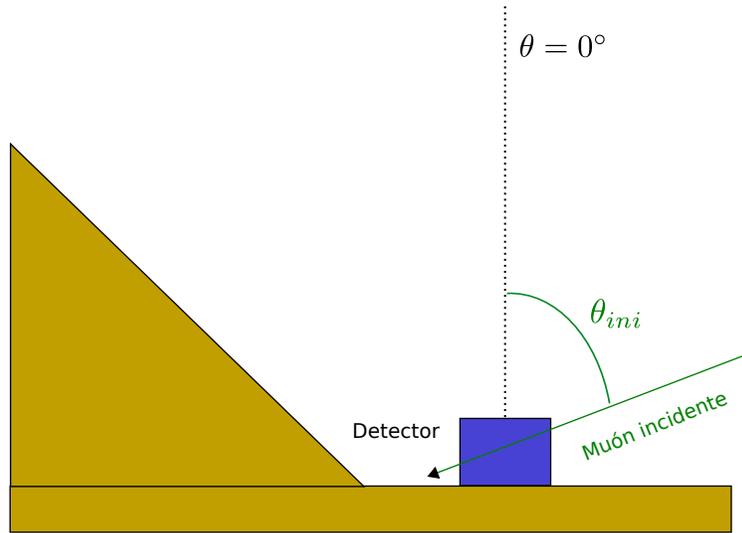


Figura 20. Detección de un evento falso debido a un muón que incide por la parte posterior del detector. La partícula atraviesa el hodoscopio emulando una trayectoria válida proveniente desde la estructura escaneada con un ángulo $180^\circ - \theta_{ini}$.

El espectro de muones a nivel del mar $\Phi(p, \theta, h = 0)$ como función del momento p y el ángulo cenital θ es dado por (Reyna, 2006):

$$\Phi(p, \theta, 0) = \cos^3 \theta \Phi_V(p \cos \theta), \text{ donde}$$

$$\Phi_V(\zeta) = c_1 \zeta^{-(c_2 + c_3 \log_{10} \zeta + c_4 (\log_{10} \zeta)^2 + c_5 (\log_{10} \zeta)^3)}, \text{ con}$$

$$c_1 = 0.00253 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} (\text{GeV}/c^{-1}),$$

$$c_2 = 0.2455, c_3 = 1.288, c_4 = -0.2555 \text{ y } c_5 = 0.0209.$$

donde $\zeta = p \cos \theta$.

Esta fuente de ruido puede ser significativa si el detector se encuentra ubicado en un sitio en el cual no tenga ninguna clase de protección en su parte posterior, por ejemplo, cadenas montaña-

sas que sirvan como filtro a estos muones quasi-horizontales. Jourde et. al. (Jourde y cols., 2013) reportan que el flujo de los muones posteriores respecto al flujo de muones frontales puede exceder el 50%, lo cual puede generar subestimaciones de densidad bajo ángulos de elevación del detector $\alpha < 15^\circ$.

2.4.3. Componente electromagnética de las EAS. Otra fuente de contaminación en la muografía ocurre debido a partículas secundarias (PS) generadas por EAS como muestra la Fig. 21. Las PS son principalmente $p, n, \mu^\pm, \pi^\pm, e^\pm$ y γ . La Fig. 22 presenta el flujo de PS en función del momento a nivel de suelo. Las partículas más abundantes son los γ seguidos por los n, μ^\pm y e^\pm . Los p y π^\pm son respectivamente una y tres órdenes de magnitud menos probables que los γ .

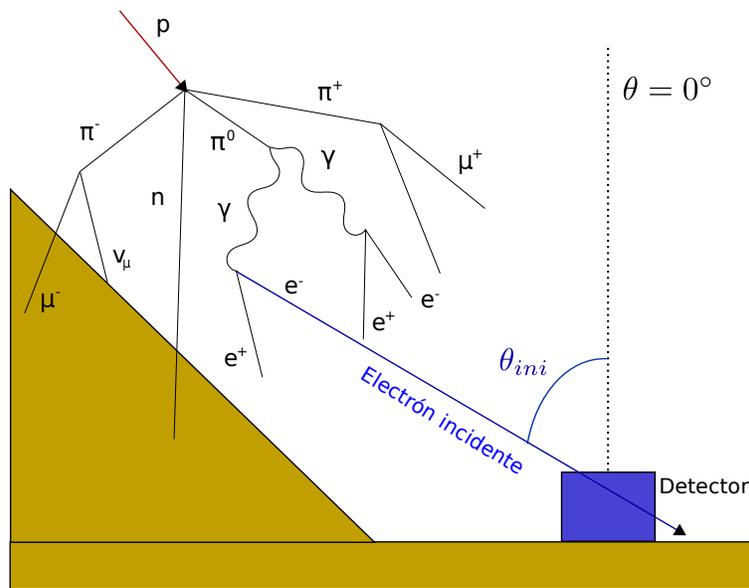


Figura 21. Detección de un evento falso debido a la incidencia de un e^- generado en una EAS entre el objeto escaneado y el detector. Las partículas cargadas de la componente EM de las EAS generan un aumento en el flujo estimado al atravesar el hodoscopio.

La estructura general del espectro de PS a nivel de suelo tiene dos jorobas predominantes que se solapan alrededor de 0.3 GeV/c. La primera joroba representa la componente electromagné-

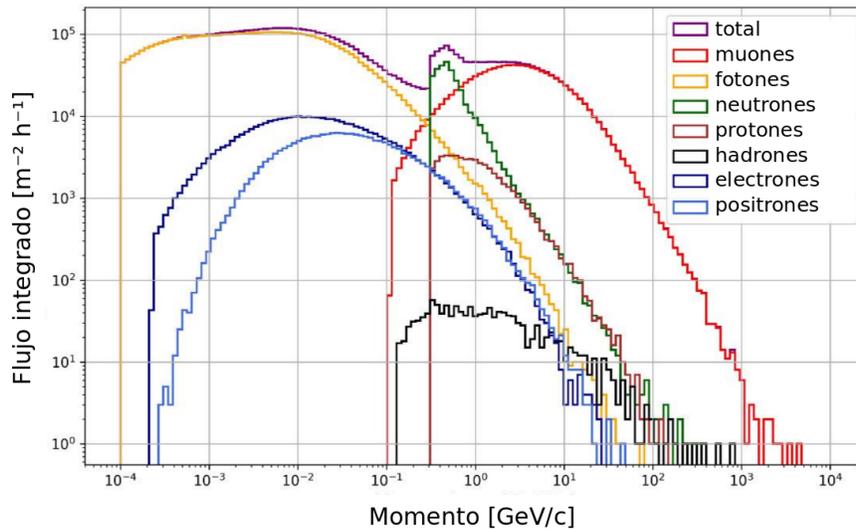


Figura 22. Flujo de PS simulado a nivel del volcán Cerro Machín para el Telescopio de Muones (MuTe) en Colombia (Vasquez-Ramírez, 2018; Valencia-Otero, 2016). El espectro está compuesto por los flujos individuales de $p, n, \mu^\pm, \pi^\pm, e^\pm$ y γ . En este caso, predominan dos jorobas, una centrada en ~ 20 MeV/c compuesta por e^\pm y γ y otra a ~ 3 GeV/c compuesta por μ^\pm .

La primera joroba representa la componente electromagnética de la EAS y está compuesta por e^\pm y γ . La segunda joroba representa la componente muónica conformada por μ^\pm . Teniendo en cuenta esto, podemos determinar que la componente electromagnética (e^\pm) representa una fuente de contaminación para detectores de muones a nivel de suelo (Oláh y cols., 2017; Oláh Varga, 2017).

Las PS generan eventos falsos de dos maneras:

- Mediante la coincidencia accidental de dos o más partículas incidentes en el detector mimetizando una trayectoria generada por un muón (Kusagaya Tanaka, 2015).
- Una partícula individual con energía suficiente para atravesar todo el detector.

2.4.4. Eventos de múltiple partícula. El ruido combinacional se forma por partículas aleatorias que golpean el detector y generan una trayectoria emulando un evento causado por una partícula individual. Este ruido puede ser reducido aumentando el número de planos sensibles.

A nivel del mar el flujo de RC es lo suficientemente pequeño ($\sim 1 \text{ min}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ para muones) respecto a los tiempos de adquisición típicos ($\sim 100 \text{ ns}$), con lo cual las coincidencias aleatorias de partículas pueden ser despreciadas. Sin embargo, el ruido combinacional puede ser inducido por partículas correlacionadas temporalmente como las que son producidas por la misma EAS (Bonechi y cols., 2020). La Fig. 23 presenta el concepto del ruido combinacional.

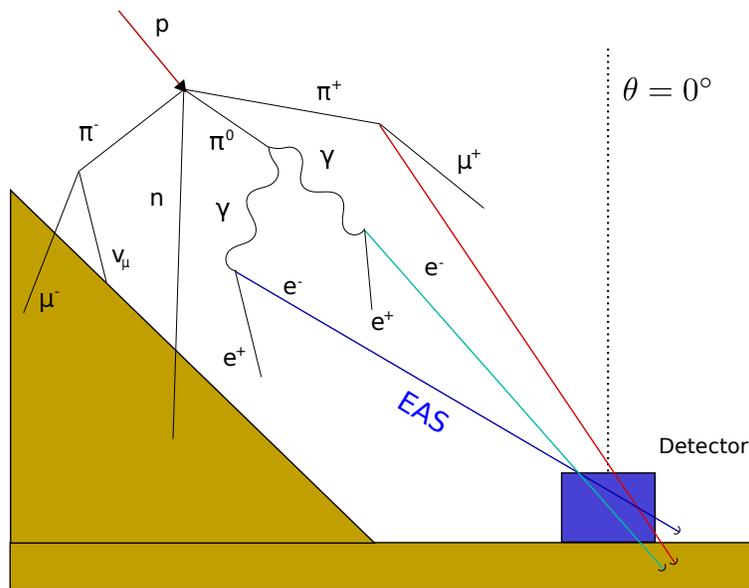


Figura 23. Representación de un evento de múltiple partícula causado por electrones provenientes de la misma EAS. La incidencia de estas partículas emula un evento generado por una partícula única.

Según el estudio realizado por García-Gómez et. al. (Gómez, 2011), el retardo promedio de llegada de los muones para una distancia al centro de la EAS menor a 1 km es $< 100 \text{ ns}$. Los muones son las partículas cargadas con mayor probabilidad de supervivencia a grandes ángulos cenitales debido a la gran cantidad de atmósfera que deben atravesar.

Adicionalmente, los electrones y positrones originados a pocas longitudes de radiación sobre el detector tienden a llegar con tiempos cercanos y bajos ángulos relativos emulando eventos

de partícula única (Oláh y cols., 2017).

2.5. Eliminación de ruido en muografía

La eliminación del ruido en la muografía actualmente presenta gran interés. La relación señal a ruido en muografía es baja debido a que el flujo de muones, a ángulos de elevación típicos de los detectores ($< 20^\circ$), es equiparable con los niveles de ruido generados por las fuentes anteriormente mencionadas. Para disminuir la influencia del ruido de fondo, se han desarrollado diversos métodos dentro de los que resaltan la adición de capas de material absorbente, el aumento de las capas sensibles y la medición del ToF.

2.5.1. Eliminación pasiva. La eliminación pasiva consiste en añadir capas de material absorbente entre los paneles sensibles de los hodoscopios. Esta metodología se basa en el principio de los calorímetros electromagnéticos y hadrónicos donde se busca que la partícula que lo atraviesa pierda la totalidad de su energía. En este caso, el grosor de las capas absorbentes instaladas en el hodoscopio se estima dependiendo del umbral de energía que se quiere establecer para frenar las partículas del ruido de fondo como hadrones y e^\pm .

Quizás la primera implementación de capas absorbentes para minimizar la influencia del ruido en muografía fue hecha por Nagamine et. al. (Nagamine y cols., 1995). En este caso, instalan dos capas absorbentes de hierro (40 g/cm^2) dentro del sistema de detección con el fin de eliminar el fondo de baja energía, es decir muones dispersados y electrones. Los electrones pueden contribuir hasta un 35 % en el ruido de fondo.

Por otro lado, Lesparre et. al. (Lesparre, Marteau, y cols., 2012) añadieron láminas de hierro de 24 mm de grosor a un hodoscopio de centelladores plásticos con el fin de eliminar el ruido causado por componentes electromagnéticas de las EAS con energías $< 108.3 \text{ MeV}$. El peso del detector aumentó significativamente hasta $\sim 800 \text{ kg}$.

2.5.2. Eliminación activa. A diferencia de la eliminación pasiva, en los métodos activos las fuentes de ruido se eliminan mediante el análisis de los datos adquiridos en búsqueda de algún patrón que permita reconocer los eventos falsos.

L. Oláh et. al. (Oláh, Tanaka, Ohminato, Varga, 2018) implementaron un detector de alta resolución espacial basado en 7 cámaras proporcionales multi-hilo intercaladas con 5 placas de plomo de 2 cm de espesor. La trayectoria de las partículas de baja energía (< 1 GeV) son desviadas por la acción del material absorbente permitiendo su identificación y posterior eliminación. La discriminación de las partículas desviadas depende de la resolución espacial de los paneles sensibles.

R. Nishiyama et. al. (Nishiyama y cols., 2014) implementaron dos detectores basados en láminas de emulsión cuya resolución espacial permite medir la desviación de la trayectoria causada por la dispersión múltiple de Coulomb en el material absorbente y a su vez determinar su momento. Las capas absorbentes fueron hechas con láminas de plomo de 1 mm de espesor y los umbrales de momento fueron 0.2 y 2 $\text{GeV}c^{-1}$.

Para evitar el ruido debido a eventos multi-partícula causado por lluvias electromagnéticas verticales con un ángulo cenital entre 0° y 20° , Kusagaya et. al. (Kusagaya Tanaka, 2015) usaron 7 paneles centelladores. El ruido fue reducido un 5% en comparación con un hodoscopio de 2 planos sensibles. Al aumentar el número de paneles sensibles se reduce la probabilidad de interacción de partículas individuales en cada uno de ellos en una ventana de tiempo menor a la resolución temporal del detector.

Los muones que ingresan por la parte posterior del hodoscopio pueden ser filtrados mediante un sistema ToF (Jourde y cols., 2013). El ToF será positivo para una partícula que ingresa

por la parte frontal y sale por la parte posterior del detector, y será negativo si la partícula ingresa por la parte posterior y sale por la parte frontal del detector. Para una discriminación eficiente, los sistemas de medición ToF deben tener una resolución temporal del orden de 10^{-12} s ya que una partícula relativista puede recorrer un metro en ~ 3.3 ns y que el tamaño promedio de los hodoscopios es de unos cuantos metros.

2.5.3. Identificación de partículas. La discriminación de eventos falsos en muografía se puede efectuar mediante la medición de las características diferenciadoras entre las partículas que generan señal y las que generan el ruido de fondo. De esta manera, las técnicas de identificación de partículas (PID) surgen como un método eficiente de discriminación de ruido en muografía (Nishiyama y cols., 2016; Bonomi y cols., 2020; Bonechi y cols., 2020).

Los métodos PID determinan la carga o masa de una partícula mediante la combinación de mediciones del tiempo de vuelo, la pérdida de energía, la radiación Cherenkov (contadores, RICH y DISC) y la radiación de transición (Grupen Shwartz, 2008). Como expone la Fig. 24, el rango de eficiencia de las técnicas PID depende del momento de la partícula que se desea identificar.

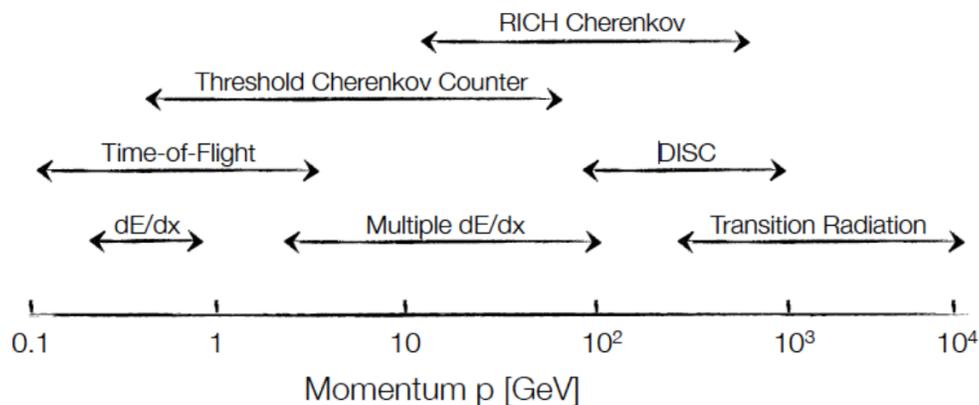


Figura 24. Rango de operación de los métodos PID como función del momento de la partícula (Kleinknecht, 2005; Nappi Seguinot, 2006)

2.5.4. Contadores Cherenkov y pérdida de energía. La medición de la energía de una partícula se hace por medio de un calorímetro. Al interior del calorímetro la partícula incidente interactúa con el medio generando una lluvia de partículas secundarias. Cada una de estas partículas deposita energía por ionización o radiación en el medio hasta que la energía total de la partícula primaria es absorbida.

Los calorímetros pueden ser homogéneos o segmentados. En los calorímetros homogéneos el material sensible juega también el papel de material absorbente, resultando en una mejor resolución en la medición de la energía depositada en comparación con los calorímetros segmentados. Los calorímetros homogéneos se basan en la medición de radiación por centelleo, ionización o radiación Cherenkov (Gruppen Shwartz, 2008).

Los contadores Cherenkov miden la radiación generada por una partícula cargada al cruzarlo. Cuando la velocidad de la partícula es mayor a la velocidad de la luz, el medio sufre un proceso de polarización-depolarización creando por interferencia constructiva una onda electromagnética plana (Kolanoski Wermes, 2016).

El ángulo de emisión de los fotones Cherenkov θ_c es definido como,

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (14)$$

donde n es el índice de refracción del medio. Así mismo, el número de fotones Cherenkov por unidad de longitud es,

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\lambda\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \approx 2\pi\alpha z^2 \sin^2 \theta_c \left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2\lambda_1}\right) \quad (15)$$

donde α es la constante de estructura fina, z representa la carga de la partícula en unidades de la carga del electrón e y λ es la longitud de onda de la radiación Cherenkov.

La Fig. 25 muestra el número de fotones Cherenkov (dN/dx) generados por e^\pm y μ^\pm en un contador Cherenkov de agua dependiendo de su espectro de energía a nivel de suelo. En este caso, el dN/dx para $e^\pm > 20$ MeV/c y para $\mu^\pm > 3$ GeV/c es de ~ 315 fotones/cm.

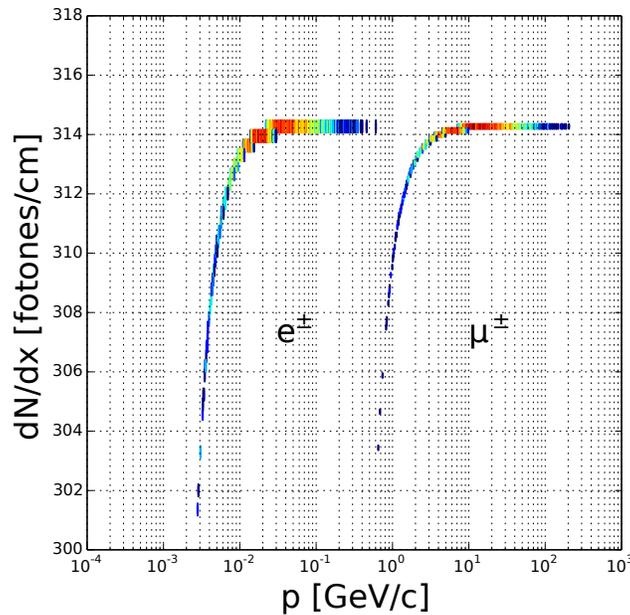


Figura 25. Fotones Cherenkov por unidad de longitud generados por μ^\pm y e^\pm a nivel del suelo en el rango de $300\text{nm} < \lambda < 570\text{nm}$ (Vasquez-Ramírez, 2018; Jaimes-Motta, 2018; Suárez-Durán, 2019).

El número de fotones Cherenkov generados se relaciona directamente con la pérdida de energía de la partícula en el medio. En este caso, la pérdida de energía se da principalmente por ionización y puede ser estimada usando la fórmula de Bethe-Bloch. En la Fig. 26 se observa la pérdida de energía de muones y electrones dependiendo de su momento en un detector Cherenkov de agua. En la zona de mínima ionización los e^\pm y μ^\pm pierden ~ 2 MeV g^{-1}cm^2 lo cual es equivalente a ~ 2 MeV cm^{-1} conociendo que la densidad del agua es 1 g cm^{-3} .

Lo anterior indica que un e^\pm de 20 MeV pierde la totalidad de su energía después de reco-

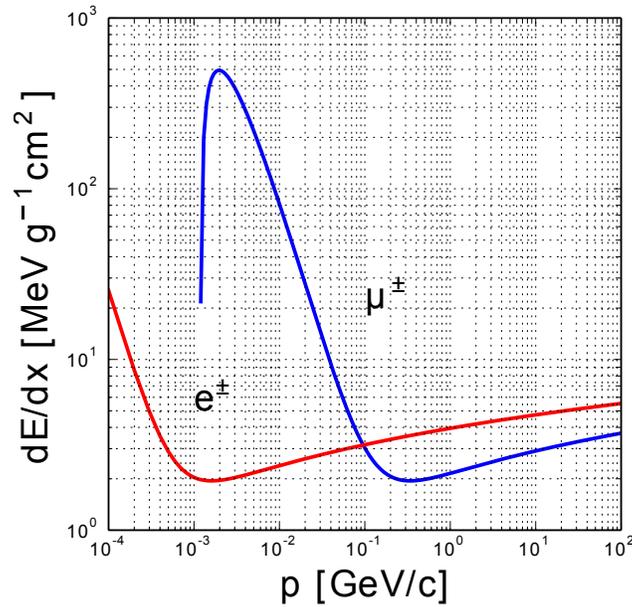


Figura 26. Pérdida de energía por ionización de μ^\pm y e^\pm en agua.

rrer aproximadamente 10 cm al interior de un volumen de agua, en cambio, un μ^\pm de 3 GeV puede recorrer hasta 1500 m. En consecuencia, el número total de fotones Cherenkov emitidos por los e^\pm es menor que los generados por los μ^\pm .

La Fig. 27 muestra el histograma del número de fotones detectados por un detector Cherenkov de agua al paso de e^\pm (20 MeV/c) y μ^\pm (3 GeV/c). Debido a que en promedio los e^\pm recorren solo 10 cm, estos generan alrededor de 200 fotones Cherenkov, mientras que los μ^\pm producen cerca de 1600.

2.5.5. Medición del ToF y estimación del momento. El ToF se define como el tiempo t que tarda una partícula en recorrer una distancia d . La medición del ToF de una partícula permite estimar su velocidad, momento, dirección e identidad (Best, 2015; Gruttola, 2014;

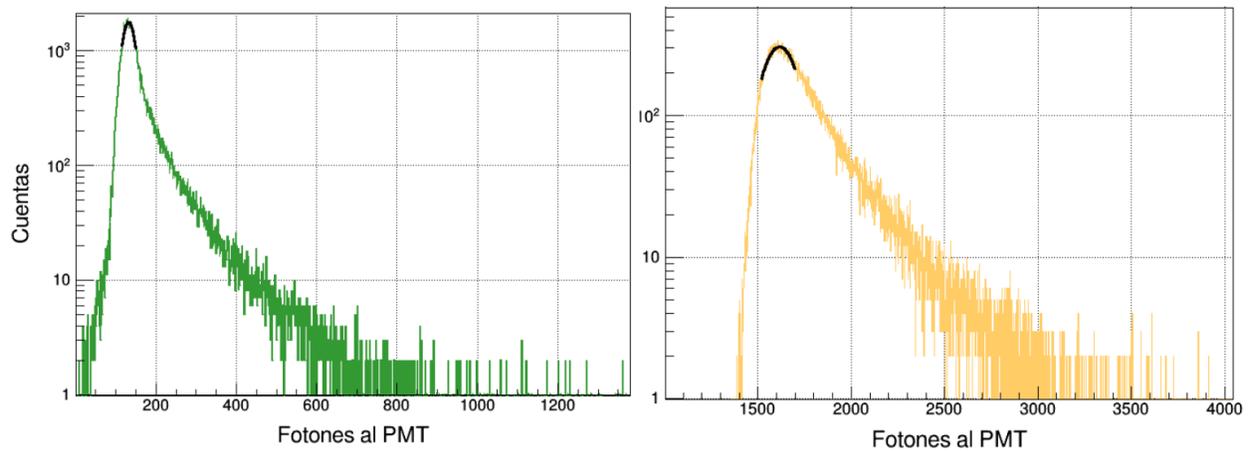


Figura 27. Histograma del número total de fotones Cherenkov generados por e^- de 20 MeV y μ^- de 3 GeV en un contador Cherenkov de agua (Vasquez-Ramírez, 2018).

Kolanoski Wermes, 2016). El momento de la partícula incidente se define como

$$p = \frac{m_0 c d}{\sqrt{c^2 t^2 - d^2}} \quad (16)$$

donde m_0 es la masa de la partícula cargada en reposo (105.6 MeV/c² para muones y 0.5 MeV/c² para electrones) y c es la velocidad de la luz. La incertidumbre de la estimación del momento depende del error de la medición del ToF y de la longitud recorrida,

$$\sigma_p^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)^2 \sigma_t^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial d} \right)^2 \sigma_d^2 \quad (17)$$

Tomando la derivada parcial de ecuación 16 respecto a t y d se define la incertidumbre del momento como,

$$\sigma_p^2 = \frac{t^2 m_0^2 c^6}{(t^2 c^2 - d^2)^3} (d^2 \sigma_t^2 + t^2 \sigma_d^2) \quad (18)$$

En muografía, el ToF puede ser usado para filtrar las partículas cargadas con momento < 1 GeV/c las cuales contribuyen al ruido de fondo de la técnica (Nishiyama y cols., 2014; Gómez y

cols., 2017). Además, éste permite diferenciar entre los muones que ingresan por la parte frontal del detector (ToF positivo) y los que ingresan por la parte posterior (ToF negativo).

En la Fig. 28 (línea sólida) se muestra el ToF para muones con momento entre 0.1 GeV/c y 100 GeV/c medido por un hodoscopio compuesto por dos paneles sensibles con 1 m de separación. A medida que el momento aumenta el ToF del muón decrece alcanzando su límites relativistas en ~ 1 GeV/c donde el ToF es ~ 3.3 ns.

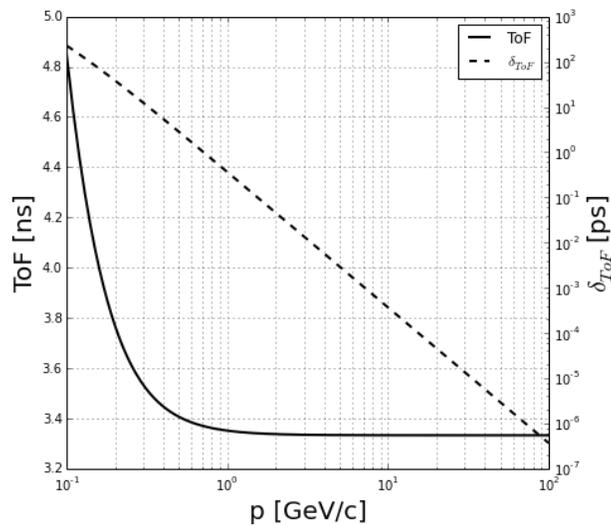


Figura 28. (Línea sólida): Tiempo de vuelo para muones con momento entre 0.1 GeV/c y 100 GeV/c al atravesar 1 m de distancia (Williams, 2012; Best, 2015). (Línea punteada): Resolución del ToF necesaria para diferenciar muones con momento entre 0.1 GeV/c y 100 GeV/c con un $\sigma_p = 10$ (Genat y cols., 2009; Lippmann, 2012).

La resolución en la estimación del momento σ_p depende del error de medición del ToF y de la trayectoria recorrida. En la Fig. 28 (línea punteada) se expone la resolución de medición del ToF necesaria para medir momentos entre de 0.1 GeV/c y 100 GeV/c con una resolución de 10 MeV/c para una distancia de 1 m. Por ejemplo, si queremos medir un momento de 1 GeV/c con una $\sigma_p = 10$ MeV es necesario un $\delta_t \sim 1$ ps y para 10 GeV/c un $\delta_t \sim 0.003$ ps.

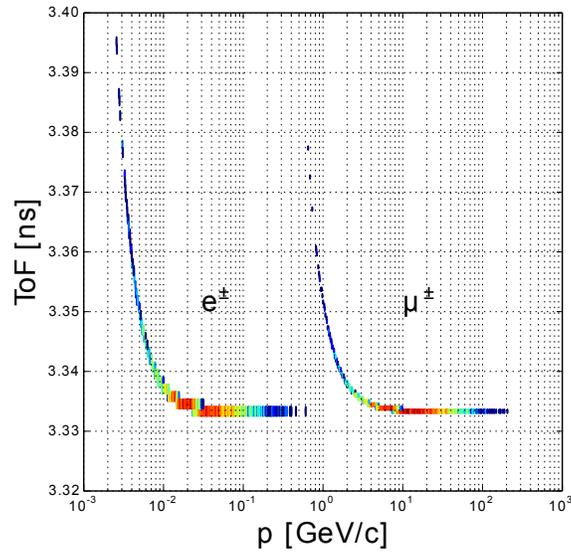


Figura 29. Tiempo de vuelo para μ^\pm y e^\pm a nivel de suelo al atravesar 1 m de distancia. La media de las distribuciones se ubica en ~ 3 GeV/c y ~ 20 MeV/c para μ^\pm y e^\pm respectivamente

La Fig. 29 muestra el ToF de μ^\pm y e^\pm al recorrer 1 m de distancia teniendo en cuenta su espectro a nivel de suelo. Combinando las mediciones del ToF y el momento de la partícula incidente se puede establecer un umbral de discriminación para muones y electrones, así como un valor de corte para los muones de baja energía (< 1 GeV/c).

3. El proyecto MuTe

3.1. Muografía de volcanes

Conocer la estructura interna de formaciones geológicas es un objetivo esencial en geociencias. Para lograr este fin, se han desarrollado diversas técnicas como la gravimetría y la tomografía eléctrica, sin embargo, estas tienen limitaciones debido a su baja resolución espacial y complejidad en la interpretación de los datos (Lesparre, Gibert, y cols., 2012). La muografía presenta una herramienta complementaria que se basa en la medición de la atenuación del flujo de muones atmosféricos al atravesar estructuras geológicas.

Aunque la técnica de muografía se originó de la década de los 60, la primera aplicación en vulcanología fue realizada en el Monte Tsukuba en 1994 usando un hodoscopio de centelladores plásticos (Nagamine y cols., 1995). En dicho estudio, se propuso la potencialidad de esta técnica en la predicción de erupciones. Más tarde, en 2009, se registró por primera vez evidencia de variación magmática en el conducto volcánico del Monte Satsuma-Iwojima en Japón (H. K. Tanaka y cols., 2009).

La muografía permite realizar estudios dinámicos de densidad en volcanes mediante el monitoreo del sistema hidrotermal. Dichos estudios dependen de la eficiencia del detector ya que ésta condiciona la resolución temporal en la medición de las variaciones de densidad (Bonomi y cols., 2020). Un ejemplo de esta aplicación se implementó en el volcán La Soufriere en la isla de Guadalupe en las Antillas Menores. En este caso, se reportó un incremento en la actividad hidrotermal usando un análisis combinando con datos sísmicos y muográficos (Lesparre, Marteau, y cols., 2012). Esta metodología puede ser usada en la prevención de erupciones freáticas o hidrotermales las cuales tienen un alto nivel de peligrosidad y ocurren en una escala de tiempo pequeña (Bonomi y cols., 2020).

Otra aplicación de la muografía es la reconstrucción tridimensional de volcanes (Lesparre, Marteau, y cols., 2012; Marteau y cols., 2016). Esto es posible mediante la interpolación de las imágenes bidimensionales obtenidas por varios telescopios de muones instalados alrededor del volcán (Bonechi y cols., 2020). La reconstrucción 3D de la estructura interna permite la localización de conductos y cámaras magmáticas (Bonechi y cols., 2020).



Figura 30. Ubicación geográfica de los volcanes más importantes de Colombia (triángulos), ciudades (círculos) y capitales (cuadrados) que los rodean (Vesga-Ramirez y cols., 2017).

La mayoría de sitios donde se ha usado muografía para el estudio de volcanes se ubican

en países con alta actividad volcánica como Japón (Nagamine y cols., 1995; H. K. Tanaka y cols., 2009), Italia (Carbone y cols., 2013; Ambrosi y cols., 2011) y Francia (Lesparre, Gibert, y cols., 2012; Gibert y cols., 2010; Cârloganu y cols., 2013; Lesparre, Marteau, y cols., 2012; Marteau y cols., 2016). En los dos primeros casos, los volcanes generalmente están situados cerca de poblaciones que albergan gran cantidad de habitantes representando un gran riesgo para su seguridad. El Monte Vesubio, por ejemplo, es catalogado como uno de los volcanes más peligrosos del planeta y está rodeado por cerca de 3 millones de habitantes.

Colombia tiene cerca de 30 volcanes activos, de los cuales cuatro (Volcán Doña Juana - 1989, Volcán Puracé - 1949, Volcán Galeras - 1993 y Volcán Nevado del Ruiz - 1985) han generado erupciones en el último siglo. Estas estructuras volcánicas se distribuyen sobre la Cordillera de los Andes que recorre el territorio colombiano. Actualmente, se han llevado a cabo diversos estudios para la implementación de la muografía en volcanes colombianos, en los cuales se analiza la viabilidad de la aplicación de la técnica (Valencia-Otero, 2016; Vesga-Ramírez, 2018; Tapia y cols., 2016; Vesga-Ramírez y cols., 2017; Torres y cols., 2019). En (Vesga-Ramírez, 2018; Vesga-Ramírez y cols., 2017) se estudian 13 volcanes activos de Colombia concluyendo que uno de los objetivos más interesantes debido a su gran peligrosidad, composición y ubicación es el Volcán Cerro Machín. En la Fig. 31 se muestra la vista panorámica de este edificio volcánico.

3.2. Volcán Cerro Machín

El volcán Cerro Machín es una formación volcánica ubicado sobre la cordillera central de los Andes colombianos a 7 km del municipio de Cajamarca y a 17 km de la ciudad de Ibagué. Tiene una elevación máxima de 2650 m. s.n.m., una altura aproximada de 930 m y un cráter de 2.5 km de diámetro.

Dentro del cráter del volcán Cerro Machín se alza una formación rocosa compuesta de dos domos de 150 m (A) y 250 m (B) de altura y cuya base es alrededor de 1.5 km como se muestra en la Fig. 32. En cada uno de estos domos hay presencia de fumarolas (★) evidenciando la actividad

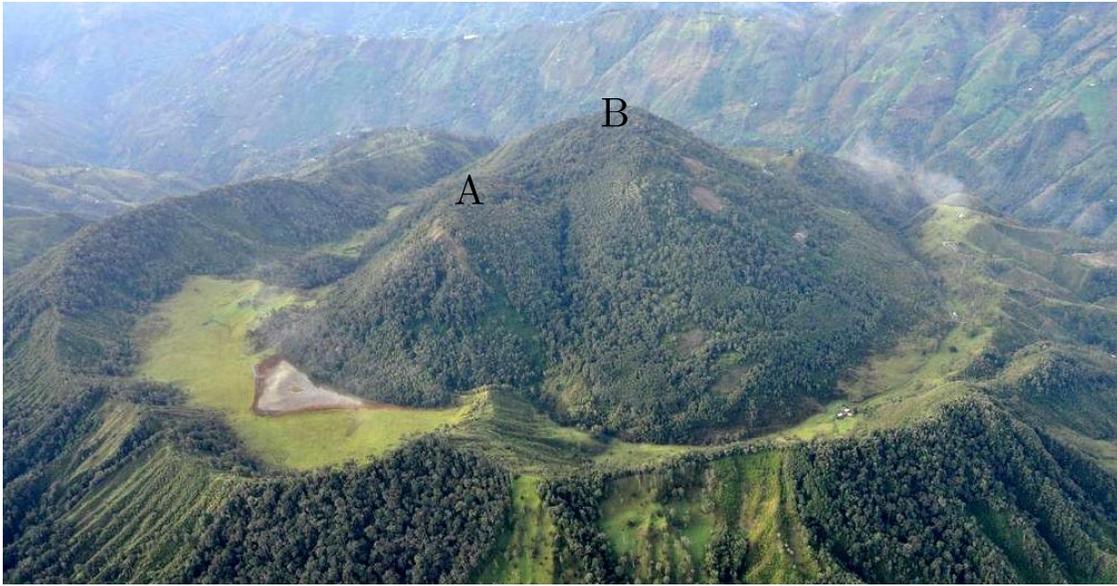


Figura 31. Toma aérea del volcán Cerro Machín. Adaptado de www.alertatolima.com

de su sistema hidrotermal.

Al igual que el Monte Vesubio, el volcán Cerro Machín es catalogado como pliniano, indicando su gran explosividad y alto nivel de peligrosidad por la dimensión y características de sus erupciones. Sus anteriores erupciones demuestran que el material emanado puede cubrir un gran territorio en los departamentos de Tolima, Quindío, Risaralda, Valle del Cauca y Cundinamarca (Vesga-Ramírez, 2018; Vesga-Ramirez y cols., 2017).

Para instalar el detector MuTe en el cráter del volcán Cerro Machín se evaluaron 5 puntos posibles (Vesga-Ramírez, 2018). De los 5 puntos evaluados se escogieron dos: P1 ($4^{\circ}29'32.27''$ N - $75^{\circ}22'51.93''$ W) y P2 ($4^{\circ}29'31.13''$ N - $75^{\circ}22'48.30''$ W) por su fácil acceso y estabilidad del terreno a lo largo del año. El P1 está ubicado a 836 m y el P2 a 946 m desde la base del domo, ambos a una altura de 2490 m s.n.m.

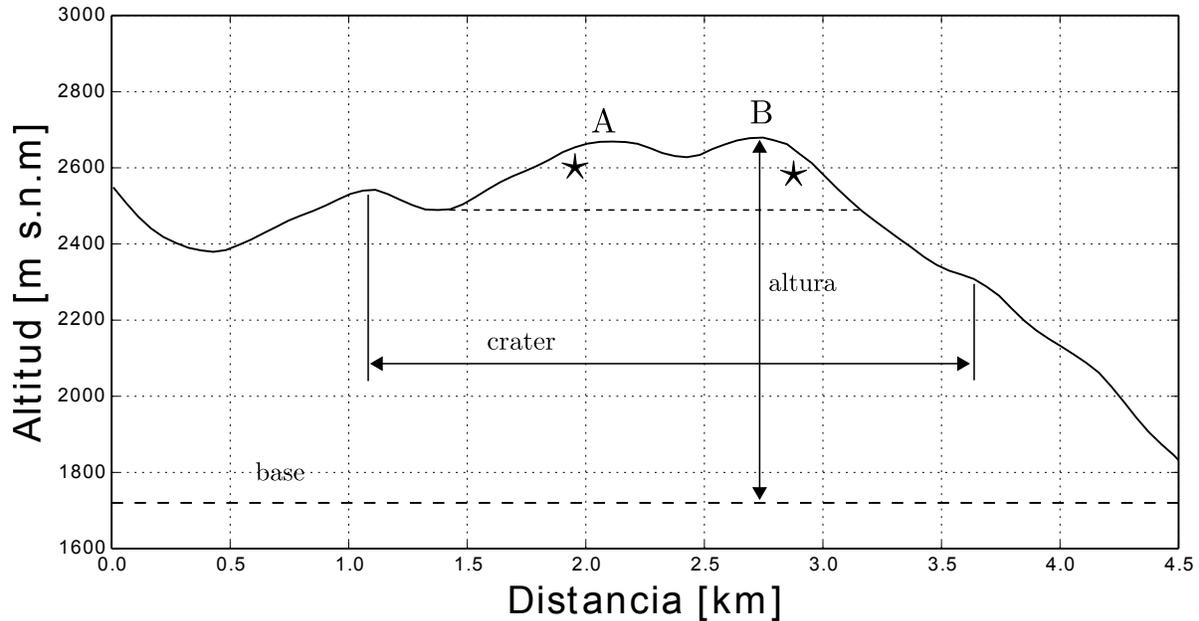


Figura 32. Características del volcán Cerro Machín. El cráter tiene un diámetro aproximado de 2.5 km, en cuyo interior hay dos domos con una altura de 150 m (A) y 250 m (B) desde su base. En los costados de cada domo hay presencia de fumarolas (★).

3.3. El detector MuTe

El Telescopio de Muones (MuTe) es un detector híbrido diseñado para realizar muografía de volcanes en Colombia. MuTe mide la atenuación del flujo de muones atmosféricos después de atravesar el volcán. Esta atenuación se genera debido a la densidad del material al interior de la estructura geológica.

El MuTe tiene la capacidad de filtrar las fuentes de ruido que afectan la muografía. Tales fuentes se deben a la dispersión de muones de baja energía, las partículas cargadas de EAS y los eventos combinacionales o de múltiple partícula. Para ello, MuTe implementa dos técnicas de identificación de partículas: la medición del ToF de las partículas incidentes y su pérdida de energía.

MuTe está compuesto por dos detectores: un hodoscopio y un detector Cherenkov de agua (WCD). El hodoscopio consiste de dos paneles centelladores de 120 cm × 120 cm ubicados den-

tro de cajas metálicas que los aíslan de la contaminación lumínica exterior. La separación entre los paneles puede ajustarse mediante un sistema mecánico de rieles, alcanzando un máximo de 2.5 m. La resolución angular máxima del hodoscopio es de 26.18 mrad.

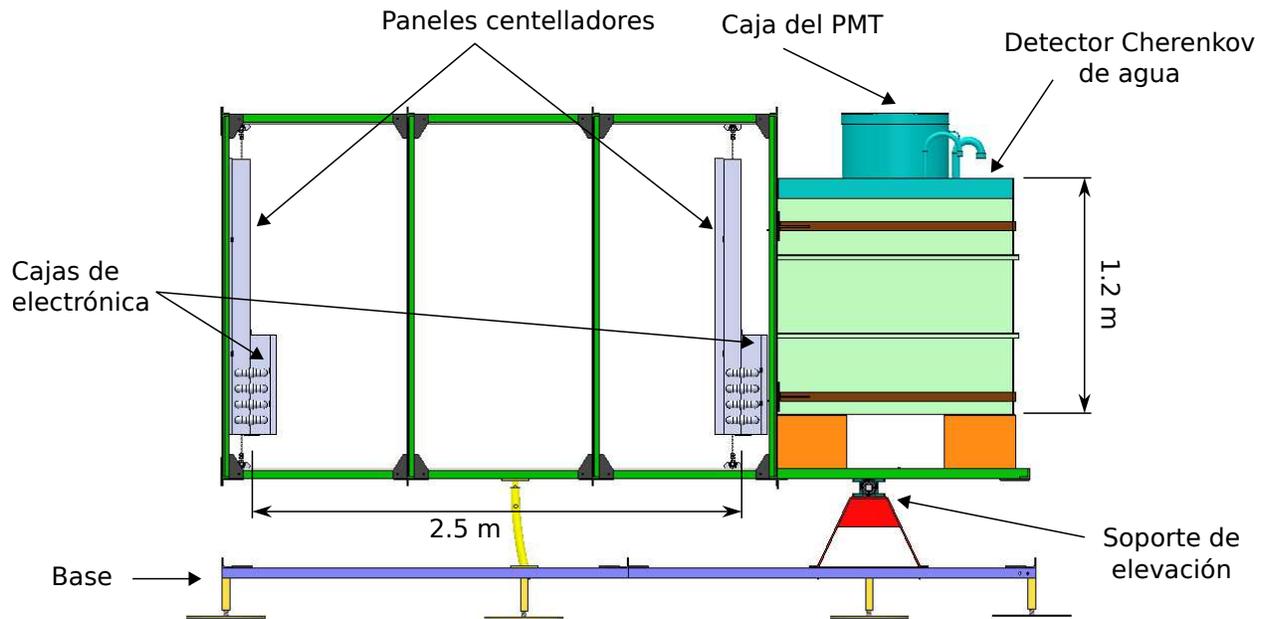


Figura 33. Vista lateral del detector MuTe. El WCD está ubicado en el centro de masa de la estructura facilitando el proceso de inclinación. La distancia entre los paneles del hodoscopio varía desde 40 cm hasta 250 cm. Las cajas que contienen la electrónica de lectura están aisladas de la humedad y la lluvia, así como el contenedor del PMT.

El WCD es un tanque cúbico de acero que contiene 1.7 m³ de agua. El contenedor tiene un recubrimiento interno de Tyvek para aumentar su reflectividad y un tubo fotomultiplicador para detectar los fotones Cherenkov generados por el paso de partículas cargadas (Vasquez-Ramírez, 2018). Este detector mide la energía depositada por las partículas cargadas y permite clasificar los eventos registrados en: muones, electrones/positrones y múltiple-partícula. Además, el WCD sirve como un tercer detector en coincidencia aumentando la relación señal a ruido del MuTe.

El sistema de ToF de MuTe permite medir el tiempo que tardan las partículas cargadas en

cruzar el hodoscopio en una determinada trayectoria. El ToF identifica la dirección de las partículas y de esta manera MuTe discrimina los muones que ingresan por la parte trasera del detector. Por otro lado, usando el ToF y la energía depositada en el WCD, MuTe estima el momentum de las partículas incidentes, estableciendo un umbral de energía para filtrar las partículas de baja energía ($< 1 \text{ GeV}$) causantes de gran parte del ruido en muografía.

El hodoscopio y el WCD de MuTe están montados sobre una armazón de acero que brinda robustez al instrumento. La Fig. 33 esquematiza el ensamble estructural de MuTe. El telescopio cambia su elevación mediante un sistema de rodamientos, alcanzando un ángulo máximo de 15° en pasos de 3° . Los sistemas electrónicos de adquisición se ubican en cajas de acero que las protegen de variables ambientales como la humedad, la radiación solar, la lluvia y el viento. En el Anexo 7 se detalla el análisis mecánico de la estructura.

El MuTe es alimentado por un sistema fotovoltaico compuesto por dos paneles solares y dos baterías de almacenamiento con autonomía de una semana en condiciones de cielo parcialmente nublado. El diseño e implementación del sistema fotovoltaico se expone en el Anexo 6 (Arenas-Flórez Pérez-Archila, 2017).

La mayoría de los volcanes en Colombia se ubican en zonas con condiciones limitadas de energía eléctrica y transmisión de información. MuTe es un detector diseñado para operar en completa autonomía bajo condiciones típicas de los volcanes en nuestro país. Los datos adquiridos por MuTe son almacenados *in-situ* en dos discos duros y sincronizados temporalmente mediante un GPS. Un sistema de procesamiento analiza cada 4 horas los datos registrados y envía un reporte por SMS a un servidor remoto vía la red GSM. El reporte contiene información del flujo registrado por el hodoscopio y WCD, la temperatura, presión atmosférica y consumo energético de los paneles centelladores.

El operario encargado de MuTe puede acceder a los sistemas de adquisición y al servidor central en el sitio de observación mediante una red WiFi que genera el detector.

4. Hodoscopio

Uno de los objetivos del experimento MuTe es obtener muogramas de la estructura interna del volcán Cerro Machín. Para ello se desarrolló un hodoscopio que debe cumplir los siguientes criterios: la resolución espacial en la medición debe ser alrededor de las decenas de metros, la apertura del hodoscopio debe cubrir la zona de los domos volcánicos cuya base es ~ 1.3 km, la separación entre el detector y el volcán es ~ 900 m (Vesga-Ramírez, 2018) y la separación entre los paneles del hodoscopio no debe superar los 3 m para garantizar la estabilidad de la estructura mecánica.

El diseño del hodoscopio se hizo teniendo en cuenta las experiencias de técnicas desarrolladas por otros experimentos en muografía los cuales se exponen en el Anexo 1.

4.1. Paneles centelladores

El hodoscopio de MuTe está formado por dos paneles sensibles. Cada panel está compuesto por 30 barras centelladoras verticales y 30 horizontales formando una matriz de 900 píxeles. Cada barra tiene unas dimensiones de $120\text{cm} \times 4\text{cm} \times 1\text{cm}$ resultando en paneles de $120\text{ cm} \times 120\text{ cm}$.

Los centelladores, fabricados por Fermilab², están hechos de poliestireno (Dow Styron 663) con un recubrimiento externo de TiO_2 de 0.25 mm de espesor que permite contener por reflexión total interna los fotones generados. Los dopantes del material primario son 1% PPO (2,5-di-fenilozazol) y 0.03% POPOP (1,4-bis-[2-(5-feniloxazolil)]-benzeno) (Artikov y cols., 2018; Pla-Dalmau y cols., 2003).

La luz emitida por los centelladores plásticos ocurre en el rango del ultravioleta cuya longitud de absorción es pequeña, es decir, los fotones son absorbidos en cortas distancias (Gruppen

² <https://www.fnal.gov/>

Shwartz, 2008; Kleinknecht, 2005). Para aumentar su longitud de absorción se adicionan dos agentes de fluorescencia (PPO y POPOP) al material base, corriendo la longitud de onda de emisión alrededor de 400 nm. La Fig. 34 muestra el concepto de detección de los centelladores.

Ya que la longitud de onda resultante no se ajusta completamente a la sensibilidad del fotosensor (~ 450 nm) se introdujo en la parte central del centellador una fibra óptica de corrimiento de longitud de onda (WLS). En este caso se usó la fibra Saint-Gobain BCF-92 con un diámetro de 1.2 mm, un índice de refracción en el núcleo de 1.42, un pico de absorción de 410 nm y un pico de emisión de 492 nm. En la Fig. 35 se muestra el los espectros de emisión y absorción del centellador, la fibra óptica WLS y el SiPM.

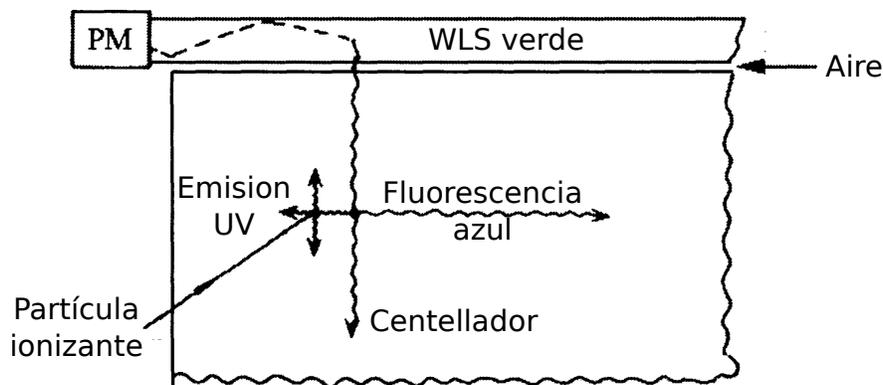


Figura 34. Emisión ultravioleta y fluorescencia causada en el centellador plástico por su interacción con partículas ionizantes. La longitud de absorción del material base (Dow Styron 663) se incrementa por acción de los dopantes (PPO y POPOP) (Kleinknecht, 2005).

La fibra óptica recorre longitudinalmente el centellador hasta sus bordes. En uno de sus extremos la fibra óptica es acoplada al fotosensor (fotomultiplicador de silicio - SiPM) mediante un sistema mecánico. Este sistema se divide en tres partes: la primera pieza (A) es fijada de manera permanente al centellador con el fin de darle robustez al montaje, la segunda pieza (B) se encarga de centrar la fibra óptica en el área sensible del SiPM y la tercera pieza (C) centra el SiPM. Ver

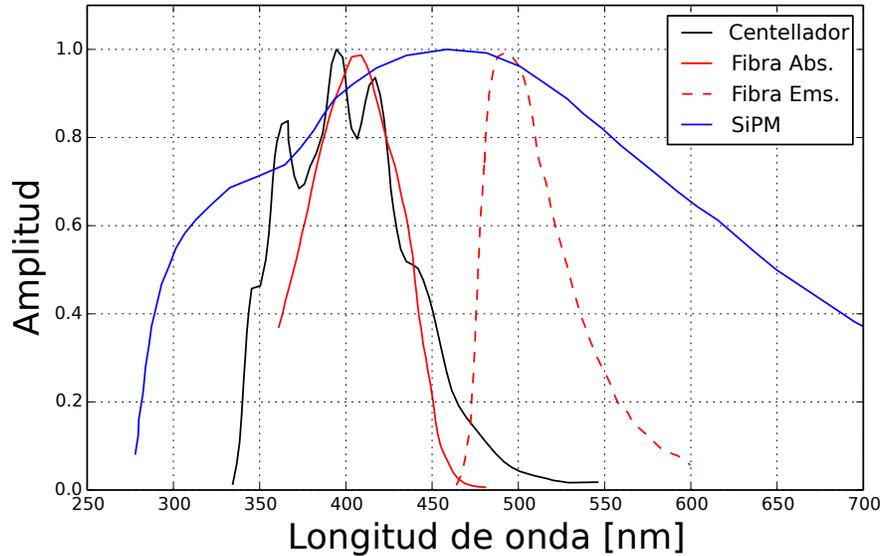


Figura 35. Espectro de emisión y absorción del centellador (negro), la fibra óptica Saint-Gobain BCF-92 (rojo) y el SiPM Hamamatsu S13360-6050CS (azul). El pico máximo de absorción (~ 410 nm) de la fibra óptica coincide en la región de máxima emisión del centellador. El pico máximo de emisión (~ 492 nm) de la fibra ocurre alrededor de la máxima eficiencia de foto-detección (~ 450 nm) del SiPM.

Fig. 36. Los extremos del centellador son sellados con cinta color plata (3M Polyester Tape-850) para evitar la pérdida de fotones (Yang y cols., 2013).

Los extremos de la fibra óptica tienen terminaciones diferentes. El extremo opuesto al SiPM es cortado a ~ 42 grados con el fin de evitar la reflexión de fotones y la generación de pulsos retardados que se superponen con el pulso principal (Shannon y cols., 2007; Collaboration, 2016).

Por otra parte, el extremo adyacente al SiPM debe tener un corte que garantice la transmisión de los fotones con la menor pérdida posible. Para ello, se realizaron diferentes métodos de corte evaluando cual ofrecía una mejor terminación en la superficie. Los métodos fueron: corte con bisturí, corte con bisturí + pulido mediante papel abrasivo, corte con bisturí + fundido con superficie lisa.

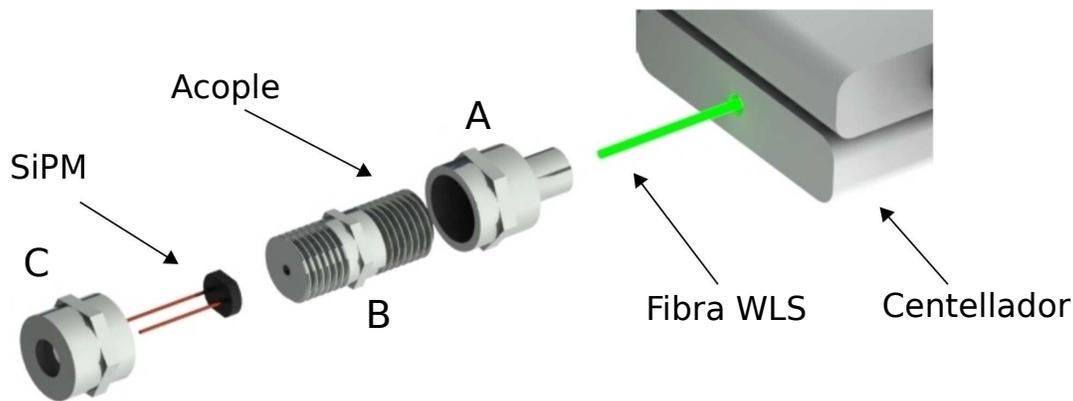


Figura 36. Ensamble de la fibra óptica, el centellador plástico y el SiPM. La pieza metálica (A) fija la fibra óptica dentro de la barra centelladora, (B) centra la fibra óptica en el área sensible del SiPM y (C) sujeta el SiPM.

El corte con bisturí es un método rápido, sin embargo la terminación no es completamente plana causando que la fibra no se acople correctamente al SiPM. El método de pulido mediante abrasivos, consistió inicialmente en cortar la fibra mediante el bisturí y luego se pulió secuencialmente con papel abrasivo de calibre 200, 320, 600 y 1200, cartón y papel cartulina.

El método de fundido se realizó en una superficie de vidrio resistente al calentamiento. El vidrio ofrece una superficie lisa y libre de impurezas que puedan contaminar el extremo de la fibra óptica. La superficie de vidrio fue calentada hasta una temperatura alrededor de 170 °C teniendo en cuenta las recomendaciones hechas en (Barenthien y cols., 2016).

Los resultados obtenidos con cada técnica se muestran en la Fig. 37. El corte (a) es realizado solamente con bisturí. Se observa que el corte presenta imperfecciones que pueden repercutir drásticamente en la transmisión de la señal y en la sensibilidad del instrumento. El corte (b) es obtenido mediante el proceso de pulido. En este caso la superficie es homogénea y libre de estrías que pueden afectar la señal lumínica por reflexiones. El corte (c) resulta de la fundición del extremo de

la fibra a una temperatura de ≈ 170 °C, donde la superficie resultante carece de deformaciones. El corte (d) muestra lo que puede ocurrir si la fibra óptica que expone a una temperatura de fundición mayor a la recomendada (190 °C).

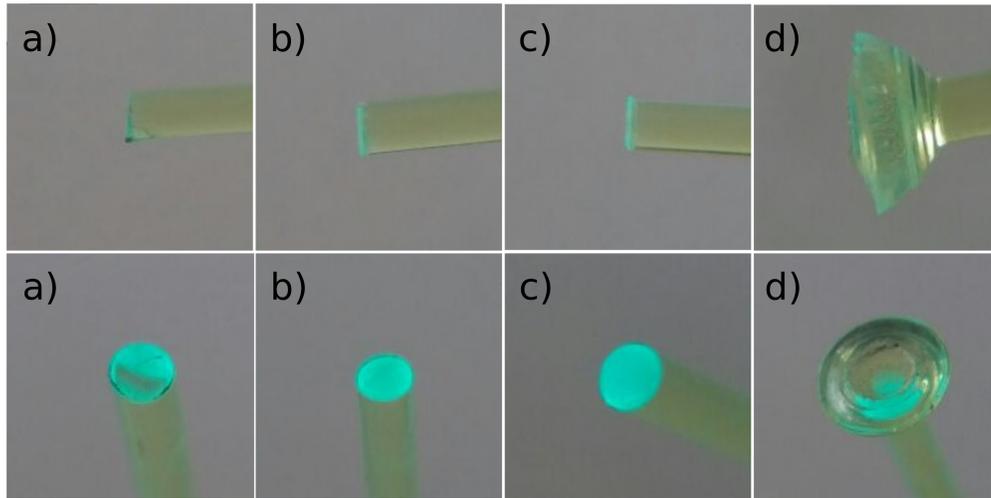


Figura 37. Sección transversal de la fibra óptica usando tres métodos de corte: a) Corte hecho con bisturí, b) Corte hecho con bisturí y pulido con abrasivos, c) Corte hecho con bisturí y fundido a 170 °C y d) Fundido de la fibra a temperaturas por encima de 190 °C.

Los mejores resultados se obtuvieron con los cortes (b) y (c). Para elegir uno de los dos se consideró el tiempo empleado en cada proceso. El proceso de pulido tarda ~ 2 min mientras que en el proceso de fundición son ~ 25 s.

El acople entre el SiPM y la fibra óptica se hace de manera directa. Aunque usualmente se recomienda usar resina óptica EJ200 de Eljen Technology, los resultados obtenidos de la simulación en GEANT4³ (Vasquez-Ramírez, 2018; Vásquez-Ramírez y cols., 2020) demuestran que su uso no aumenta el número de fotones que llegan al SiPM.

³ <https://geant4.web.cern.ch/>

4.1.1. Ensamble. Las barras centelladoras se instalan dentro de una jaula de acero de 120 cm x 120 cm que da soporte mecánico al panel. A su vez, la jaula se ajusta dentro de una caja metálica de 140 cm x 140 cm x 15 cm que impide el ingreso de fotones desde el exterior y aísla las barras centelladoras de las condiciones ambientales. Los acoples metálicos que soportan las fibras ópticas se sujetan de una barra de aluminio mediante un sistema roscado. Esta barra también soporta la electrónica de los SiPM. El montaje de los paneles centelladores se muestra en la Fig. 38.

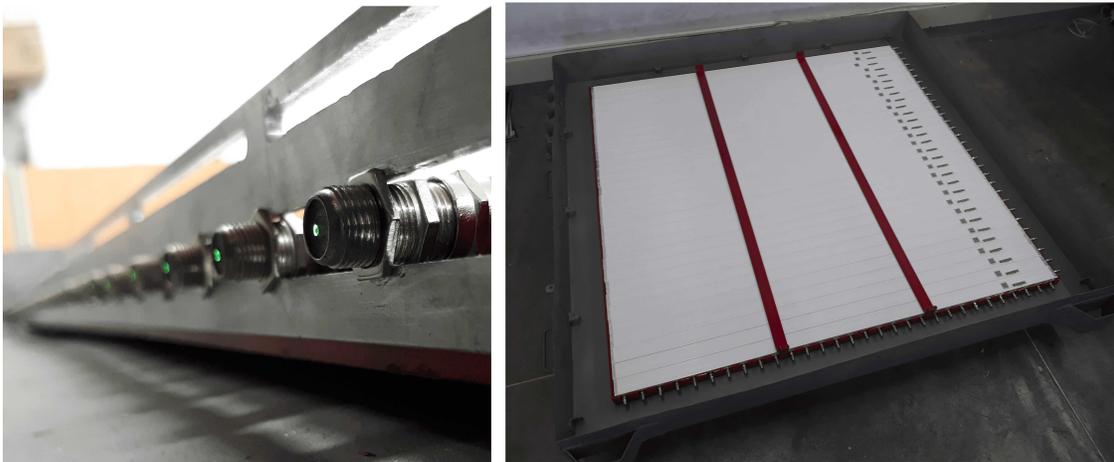


Figura 38. Ensamble del panel centellador. a) Sistema de sujeción de las barras centelladoras en la jaula de contención. b) Vista superior del panel centellador.

4.2. SiPM

En MuTe se usa el SiPM Hamamatsu S13360-6050CS (ver Fig. 39) como elemento sensor. Este SiPM tiene un área fotosensible de $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ dentro de la cual se ubican 667 píxeles con un factor de llenado 74 %.

El SiPM S13360-6050CS tiene un voltaje de ruptura $53 \pm 5 \text{ V}$ a $25 \text{ }^\circ\text{C}$ alcanzando una ganancia de 1.7×10^6 . Su espectro de fotodetección va desde 300 nm a 900 nm alcanzando un pico máximo de 40 % en 450 nm como se muestra en la Fig. 35. El ruido por conteo oscuro típico es de 2 kcps (kilo conteos por segundo) y alcanza una probabilidad de *crosstalk* de 3 %.

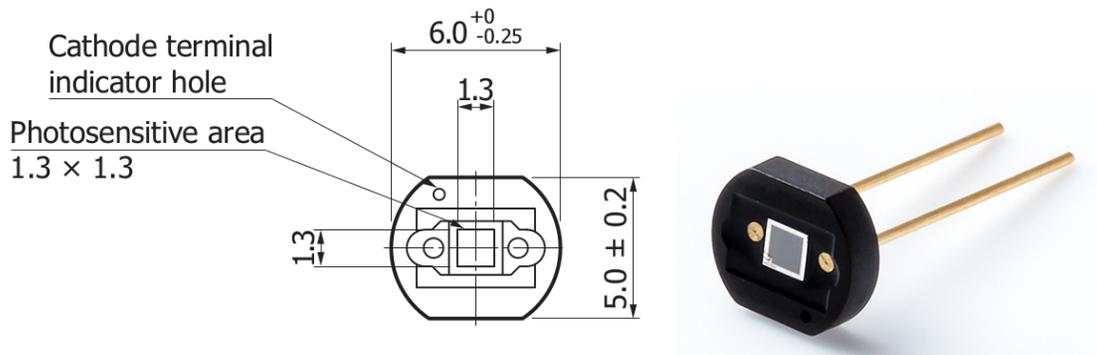


Figura 39. Dimensiones del SiPM Hamamatsu S13360-6050CS. El agujero en la parte superior-izquierda del SiPM indica la ubicación de su cátodo

La electrónica de acondicionamiento del SiPM se compone de una etapa de polarización, un acople capacitivo, un amplificador (con ganancia 94) y un acople de impedancias de 50Ω como se muestra en Fig. 40.

El SiPM es polarizado por su cátodo con una fuente de alto voltaje (V_{Bias}) a través de la resistencia R_1 ($1 \text{ k}\Omega$) que limita el flujo de corriente, con el fin de no dañar el dispositivo. El ánodo del SiPM es puesto a tierra con la resistencia R_2 (50Ω) y acoplado por el capacitor C_2 (100 nF) a un amplificador de voltaje (Baudis y cols., 2018). Este acople capacitivo elimina la componente DC de la señal suministrada por el SiPM. El capacitor C_1 (100 nF) se encarga de estabilizar el voltaje de polarización en el SiPM. El esquema de polarización del SiPM se muestra en la Fig. 40.

La fuente de polarización se basa en el módulo controlable C11204 de Hamamatsu el cual puede proporcionar voltajes entre 40V y 80V. En la sección de alimentación se detallará el funcionamiento de este módulo.

La señal generada por un fotón incidente en el SiPM es muy débil ($\sim \mu V$) para transmitirla directamente. La resistividad y longitud del cable conductor causa la atenuación de la señal

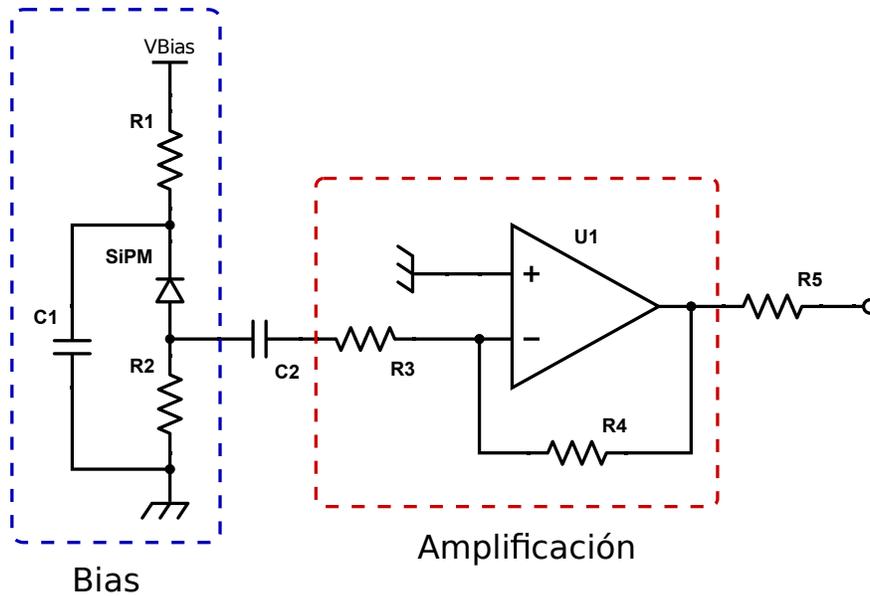


Figura 40. Electrónica de polarización (azul) y acondicionamiento del SiPM. La etapa de amplificación (rojo) tiene una ganancia igual a $R_4/R_3 + 1$. El condensador C2 desacopla la componente DC de la señal del SiPM. La resistencia R5 establece la impedancia de salida (50Ω) del circuito de acondicionamiento.

transmitida. En MuTe, la electrónica de lectura del SiPM tiene una etapa de amplificación para preservar la señal durante la transmisión. La amplificación de la señal pulsada se hace mediante el amplificador operacional OPA691 de Texas Instruments⁴ cuyo ancho de banda es 280 MHz operando en ganancia unitaria.

El amplificador es conectado en modo amplificador inversor teniendo en cuenta los requerimientos de entrada del sistema de adquisición. La ganancia de amplificación es establecida a 94 por las resistencias R_3 (50Ω) y R_4 ($4.7 \text{ k}\Omega$). Esta etapa es alimentada por una fuente dual de ± 5 V limitando el rango de la señal de salida a ± 4.5 V.

⁴ <http://www.ti.com/product/OPA691>

La señal amplificada es acoplada a una resistencia de salida de $50\ \Omega$ (R_5) y transmitida hacia el sistema de adquisición (MAROC3A) a través de un cable coaxial RG178U⁵ con impedancia de $50\ \Omega$ y ancho de banda de 900 MHz como se muestra en la Fig. 41.

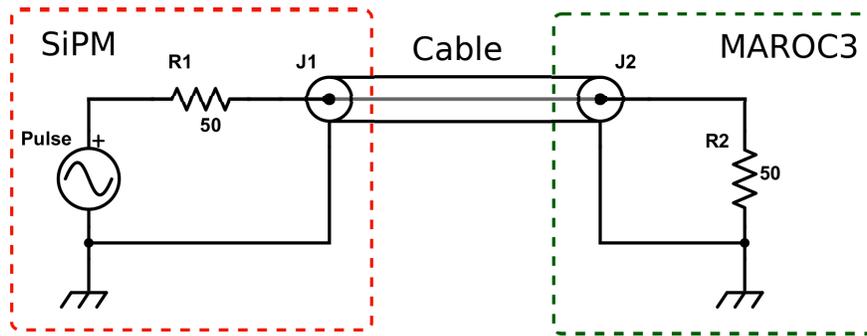


Figura 41. Acople de impedancias entre la electrónica del SiPM (rojo) y la electrónica de adquisición (verde). La señal se transmite a través de un cable coaxial RG178U de $50\ \Omega$ con ancho de banda de 900 MHz. Los terminales J1 y J2 son conectores SMA de $50\ \Omega$.

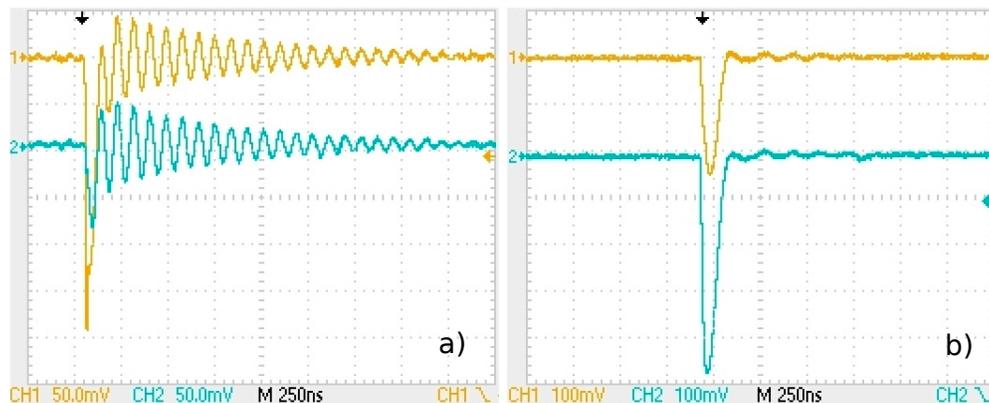


Figura 42. Comparación entre una señal acoplada (b) y una desacoplada (a). En (a) se generan oscilaciones en la señal ya que la impedancia de salida es de $50\ \Omega$ y la de entrada es $1\ \text{M}\Omega$. En (b) las impedancias de salida y de entrada son de $50\ \Omega$.

⁵ <http://www.belden.com/techdatas/metric/8216.pdf>

El acople de impedancias entre la salida de la electrónica del SiPM, la entrada del sistema de adquisición y la línea de transmisión es muy importante para evitar reflexiones en la señal (Grupe Schwartz, 2008). En la Fig. 42 se observa el comportamiento de los pulsos generados por el SiPM cuando no se acoplan las impedancias (a) y cuando se acoplan (b). Las reflexiones observadas en la señal por un mal acople de impedancias pueden afectar la tasa de detección de eventos del sistema de adquisición.

La electrónica de polarización y acondicionamiento se implementó en una placa de circuito impreso (PCB) diseñada en el software Cadsoft EAGLE⁶. La PCB tiene unas dimensiones de $30 \times 35 \text{ mm}^2$ lo cual permite que se conecte de manera independiente a cada barra centelladora. Las PCBs se alimentan de manera paralela con un conector desmontable. Mediante este sistema se reduce el ruido inducido por el cableado y se facilita el proceso de montaje. El conector transporta la fuente de alto voltaje (V_{Bias} - HV) y la polarización dual ($\pm 5 \text{ V}$) de la etapa de amplificación. La señal del SiPM es transmitida a través de un conector SMA de 50Ω . En la capa frontal de la PCB se ubica la etapa de polarización del SiPM de tal manera que esté aislada de la etapa de amplificación la cual se ubica en la capa posterior. La Fig. 43 presenta la PCB del SiPM.

Todas las 60 líneas de transmisión tienen una longitud de 2.9 m para evitar retardos de tiempo entre sus señales. La conexión final del panel centellador se muestra en la Fig. 44.

La señal generada por los SiPM tiene un tiempo de bajada $\sim 20 \text{ ns}$ y un tiempo de subida $\sim 120 \text{ ns}$. En la Fig. 45 podemos ver un conjunto de los pulsos generados por una barra centelladora. Cabe notar que los pulsos toman valores cuantizados de amplitud debido al principio de funcionamiento de los SiPM.

⁶ <https://www.autodesk.com/products/eagle/overview>

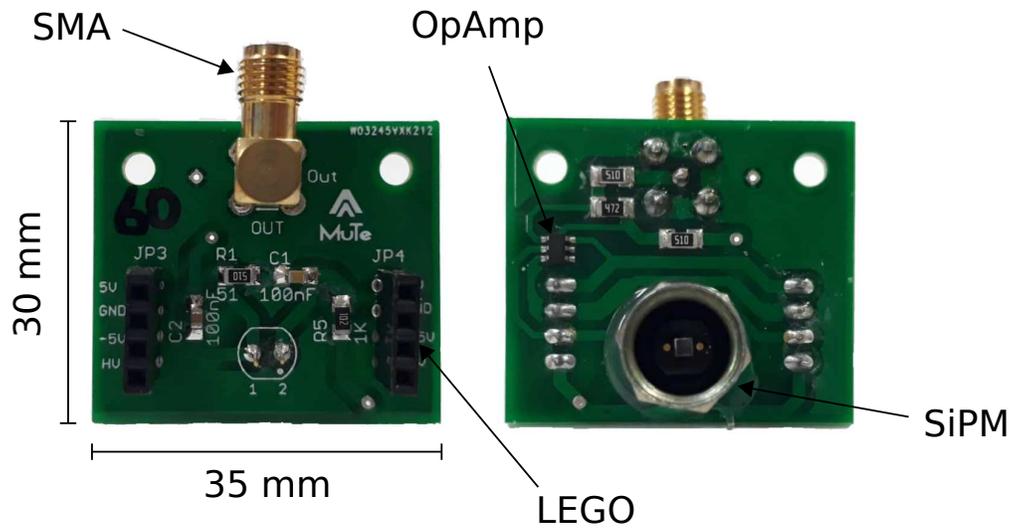


Figura 43. Tarjeta electrónica de polarización y acondicionamiento del SiPM. En la vista frontal se ubica la etapa de polarización y en la posterior la etapa de amplificación y acople de impedancia.

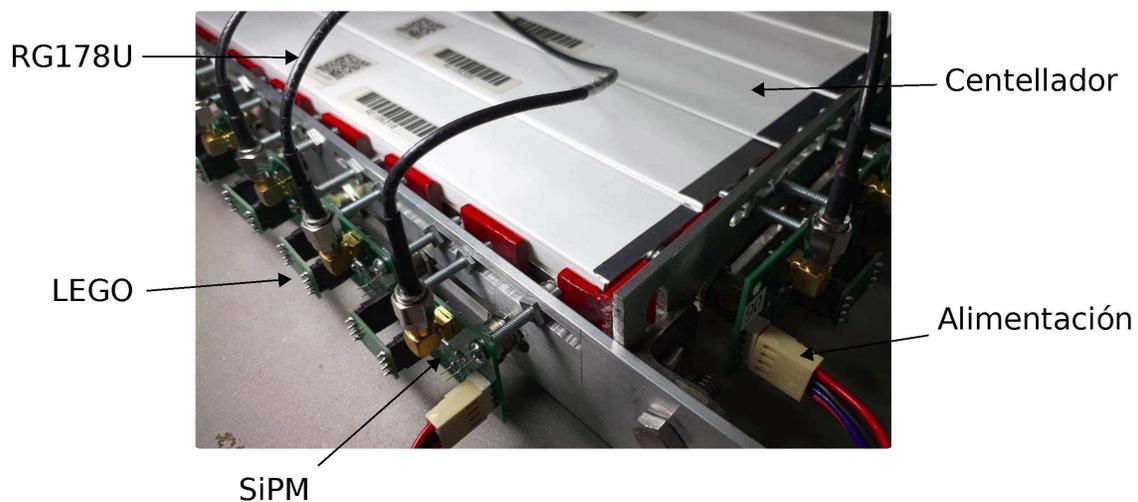


Figura 44. Conexión del panel centellador. Los conectores alimentan las electrónicas de los SiPM. Las señales de los SiPM son transmitidas al sistema de adquisición mediante cables coaxiales RG178U.

4.3. Sistema de adquisición

El sistema de adquisición de los paneles centelladores de MuTe se basa en la tarjeta de desarrollo MAROC3A de Omega⁷, desarrollado para aplicaciones en detectores de partículas. La tarjeta de

⁷ <https://www.weeroc.com/products/photomultipliers-read-out/maroc-3a>

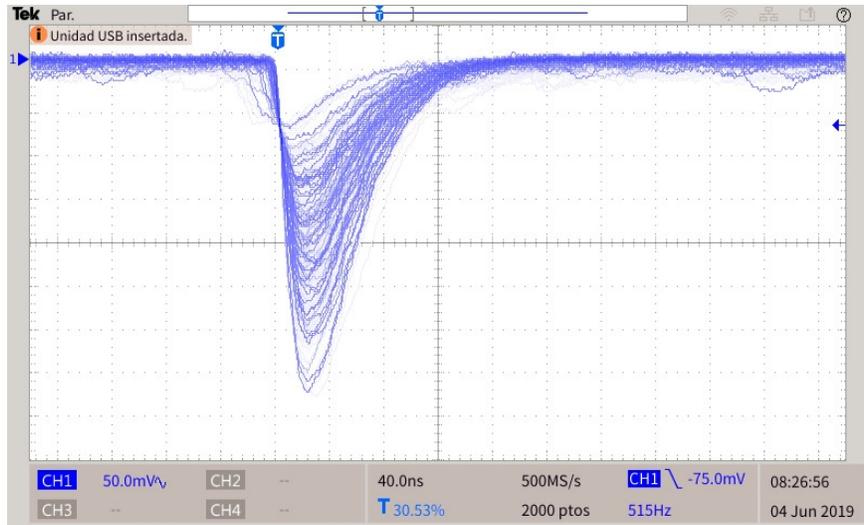


Figura 45. Acumulación de pulsos generados por una barra centelladora expuesta al fondo de rayos cósmicos secundarios. El umbral de disparo se estableció en -75 mV. Los pulsos tienen un tiempo de bajada ~ 20 ns, un tiempo de subida ~ 120 ns y una amplitud > -400 mV.

desarrollo se compone principalmente de un Circuito Integrado de Aplicación Específica (ASIC) MAROC3A que se encarga de las etapas de amplificación, formación (*shaping*) y discriminación de las señales, y de una FPGA Cyclone III que controla los parámetros de adquisición del MAROC3A. Estos componentes se muestran en la Fig. 46.

El MAROC3A tiene 64 canales de lectura de polaridad negativa con una impedancia de entrada de 50 ohmios. Las señales transportadas desde el panel centellador a través de cables coaxiales son conectadas paralelamente a el MAROC3A a través de una PCB de dos niveles (*Daughter Board*) compuesta por 60 conectores (30 por cada nivel) SMA de 50 Ω . La Fig. 47 expone la PCB *Daughter Board*.

4.3.1. ASIC MAROC3A. El MAROC3A es un circuito específicamente diseñado para detectores de partículas como calorímetros (medición de carga) o hodoscopios (conteo) que necesiten varios canales de lectura. Esta tarjeta proporciona dos tipos de salida: una proporcional

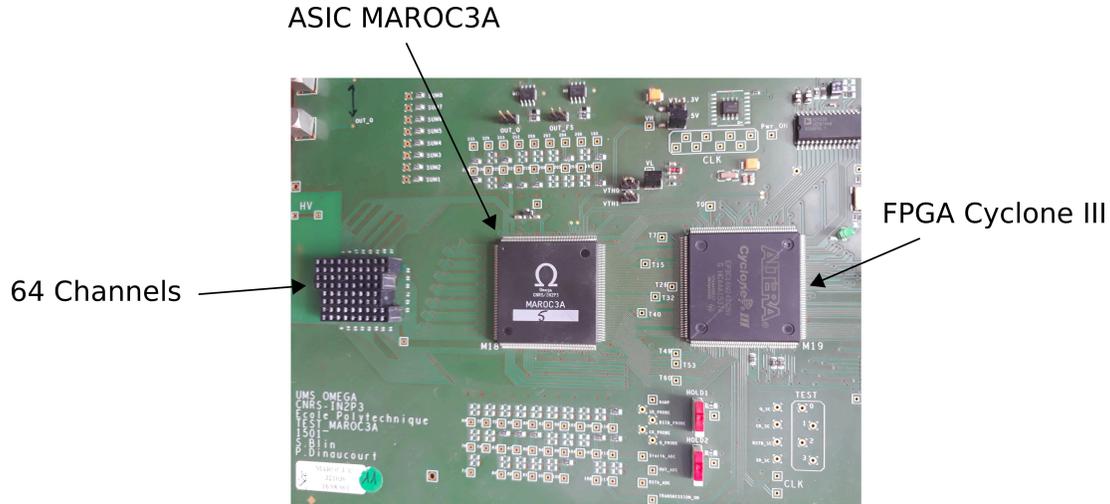


Figura 46. Tarjeta de desarrollo MAROC3A.

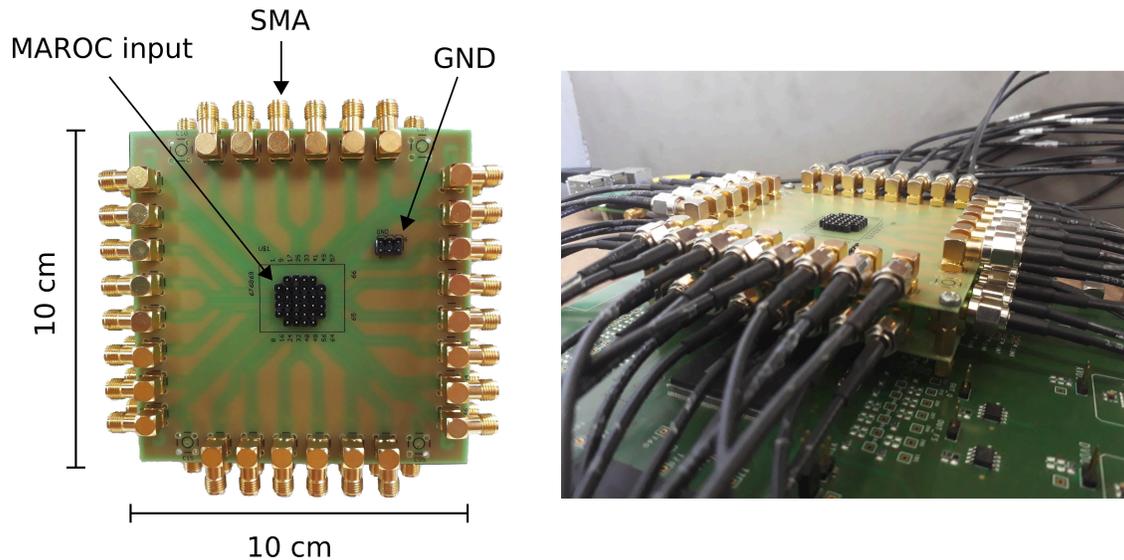


Figura 47. Conector *Daughter Board* de 64 canales. (Izquierda) Vista superior del conector *Daughter Board* compuesto por 60 conectores SMA de 50Ω . (Derecha) Conexión de las señales provenientes del panel centellador a la tarjeta MAROC3A.

a la carga de la señal de entrada (área bajo la curva del pulso) y 64 señales de disparo digitales. Las dos salidas (OR) implementan una sumatoria digital de las 64 señales de disparo en los discriminadores (d1 y d2) con el fin de hacer mediciones de carga en modo auto-disparo. El esquema interno del MAROC3A se muestra en la Fig. 48.

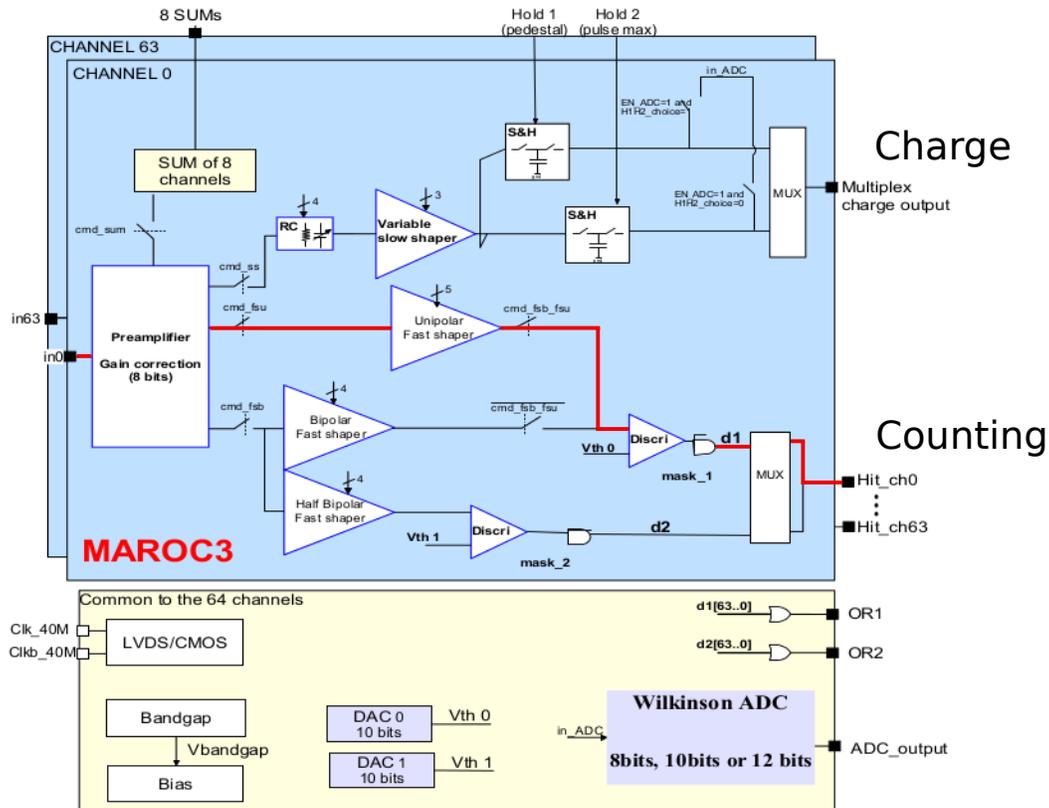


Figura 48. Arquitectura del ASIC MAROC3A. El banco de formadores lentos permite hacer mediciones de carga (energía) y el banco de formadores rápidos se usa para mediciones de conteo. La línea roja indica las etapas usadas en el detector MuTe (MAROC3, 2012).

Cada canal de lectura del MAROC3A tiene una etapa de amplificación con ganancia programable de 8 bits (factor 0-4), una impedancia de 50Ω , un offset bajo, y un bajo sesgo de corriente ($5 \mu\text{A}$) con el fin de disminuir el *crosstalk* entre canales.

El MAROC3A tiene dos tipos de formadores: lentos para mediciones de carga y rápidos para sistemas de conteo. Los formadores mejoran la relación señal-ruido de la señal mediante la manipulación de su frecuencia. Esta tarea tiene dos objetivos en conflicto, limitar el ancho de banda del pulso con el fin de disminuir el ruido de la señal y limitar el ancho del pulso para evitar

el apilamiento de pulsos consecutivos (*pile-up*). Los formadores lentos amplían la duración del pulso permitiendo una mejor estimación de su carga mediante sistemas de conversión analógico-digital. Por otra parte, los formadores rápidos aumentan la rapidez con que se desarrolla el pulso aumentando la resolución temporal (*timing*) de los detectores de conteo (Rivetti, 2015; Grupen Shwartz, 2008).

El hodoscopio de MuTe es un dispositivo de conteo de eventos que tiene como objetivo la estimación del flujo de muones. La secuencia de procesamiento (línea roja) que se implementó en el MAROC3A se muestra en Fig. 48. Este hilo está compuesto por la etapa de preamplificación, un formador rápido unipolar (fast shaper) con ganancia de 2.3 V/pC y un discriminador (d1) con un umbral de discriminación (V_{th0}) establecido por un Conversor Digital-Análogo (DAC) de 10 bits (2.3 mV/UDAC).

■ Preamplificador

El sistema de preamplificación se compone de un amplificador de base común que garantiza una impedancia de entrada pequeña (50-100 Ω) seguido de un banco de espejos de corriente que establece una ganancia programable por canal. La Fig. 49 esquematiza el circuito de preamplificación.

Los amplificadores de base común son usados en sistemas de lectura de sensores de radiación debido a su baja impedancia de entrada (Rivetti, 2015). En este caso, los canales de entrada del MAROC3A siguen la configuración que muestra en la Fig. 50.

En esta topología la entrada (in_{pa}) se conecta a la base del transistor Q_1 . Un transistor adicional Q_2 se conecta a la base del transistor Q_1 para estabilizar su voltaje ante los cambios de la señal de entrada. Cada canal es habilitado o deshabilitado mediante la señal digital (ibi_{pa}) en la compuerta del transistor NMOS (*Negative-channel Metal-Oxide Semiconductor*).

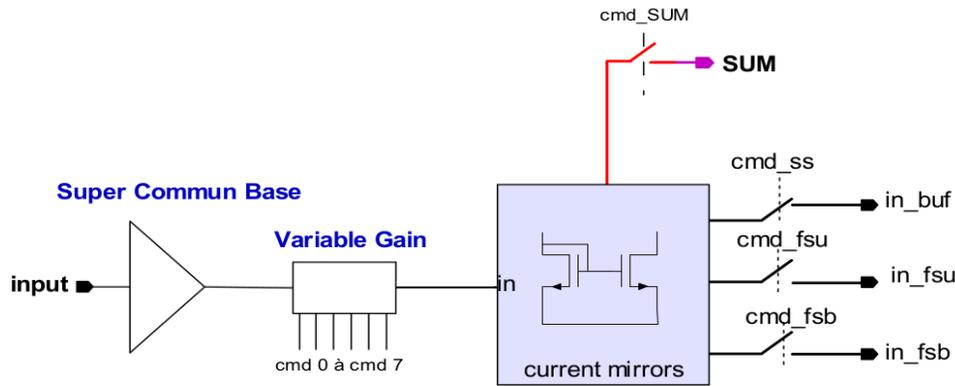


Figura 49. Etapa de preamplificación del ASIC MAROC3A. El amplificador de base común crea una impedancia de entrada pequeña (50 -100 Ω). Un banco de espejos de corriente establece una ganancia variable en la señal de entrada mediante la señal digital de control (*cmd*) (MAROC3, 2012).

La impedancia de entrada del canal se define como:

$$Z_{in} = \frac{R_0 + 1/g_{m2}}{1 + g_{m1}R_c} \quad (19)$$

donde g_{m1} y g_{m2} son las transconductancias del transistor Q_1 y Q_2 respectivamente.

La salida de la etapa de preamplificación (*in_pmos*) se conecta paralelamente a 8 espejos de corriente que pueden ser seleccionados a través interruptores digitales como indica la Fig. 51. Los interruptores se controlan mediante una señal digital de control de 8 bits [$cmd_0, cmd_1, \dots, cmd_7$] que toma valores decimales de 0-255.

La ganancia programable tiene un rango de 0 a ~ 4 y se calcula de la siguiente manera,

$$Gain = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{cmd_i}{2^{N-i-2}} \quad (20)$$

donde i es el i -ésimo espejo de corriente activado y N es el número total de espejos de corriente

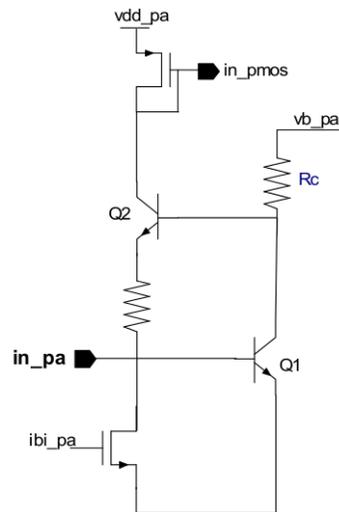


Figura 50. Circuito amplificador de base común (MAROC3, 2012).

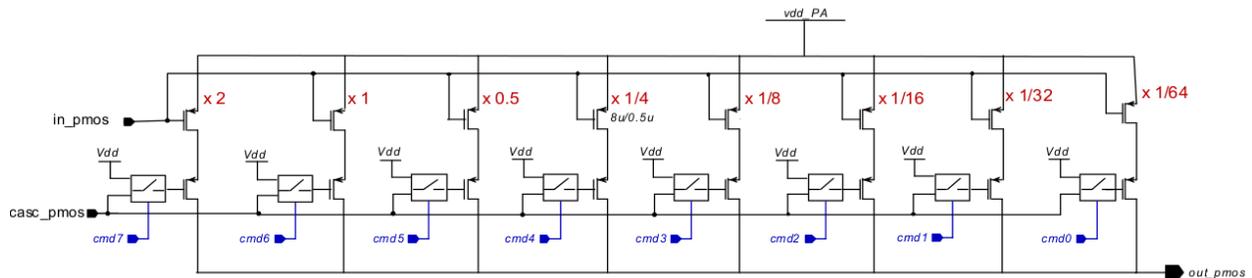


Figura 51. Etapa de ganancia variable compuesta por un banco de 8 espejos de corriente. La ganancia del canal se configura mediante la señal digital de 8 bits (*cmd*) que activa/desactiva los espejos de corriente (MAROC3, 2012).

($N = 8$). Para obtener una ganancia unitaria el valor de la señal *cmd* es $[0,0,0,0,0,0,1,0]=64$.

El sistema de ganancia programable permite uniformizar la respuesta de las barras que componen cada panel de centelleo en la etapa de calibración.

■ Formador rápido

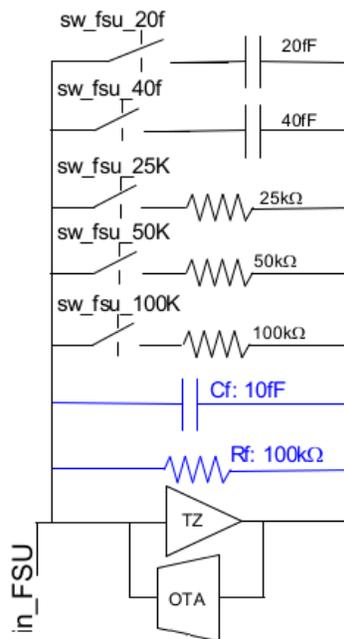


Figura 52. Formador rápido unipolar. Esta compuesto por un amplificador operacional de transimpedancia (TZ), uno de transconductancia (OTA) y una serie de elementos de retroalimentación (resistencias y capacitores). El valor equivalente de la resistencia y capacitancia de retroalimentación se configura mediante los interruptores sw_fsu_x (MAROC3, 2012).

La señal preamplificada se conecta al formador rápido unipolar a través del interruptor cmd_fsu . El formador rápido está compuesto por un amplificador operacional de transimpedancia (TZ) y uno de transconductancia (OTA). Esta configuración crea un formador rápido de gran rango dinámico, con un corrimiento de línea base < 3 mV para pulsos unipolares con frecuencias de hasta 10 MHz (Rivetti Delaurenti, 2007).

La constante de tiempo del formador rápido cambia, dependiendo de la capacitancia y resistencia de realimentación. El valor de estos elementos se selecciona mediante una serie de interruptores como se muestra en la Fig. 52. El formador rápido tiene un *peaking time*⁸ de ~ 20 -25

⁸ Tiempo que le toma a la señal en pasar de la línea base a la amplitud máxima

ns.

■ Discriminador

La etapa de discriminación compara los pulsos procedentes del formador rápido con un umbral de decisión, si la amplitud del pulso es mayor al umbral se genera una señal de disparo digital (*trigger*). La salida del discriminador es multiplexada para proveer 64 señales de disparo.

El valor del umbral es establecido por un convertor digital análogo (DAC) de 10 bits común para todos los 64 canales. El MAROC3 tiene dos DAC, el DAC0 con resolución de 2.3mV/UDAC (1.1mV/UDAC en configuración *small*) y el DAC1 de 2.2mV/UDAC . En este caso, MuTe usa el DAC0.

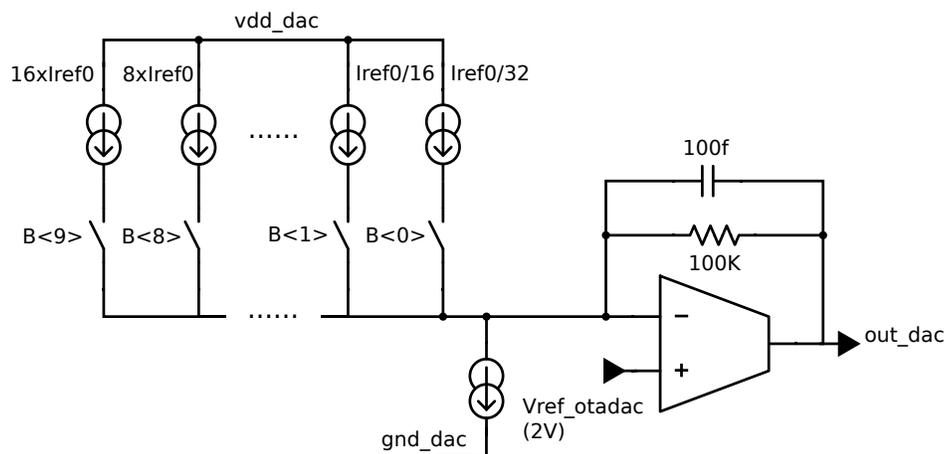


Figura 53. Convertor Análogo a Digital. Los interruptores B_i controlan la suma ponderada de corriente en la entrada inversora (-) del OTA. Un voltaje de referencia (V_{ref_otadac}) en la entrada no-inversora (+) establece el valor máximo del umbral (out_dac). El OTA realiza una resta aritmética entre el voltaje de la entrada no-inversora e inversora (MAROC3, 2012).

La Fig. 53 muestra la arquitectura de los DAC del MAROC3A. El voltaje de salida del DAC depende de la suma ponderada de 10 fuentes de corriente activadas mediante una señal digital de 10 bits $[B_0, B_1, \dots, B_9]$. La magnitud de cada fuente es igual a la multiplicación de una corriente

de referencia (I_{ref0}) por un factor de peso que va desde 1/32 hasta 16. La corriente resultante se conecta a la entrada inversora (-) del OTA, mientras que la entrada no-inversora (+) se conecta a un voltaje de referencia (V_{ref_otadac}).

El OTA está configurado en modo diferencial, es decir, implementa una resta aritmética entre el voltaje de la entrada no-inversora e inversora. El voltaje umbral ($V_{th0} = out_dac$) en función del valor del DAC0 se expresa como:

$$V_{th0} = V_{ref_otadac} - I_{ref0} \sum_{i=0}^9 \frac{2^{B_i}}{32} = 2.314 \text{ [V]} - 0.0023 \times \text{DAC} \quad (21)$$

El umbral de discriminación disminuye a medida que la entrada digital del DAC0 (B) aumenta. El DAC0 tiene un rango de salida de ~ 40 mV hasta 2.314 V.

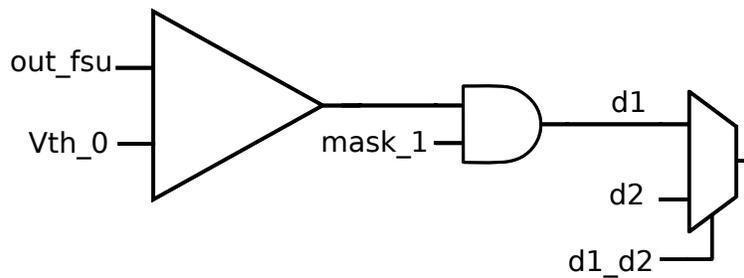


Figura 54. Etapa de discriminación y enmascaramiento. Un comparador genera una señal digital después de comparar el nivel del pulso unipolar (out_fsu) con el valor umbral (V_{th_0}). Una compuerta AND de enmascaramiento activa/desactiva el canal. La salida de disparo (*trigger*) se selecciona mediante un multiplexor controlado por la señal digital ($d1_d2$).

La señal de salida del discriminador se conecta a una compuerta lógica AND junto a una señal binaria de enmascaramiento ($mask_1$). La señal de enmascaramiento permite activar/desactivar la señal digital de disparo producida en cada canal. Un multiplexor escoge si la salida del sistema de discriminación proviene del discriminador $d1$ o $d2$ mediante la señal de control $d1_d2$.

4.3.2. FPGA Cyclone III. La FPGA (del inglés, *Field Programming Gate Array*)

Cyclone III de Altera se encarga de configurar los parámetros de adquisición, el bloque de disparo (*trigger*) y la interfaz USB de la tarjeta de desarrollo MAROC3A.

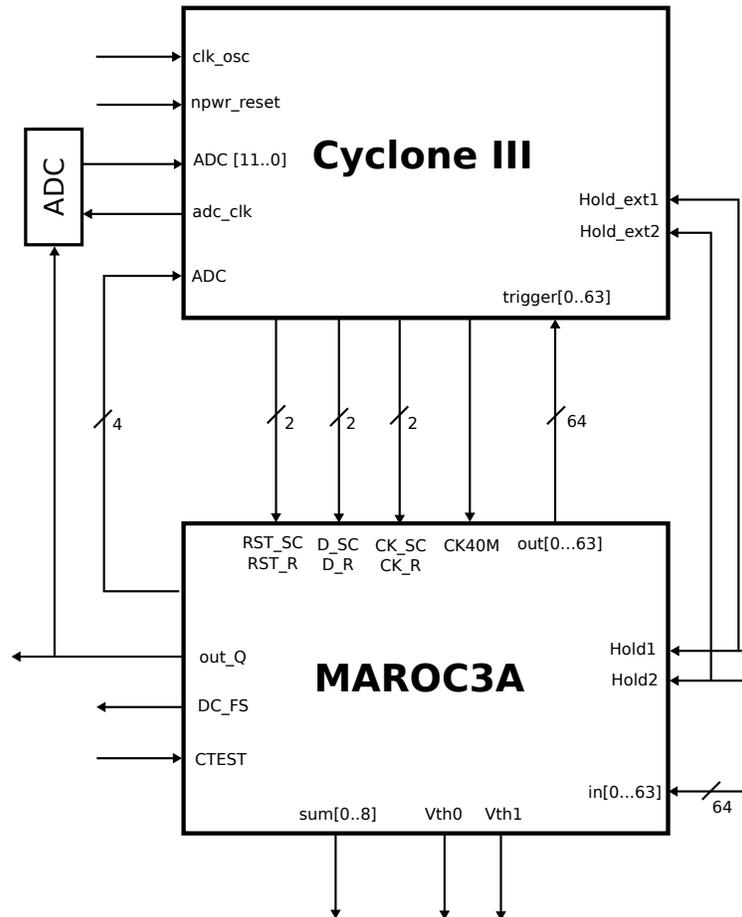


Figura 55. Esquema de interconexión entre el MAROC3A y la FPGA Cyclone III. Las señales CK_SC , D_SC transmiten los parámetros de control lento mientras que las señales CK_R , D_R controlan la medición de carga (out_Q) en los 64 canales. El MAROC3A genera 64 señales digitales de disparo ($out[0..63]$) desde el sistema discriminación. La FPGA genera el reloj de 40 MHz que opera el MAROC3A.

- **Control lento (Slow control)**

El bloque de control lento configura los parámetros de adquisición del MAROC3A y de la FPGA. Los parámetros del MAROC3A son: las ganancias de amplificación, los umbrales de discriminación, la habilitación/des-habilitación de canales y la medición de carga y conteo.

Los datos de configuración son almacenados por la FPGA en una memoria FIFO⁹. Los registros de la FPGA se guardan en las direcciones 0-5 (*Word_0-Word_5*), los registros del MAROC3A en la dirección 10 y los registros de lectura de carga en la dirección 12.

Los parámetros de configuración son transferidos al MAROC3A por medio de las señales de control lento (*CK_SC*, *D_SC*) y de lectura de carga (*CK_R*, *D_R*) (ver Fig. 55 y 56). La máquina de estados que genera las señales de transmisión se inicia con el bit interno *StartCycle* (*Word_1*, subdirección: 1).

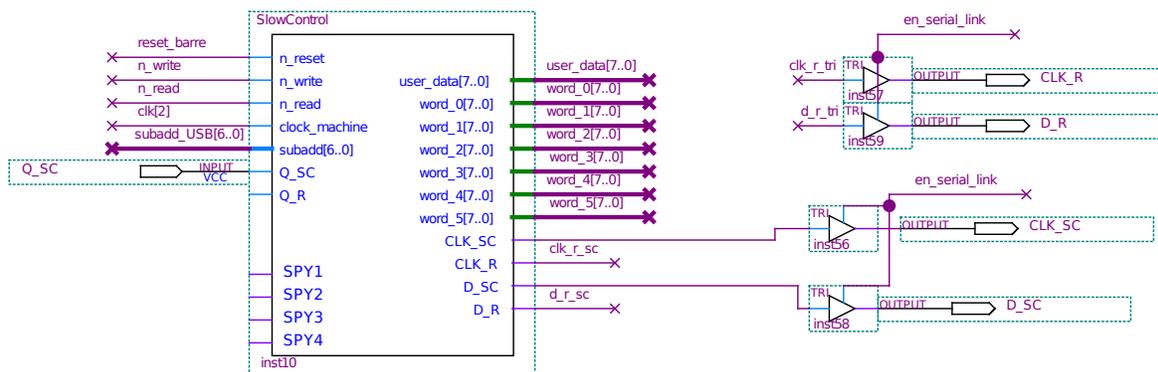


Figura 56. Bloque de control lento implementado en la FPGA. Las salidas *CK_SC*, *D_SC* transmiten los parámetros de control lento al MAROC3A y las salidas *CK_R*, *D_R* controlan la medición de carga. Los registros *Word_0-Word_5* configuran los parámetros internos de la FPGA (MAROC3 test board Labview manual, 2014).

El bloque de control lento trabaja con un reloj (*CK_SC*) de 5 MHz generado por un divisor

⁹ Memoria tipo (First In - First Out)

de frecuencia del oscilador principal (40 MHz) del MAROC3A. Este divisor es implementado en el bloque *Clocks*.

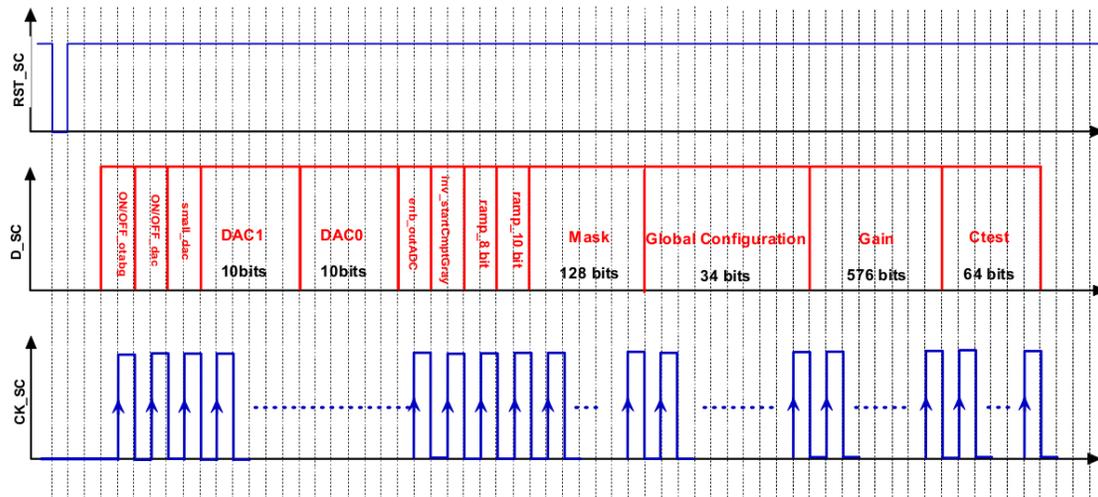


Figura 57. Diagrama temporal de transmisión de los parámetros de control del MAROC3A. La señal *RST_SC* inicia una nueva transmisión mediante un flanco de subida. La señal *D_SC* representa la trama de los parámetros de control compuesta de 829 bits. La señal de reloj *CK_SC* sincroniza la transmisión de los parámetros (MAROC3, 2012).

Los parámetros de control lento del MAROC3A se transmiten en una trama de 829 bits compuesta por 10 bits del DAC1, 10 bits del DAC2, 128 bits de enmascaramiento, 576 bits de ganancia, 64 bits de canales de prueba y 41 bits de configuración global. La Fig. 57 muestra el diagrama de ondas de la transmisión de los datos de control lento desde la FPGA al MAROC3A. Cada bit se transmite después de un flanco de subida de la señal *CK_SC*.

La Fig. 58 muestra el diagrama de ondas del proceso de medición de carga. La señal *Hold* retiene temporalmente la carga de la señal en un búfer *Sample and Hold (S&H)*. La señal *D_R* inicia el proceso de lectura de la carga de todos los canales. El valor analógico de carga *Q_out* es multiplexado por los flancos de subida de la señal de reloj *CK_R*. La medida de la carga es digitalizada por un conversor análogo-digital (ADC) Wilkinson de 12 bits.

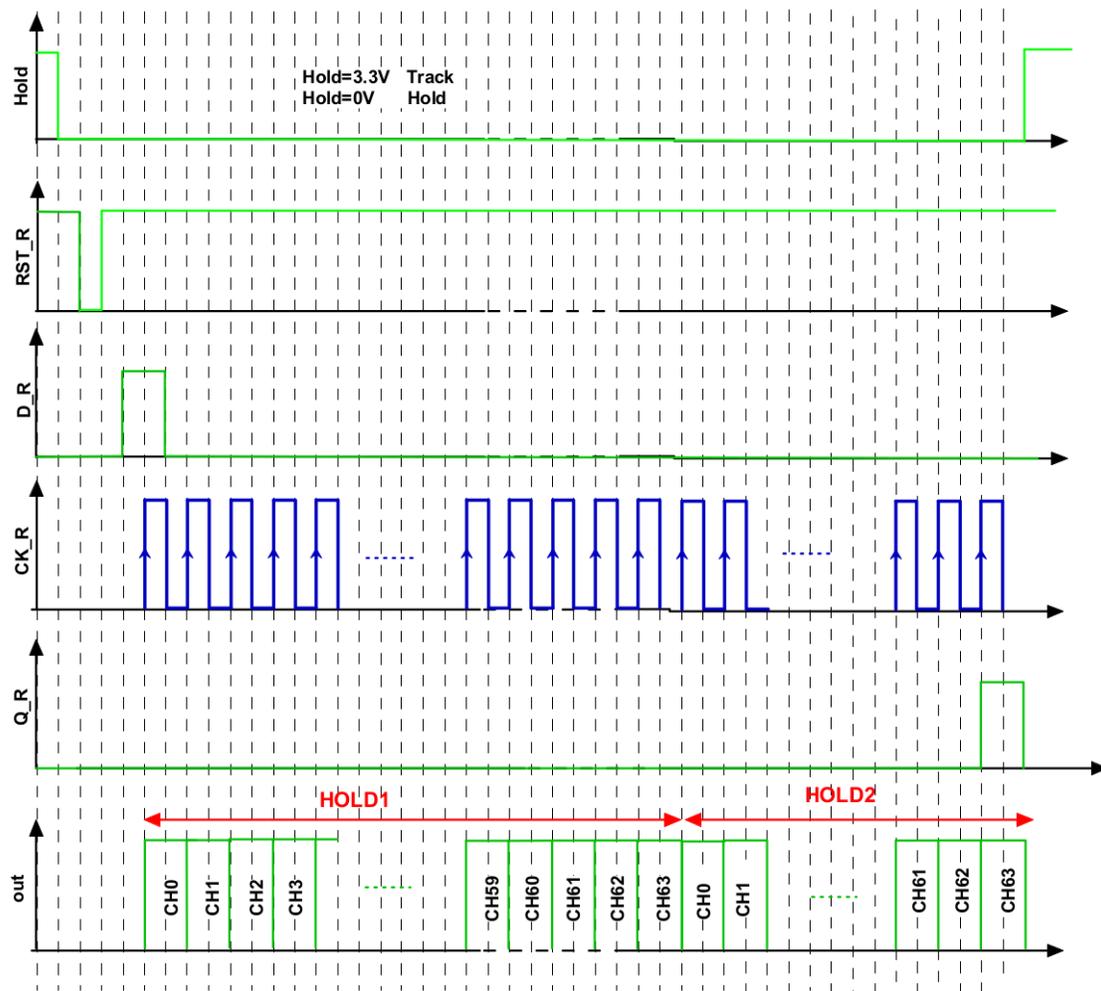


Figura 58. Diagrama de ondas del proceso de medición de carga. La señal *Hold* retiene temporalmente la carga de la señal en un buffer *S&H*. La señal *D_R* inicia el proceso de lectura de carga en todos los canales. La señal de reloj *CK_R* multiplexa secuencialmente la carga *Q_out* de cada canal (MAROC3, 2012).

■ Bloque de disparo

Este bloque almacena las 64 salidas de disparo (*trigger*[63..0]) en la memoria (dirección: 25) cuando detecta un flanco de subida de la señal *pulse_ext*. Este pulso debe ser la salida de disparo (*OR_trigger*) del sistema de discriminación.

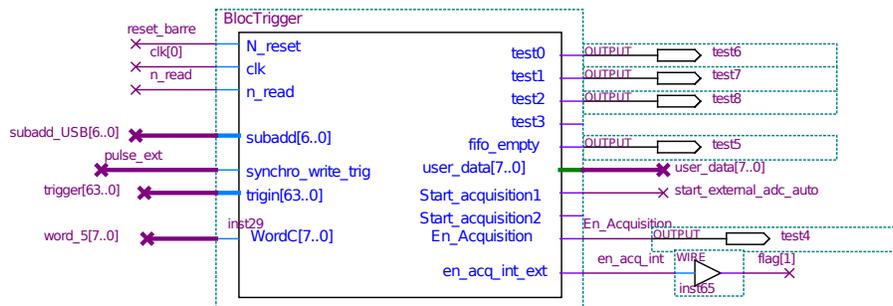


Figura 59. Bloque de disparo implementado en la FPGA. Las salidas de disparo $trigger[63..0]$ son almacenadas después de detectar un flanco de subida en la señal $pulse_ext$. El registro $Word_5$ inicia y configura el número de eventos que se almacenarán en el búfer (MAROC3 test board Labview manual, 2014).

El registro de entrada $Word_5$ configura el bloque de disparo. El $Word_5[7]$ ($Start_bloc_trigger$) inicia el bloque de disparo y el proceso de adquisición. El valor de los 4 bits menos significativos del registro ($Word_5[0..3]$) establecen el número de eventos que se almacenarán temporalmente en el búfer: (1) 1 evento, (2) 10 eventos, (3) 100 eventos y (4) 500 eventos. El búfer FIFO tiene una capacidad de almacenar 512 eventos (palabras) de 64 bits de ancho. La Fig. 59 muestra la implementación del bloque de disparo.

■ Bloque *Scurve*

Este bloque cuenta los pulsos de salida $or_triggers$ (flanco de subida) dependiendo del umbral de discriminación con el fin de obtener la eficiencia de detección. El número de muestras Nb_Scurve a adquirir se establece con 2 bits del registro $Word2$ (bit 3 y 4). Para un valor (0) se adquieren 200 muestras, para (1) 1000, para (2) 10000 y para (3) 50000. La medición termina cuando el contador de pulsos $pulse_ext$ es igual al número preestablecido de muestras.

La prueba *Scurve* puede ser implementada a un solo canal a través de la entrada $CTEST$ o paralelamente a todos los canales. La Fig. 60 muestra la implementación del bloque *Scurve*.

■ Interface USB

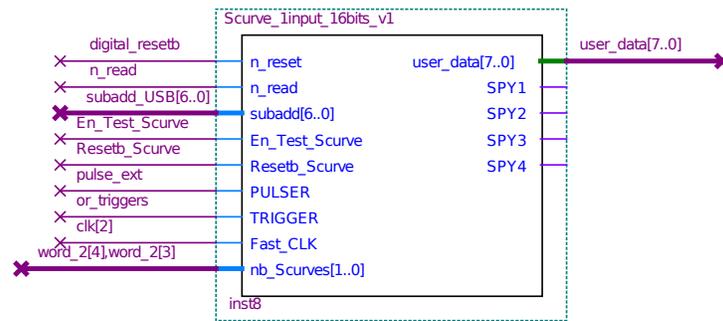


Figura 60. Bloque *SCurve* implementado en la FPGA. Este bloque mide la eficiencia de detección de un canal relacionando el conteo de disparos (*or_triggers*) y el conteo de pulsos de entrada (*pulse_ext*) para diferentes umbrales de discriminación (MAROC3 test board Labview manual, 2014).

Este bloque establece un protocolo de comunicación USB entre la FPGA y el computador (Raspberry Pi) mediante el conversor paralelo a USB FT245BL (o FT2232H) de FTDI. Los datos se transmiten/reciben entre la FPGA y el FT245BL mediante el bus paralelo de 8 bits (*USB[7..0]*). El búfer de transmisión tiene un tamaño de 384 Bytes y el de recepción de 128 Bytes. El protocolo funciona con un oscilador externo de 6 MHz (*clk*). El bloque de control USB se muestra en la Fig. 61.

La señal de salida *RD* habilita los datos del FIFO en el puerto paralelo del chip FT245BL. La FPGA inicia el proceso de lectura cuando detecta un flanco de bajada (*high*→*low*) en la señal *RXF*. La señal *WR* escribe los datos en el búfer de transmisión. La FPGA inicia el proceso de escritura cuando detecta un flanco de bajada en la señal *TXE*. Este bloque fue desarrollado por LAL/SERDI¹⁰. La Fig. 62 muestra la interconexión entre la FPGA y el FT245BL.

¹⁰ <http://electronique.lal.in2p3.fr/echanges/LALUsb/>

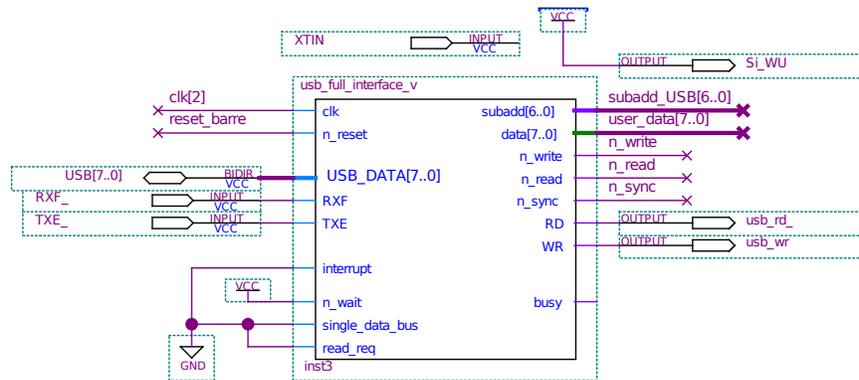


Figura 61. Bloque *USB* implementado en la FPGA. La FPGA Cyclone controla la lectura y escritura de los datos *USB_DATA[7..0]* del convertor FT245BL mediante las señales *RD-RXF* y *WR-TXE* respectivamente (MAROC3 test board Labview manual, 2014).

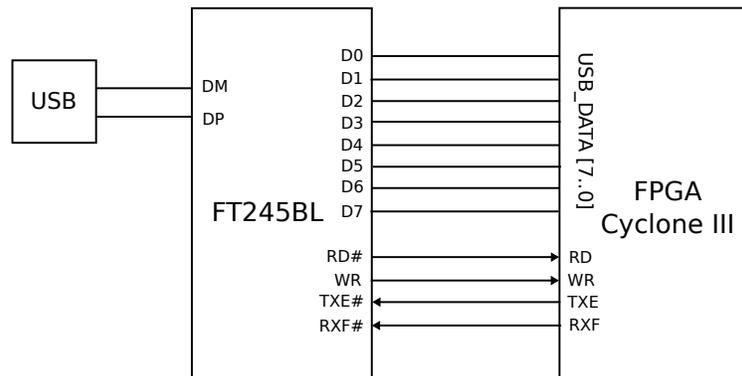


Figura 62. Sistema convertor paralelo a USB. El chip FT245BL recibe un byte de datos desde la FPGA a través del puerto *D[7..0]* y lo transforma a una trama serial que se transmite por el puerto USB. El proceso de recepción de datos ocurre en sentido contrario.

4.3.3. Raspberry Pi. La adquisición de eventos en cada panel centellador es controlada por un computador embebido Raspberry Pi 2 (SBC - por sus siglas en inglés, *Single Board Computer*) el cual almacena los datos y metadatos. Los datos contienen la información de las barras disparadas, el tiempo de ocurrencia y el tiempo de vuelo para cada evento detectado. Además se registra la presión atmosférica, temperatura y consumo eléctrico para monitorear las condiciones de detección.

La SBC utiliza el sistema operativo Raspbian¹¹ GNU/Linux 9.4. Las principales características de la SBC se listan en la Tabla 1.

Tabla 1
Características del hardware Raspberry Pi 2

Parámetro	Descripción
Procesador	Quad-core ARM Cortex A7 a 900 MHz
GPU	Broadcom VideoCore IV a 250 MHz
RAM	SDRAM 1 GB
Puertos USB	4 USB 2.0
Memoria externa	SD 32 GB
Ethernet	Ethernet 10/100Mbps
GPIO ^a	27
I2C	100 kbps (GPIO 2-3)
UART	115200 bps (GPIO 14-15)
SPI	3.8 kHz - 250 MHz (GPIO 7-11)

^a Entradas y salidas de propósito general

Los periféricos GPIO permiten controlar dispositivos externos a través de diferentes protocolos de comunicación como I2C, UART y SPI, o por interrupciones y señales moduladas por ancho de pulso (PWM). La Fig. 63 muestra la distribución física de los periféricos.

4.4. Periféricos

Los dispositivos periféricos del panel se encargan de registrar información secundaria la cual es utilizada para monitorear el estado de funcionamiento del detector.

¹¹ <https://www.raspberrypi.org/downloads/raspbian/>

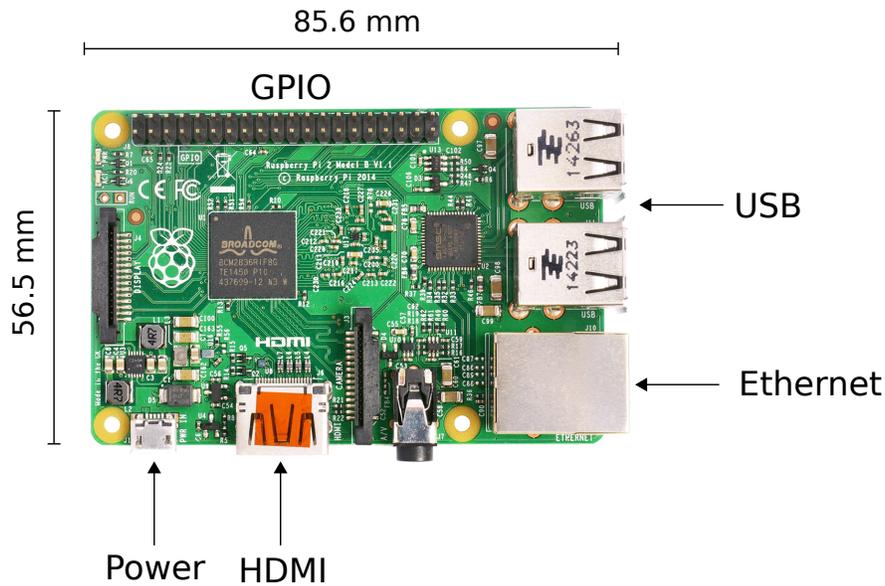


Figura 63. Tarjeta Raspberry Pi 2. En la parte superior se muestra el puerto GPIO de 40 pines, a la derecha los 4 puertos USB 2.0 y el puerto Ethernet y en la parte inferior el puerto de alimentación (5V).

El registro del consumo energético y la tasa de eventos permite conocer el estado base del detector (operación normal). Si el detector presenta alguna anomalía de funcionamiento ésta se reflejará en las variables, permitiendo tomar acciones correctivas.

Los datos de presión atmosférica y temperatura son utilizados para hacer correcciones en el flujo de secundarios registrado ya que tiene una correlación directa con los cambios en la densidad de la atmósfera y con el comportamiento de los SiPM.

Los dispositivos periféricos se conectan a la SBC mediante una tarjeta (*shield*) instalada sobre el puerto GPIO como se muestra en la Fig. 64. En la *shield* también se conectan las señales de control del sistema de disparo (*INT*, *PPS*, *EXT* y *BUSY*) y el puerto de medición del ToF.

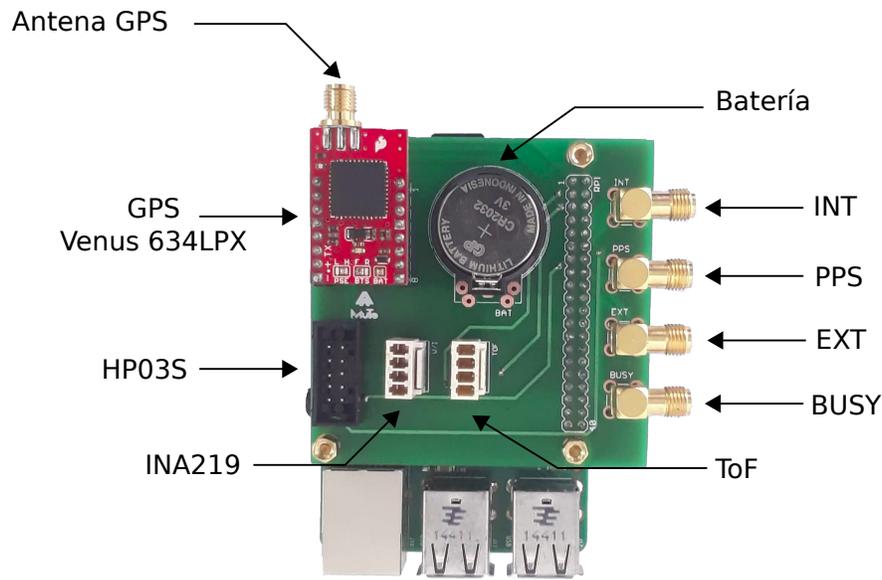


Figura 64. Tarjeta de conexión de periféricos en el panel centellador. Los periféricos se componen de un GPS Venus 634LPX, un sensor de presión/temperatura HP03S y un sensor de consumo eléctrico INA219.

4.4.1. Temperatura y presión atmosférica. La temperatura y presión de los paneles centelladores se registra mediante el sensor HP03S de HOPERF¹². El sensor se comunica bajo protocolo I2C con direcciones 0x77 para el dispositivo y 0x50 para la memoria EEPROM (del inglés, *Electrically Erasable Programmable Read-Only Memory*) que almacena 11 coeficientes de calibración.

En la Tabla 2 se muestran las características del sistema de medición del HP03S.

4.4.2. Consumo eléctrico. El consumo eléctrico de los paneles centelladores se registra mediante el sensor INA219 de *Texas Instruments*¹³. El INA219 provee información acerca de la corriente, el voltaje y la potencia consumida a través de un ADC de 12 bits. El sensor se

¹² <http://www.hoperf.com>

¹³ www.ti.com

Tabla 2

Características de medición del HP03S

Variable	Rango	Resolución	Precisión
Temperatura	-30-80°C	-	±0.8°C
Presión atmosférica	100-1100 hPa	0.1 hPa	±0.8 hPa

comunica por medio del protocolo I2C con 16 direcciones diferentes (0x40 por defecto) las cuales se configuran con los terminales A0 y A1.

La Tabla 3 muestra las características de medición del INA219.

Tabla 3

Características de medición del INA219

Variable	Rango	Resolución	Error
Voltaje	0-26 V	4 mV	±0.5 %
Corriente	0-3.2 A	0.8 mA	±0.5 %

4.4.3. GPS. El dispositivo GPS cumple dos funciones: proveer la localización geográfica del detector y sincronizar temporalmente los paneles del hodoscopio.

El hodoscopio de MuTe usa el receptor GPS Venus638FLPx. Los datos se transmiten mediante el protocolo UART a una velocidad de 9600 bps. El GPS posee una batería de respaldo de 3 V para preservar la conexión y localización ante cortes de energía en el detector. La tasa de actualización es de 20 Hz.

La trama de datos del GPS viene codificada en mensajes NMEA (del inglés, *National Marine Electronics Association*). El registro **GPRMC** proporciona datos de tiempo, posición y velocidad. El mensaje se compone de 11 palabras separadas por comas distribuidas de la siguiente

manera:

```
$GPRMC, hhmmss . sss , A, dddmm . mmmm, a , dddmm . mmmm, a , x . x , x . x , dddmmy , , , a *hh<CR><LF>
```

En la Fig. 65 se describe cada una de las palabras del registro **GPRMC** así como su unidad de medida. El registro **GPGGA** proporciona la altitud del detector. Las palabras que componen este registro se estructuran así:

```
$GPGGA, hhmmss . sss , dddmm . mmmm, a , dddmm . mmmm, a , x , xx , x . x , x . x , M, , , , xxx*hh<CR><LF>
```

En la Fig. 66 se describe cada una de las palabras del registro **GPGGA** así como su unidad de medida.

El GPS proporciona una señal PPS (del inglés, *Pulse-Per-Second*) que sincroniza el sistema de adquisición del hodoscopio. La señal PPS tiene una frecuencia de 1 Hz con un ciclo de trabajo de 4 ms y una precisión de 60 ns. El GPS tarda hasta 29 segundos en inicializarse bajo condiciones de cielo abierto. En presencia de batería de respaldo el GPS se inicializa en 1 segundo.

4.5. Software de adquisición (*Rosetta*)

La comunicación entre la SBC (*Raspberry Pi*) y la tarjeta de desarrollo MAROC3A se hace a través del driver **libftd2xx** y la biblioteca **LALUsb**¹⁴ desarrollada por el LAL (*Laboratory of the Linear Accelerator*) para aplicaciones que usen chips FT2xxx de FTDI Ltd. El flujo de datos del sistema de comunicación entre la SBC y la tarjeta MAROC se muestra en la Fig. 67.

El driver **libftd2xx** controla el sistema de comunicación por hardware. El protocolo se compone de un byte de cabecera fijo (*Header*), un byte de control con los 8 bits menos significativos del número de bytes a transferir (*Control_1*), un byte de control para indicar la dirección de la transferencia y la subdirección (*Control_2*), N bytes de datos (*Data*) y un byte de transporte (*Trailer*).

¹⁴ <http://lalusb.free.fr/software.html>

Field	Name	Example	Description
1	UTC time	0111636.932	UTC time in hhmmss.sss format (000000.00 ~ 235959.999)
2	Status	A	Status 'V' = Navigation receiver warning 'A' = Data Valid
3	Latitude	2447.0949	Latitude in dddmm.mmmm format Leading zeros transmitted
4	N/S indicator	N	Latitude hemisphere indicator 'N' = North 'S' = South
5	Longitude	12100.5223	Longitude in dddmm.mmmm format Leading zeros transmitted
6	E/W Indicator	E	Longitude hemisphere indicator 'E' = East 'W' = West
7	Speed over ground	000.0	Speed over ground in knots (000.0 ~ 999.9)
8	Course over ground	000.0	Course over ground in degrees (000.0 ~ 359.9)
9	UTC Date	030407	UTC date of position fix, ddmmyy format
10	Mode indicator	A	Mode indicator 'N' = Data not valid 'A' = Autonomous mode 'D' = Differential mode 'E' = Estimated (dead reckoning) mode 'M' = Manual input mode 'S' = Simulator mode
11	checksum	61	

Figura 65. Palabras del registro *GPRMC*. El *GPRMC* proporciona información del tiempo (1), validación de los datos (2), latitud (3), indicador N/S (4), longitud (5), indicador E/W (6), velocidad sobre tierra (7), fecha UTC (9), indicador de modo (10) y suma de verificación (11) (Venus638FLPx GPS Receiver, 2011).

El número de palabras de escritura está limitado a 256, mientras que el número de palabras de lectura se limita a 65536. En la Fig. 68 se observa la estructura del protocolo de comunicación. En modo escritura el bit 7 (*R/W*) de *Control_2* es igual a 0 y en modo lectura *R/W* es igual a 1.

Field	Name	Example	Description
1	UTC Time	111636.932	UTC of position in hhmmss.sss format, (000000.000 ~ 235959.999)
2	Latitude	2447.0949	Latitude in ddm.mmmm format Leading zeros transmitted
3	N/S Indicator	N	Latitude hemisphere indicator, 'N' = North, 'S' = South
4	Longitude	12100.5223	Longitude in dddmm.mmmm format Leading zeros transmitted
5	E/W Indicator	E	Longitude hemisphere indicator, 'E' = East, 'W' = West
6	GPS quality indicator	1	GPS quality indicator 0: position fix unavailable 1: valid position fix, SPS mode 2: valid position fix, differential GPS mode 3: GPS PPS Mode, fix valid 4: Real Time Kinematic. System used in RTK mode with fixed integers 5: Float RTK. Satellite system used in RTK mode. Floating integers 6: Estimated (dead reckoning) Mode 7: Manual Input Mode 8: Simulator Mode
7	Satellites Used	11	Number of satellites in use, (00 ~ 12)
8	HDOP	0.8	Horizontal dilution of precision, (00.0 ~ 99.9)
9	Altitude	108.2	mean sea level (geoid), (-9999.9 ~ 17999.9)
10	DGPS Station ID	0000	Differential reference station ID, 0000 ~ 1023 NULL when DGPS not used
11	Checksum	02	

Figura 66. Palabras del registro *GPGGA*. El *GPGGA* proporciona información del tiempo (1), latitud (2), indicador N/S (3), longitud (4), indicador E/W (5), indicador de calidad (6), satélites usados (7), altitud (9) y suma de verificación (11) (Venus638FLPx GPS Receiver, 2011) .

La biblioteca **LALUsb2.0** permite manipular el sistema de comunicación a nivel de software. La tarjeta de desarrollo MAROC3A viene con un software de prueba hecho en LabVIEW¹⁵ cuya interfaz se explica en el Anexo 2. En MuTe el software de adquisición se desarrolló en el marco de esta tesis en C/C++.

El chip FT245BL en la tarjeta de desarrollo MAROC3A establece una dirección al dispo-

¹⁵ www.ni.com/ni_labview

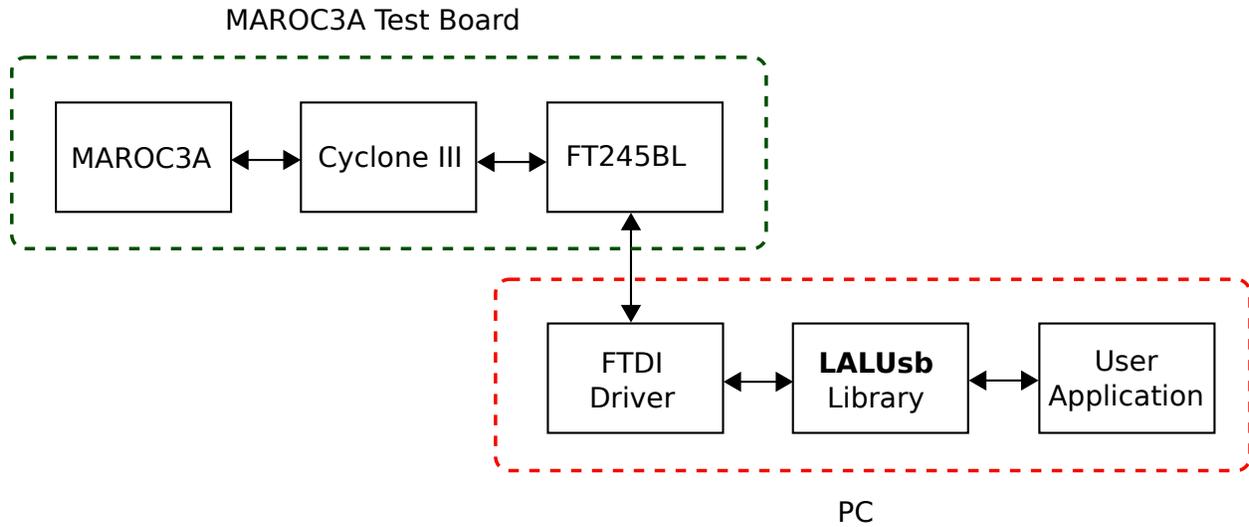


Figura 67. Flujo de datos desde la interfaz de usuario (rojo) hasta la tarjeta de desarrollo MAROC3A (verde).

Byte/bit	b7	b6	b5	b4	b3	b2	b1	b0
Header	1	0	1	0	1	0	1	0
Control 1	Nb of words – 1 (N – 1)							
Control 2	R/W=0	Subadd						
Data x N**	Data byte x N (N < 256)							
Trailer	0	1	0	1	0	1	0	1

Byte/bit	b7	b6	b5	b4	b3	b2	b1	b0
Header	1	0	1	0	1	0	1	0
Control 1	Nb of words – 1 (N – 1) => LSB							
Control 2	R/W=1	Subadd						
Data x N**	Data byte x N (N < 65536)							
Trailer	0	1	0	1	0	1	0	1

Figura 68. Estructura del protocolo de comunicación. El protocolo se compone de un byte de cabecera (*Header*), un byte de tamaño (*Control_1*), un byte de direccionamiento (*Control_2*), N bytes de datos (*Data*) y un byte de transporte (*Trailer*). En modo escritura $R/W=0$ y en lectura $R/W=1$ (Marteau y cols., 2014).

sitivo. Cada tarjeta tiene un nombre (*DeviceDescriptionStr*) y un serial (*sernumstr*). El software **Test245** desarrollado por los laboratorios LAL permite obtener la identificación de las tarjetas usadas en el hodoscopio de Mute.

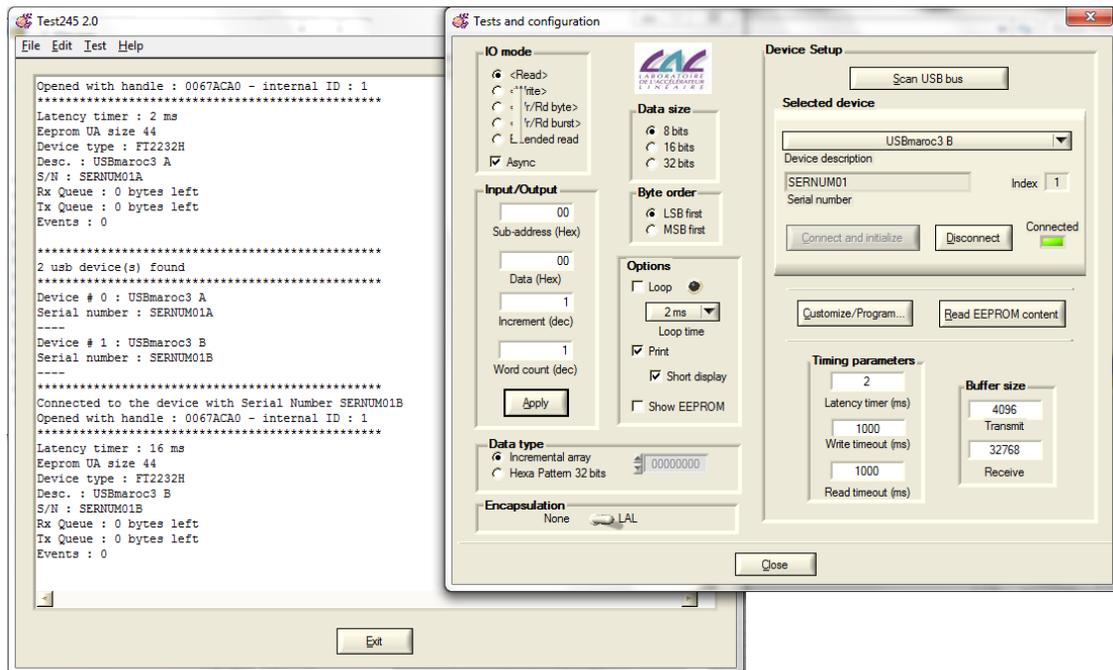


Figura 69. Salida del software **Test245** al reconocer la tarjeta de desarrollo MAROC3A. Los dispositivos detectados se identifican con los nombres (*USBmaroc3_A* y *USBmaroc3_B*) y seriales (*SERNUM01A* y *SERNUM01B*) respectivamente.

En la Fig. 69 se muestran los datos obtenidos desde la tarjeta de desarrollo MAROC3A. Se identificaron dos dispositivos (*USBmaroc3_A* y *USBmaroc3_B*) con seriales (*SERNUM01A* y *SERNUM01B*). El primero se encarga de hacer la transmisión y recepción de los datos del sistema de adquisición; el segundo se usa para programar el firmware de la FPGA Cyclone III. El **Test245** también nos da información del chip usado en la interfaz USB, en este caso el FT2232H.

4.5.1. Parámetros de control lento. Los parámetros del sistema adquisición son configurados desde la SBC a través del algoritmo *config.c* el cual despliega una interface de usuario

en el terminal. En la interfaz el usuario establece los parámetros de control lento del ASIC MAROC3A y los almacena en un archivo de salida (*SC_params.cfg*) que es accedido posteriormente por el programa principal de adquisición (*rosetta.c*). La interfaz se muestra en el Anexo 3 y los parámetros de control en el Anexo 4.

4.5.2. Algoritmo de adquisición. El algoritmo principal de adquisición del hodoscopio (*rosetta.c*) carga en la tarjeta de desarrollo MAROC3A la configuración de funcionamiento y adquiere los datos registrados en los 64 canales cuando se genera una señal de disparo en coincidencia entre los dos paneles centelladores.

En la Fig. 70 se muestra el diagrama de flujo del código de adquisición. Primero el algoritmo establece los parámetros de funcionamiento del protocolo de comunicación a través de la función *Begin_Maroc* (Anexo 5).

El algoritmo carga los parámetros a la FPGA Cyclone III y al ASIC MAROC3A a través de la función *Begin_Read* (Anexo 5).

Las funciones *Pinout_Setup* e *Int_Setup* configuran los pines *INT_PIN*, *BUSY_PIN* y *PPS_PIN* del sistema de adquisición para la lectura asíncrona de los eventos. Para acceder a las funcionalidades de los pines GPIO de la SBC se utilizó la biblioteca **Wiring Pi**¹⁶.

Los sistemas periféricos del hodoscopio se componen de los sensores de presión, temperatura, consumo eléctrico y GPS. Estos se ejecutan de manera paralela al algoritmo principal de adquisición almacenando sus datos en un bloque de memoria compartida. La función *Shared_Memory_Setup* define el bloque de memoria compartida en el algoritmo principal.

¹⁶ <http://wiringpi.com/>

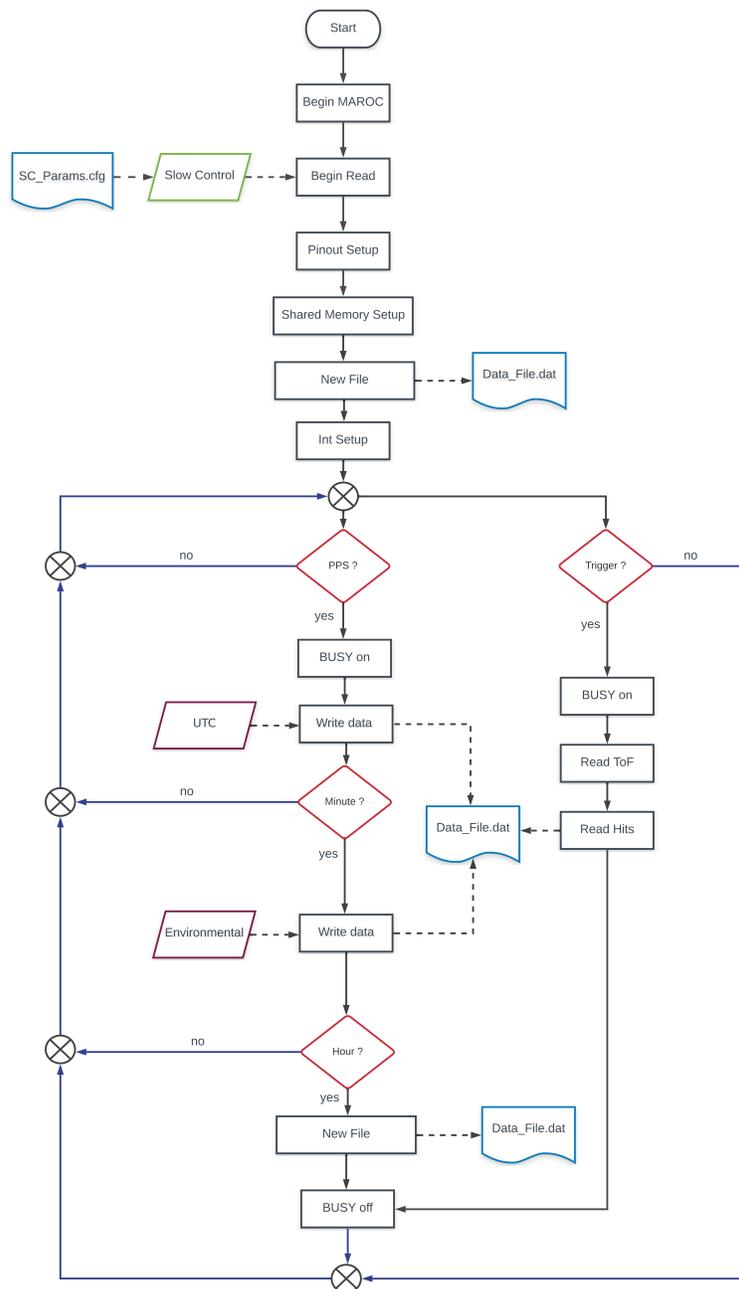


Figura 70. Diagrama de flujo del algoritmo de adquisición *rosetta*. Las líneas punteadas representan el flujo de datos, los recuadros morados el acceso a la memoria compartida, los recuadros azules el acceso a archivos de datos, los rombos rojos son funciones condicionales y las flechas azules son bucles de retorno.

El código crea un nuevo archivo de salida mediante la función *New_File* con la etiqueta *MuTe_P1_yyyy_mm_ddHhh.dat* que depende de tiempo UTC (Tiempo Universal Coordinado) obtenido desde los datos almacenados por el GPS en la memoria compartida. En la cabecera de este archivo se escriben los metadatos los cuales contienen información de las unidades de medición, resolución temporal y estructura de los datos recolectados.

El sistema de adquisición principal permanece en modo *sleep* hasta que ocurre un evento en el hodoscopio. Cuando se detecta una interrupción (*low* \rightarrow *high*) en el pin *INT_PIN = GPIO17* se inicia la lectura de los datos desde el MAROC3A. La salida digital *BUSY_PIN* se activa (*high*) evitando que el sistema sea interrumpido mientras transmite los datos de ToF y de los 64 canales del panel.

Los datos de ToF se leen mediante la función *Read_ToF*, mientras que la función *Read_Hits* obtiene la información de disparo de las barras centelladoras (Anexo 5).

Una vez se han leído y almacenado los datos, la salida *BUSY_PIN* se desactiva y el sistema vuelve al modo *sleep*.

Cada segundo el sistema de adquisición se interrumpe por la señal PPS conectada a la entrada *PPS_PIN*. Cuando en *PPS_PIN* hay un flanco ascendente (*low* \rightarrow *high*) la salida *BUSY_PIN* se activa mientras se escribe en el archivo de salida la estampa temporal en formato *Unix Time* y la tasa de eventos.

Si la estampa de tiempo corresponde a un cambio de minuto, el algoritmo escribe en el archivo de salida la información de los periféricos: latitud, longitud, altitud, temperatura, presión atmosférica, voltaje y corriente del panel centellador. Adicionalmente, si la estampa de tiempo co-


```

# # This is a MuTe raw data file
# # It contains the following data:
# # <FToF> <CToF> <Clk> <Ch>:   Column
# #                               <FToF>   Fine ToF counter       -- step: 25 ps
# #                               <CToF>   Coarse ToF counter    -- step: 8 ns
# #                               <Clk>    clk-FPGA counter       -- step: 10 ns
# #                               <Ch>     Channel hits
# # # s <TIME>                    : GPS unix time
# # # r <RATE>                     : Events rate
# # # p <LAT> <LON> <ALT>          : GPS data
# # # w <T> C <P> hPa              : temperature <T> and pressure <P> data
# # # e <I> mA <V> V <W> W         : current <I>, voltage <V> and power <W>

```

4.5.3. Lectura de periféricos. El hodoscopio de MuTe cuenta con tres sistemas periféricos que se encargan de registrar información de temperatura, presión atmosférica, consumo eléctrico y geoposicionamiento. Cada periférico tiene un algoritmo independiente de lectura que almacena los datos en un bloque de memoria compartida que es accedido por el algoritmo principal de adquisición (*rosetta.c*).

El método de memoria compartida se basa en la comunicación entre procesos (IPC, del inglés *Inter-Process Communication*). El IPC es un mecanismo que permite a diferentes procesos comunicarse y sincronizar sus acciones de manera eficiente mejorando su desempeño y optimizando los requerimientos en sistemas de adquisición en tiempo-real (Wolf, 2014).

El esquema generalizado del algoritmo de lectura de periféricos se muestra en la Fig. 71. El algoritmo inicia configurando el bloque de memoria compartida necesario para almacenar los datos. El GPS usa 4 espacios de memoria de 64 bits para almacenar el tiempo Unix, la latitud, la longitud y la altitud. El sensor de consumo eléctrico (INA219) usa 2 espacios de 64 bits para guardar la información de la corriente, voltaje y potencia del panel centellador. El sensor de

temperatura/presión (HP03S) usa 2 espacios de 64 bits donde almacena la temperatura y presión atmosférica dentro del panel centellador. En la Tabla 4 se muestra las direcciones de memoria utilizados en cada caso.

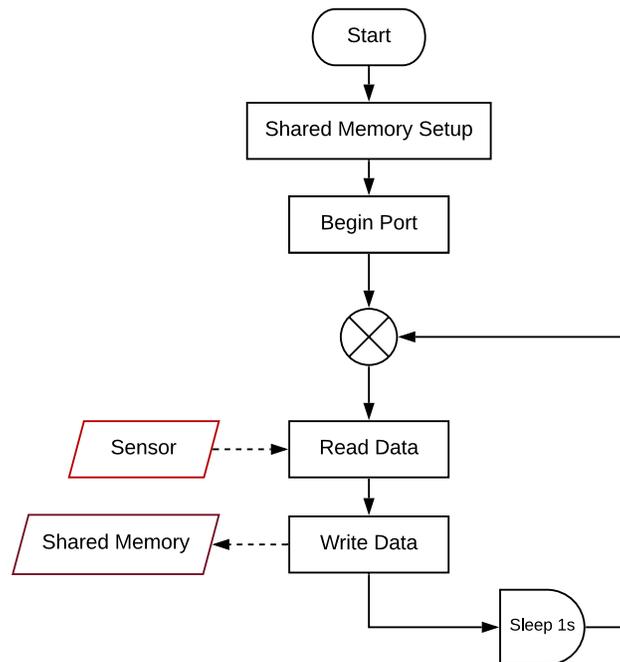


Figura 71. Diagrama de flujo del algoritmo de control de periféricos. Los datos leídos desde el sensor (GPS, HP03S o INA219) se almacenan en un bloque de memoria compartida el cual es accedido por el algoritmo principal de adquisición.

El puerto de comunicaciones se configura dependiendo del sensor. El GPS se comunica por protocolo UART, mientras que el INA219 y HP03S se comunican por protocolo I2C mediante las direcciones 0x40 y 0x77 respectivamente. Los datos son adquiridos y almacenados cada segundo.

4.6. Sistema de disparo

El sistema de disparo de MuTe determina la validez de un evento en varios niveles: panel centellador, hodoscopio y WCD-hodoscopio (Peña-Rodríguez y cols., 2019) (Ver Fig. 72).

Tabla 4

Direcciones de memoria compartida usadas por los periféricos

Periférico	Variable	Dirección
GPS	Tiempo Unix	9800
	Latitud	9801
	Longitud	9802
	Altitud	9803
Presión y temperatura	Temperatura	9804
	Presión atmosférica	9805
Consumo eléctrico	Corriente	9806
	Voltaje	9807
	Potencia	9808

En la Fig. 73 se muestra el diagrama del sistema de adquisición del hodoscopio y su sistema de disparo (flechas azules). La tarjeta MAROC3A genera una señal de disparo (*OR_Trigger*) cuando un evento en cualquiera de las 60 barras que componen el panel centellador sobrepasa el umbral de discriminación. Esta señal es distribuida en tres direcciones mediante la tarjeta *Trigger_split*: al MAROC3A (*Ext_Trigger*), al sistema maestro de disparo (*Start*) y al otro panel centellador (*Stop*).

La tarjeta de distribución (*Trigger_split*) acondiciona la señal de disparo mediante un comparador implementado con el amplificador operacional OPA2695 (ver Fig. 74). El comparador tiene como función disminuir el tiempo de subida de la señal de disparo (~ 20 ns \rightarrow ~ 8 ns) y distribuirla en tres salidas acopladas a 50Ω .

La señal *Ext_Trigger* ingresa a la tarjeta de desarrollo MAROC3A e indica a la FPGA Cyclone III que almacene en la memoria FIFO el evento registrado. El sistema maestro de disparo

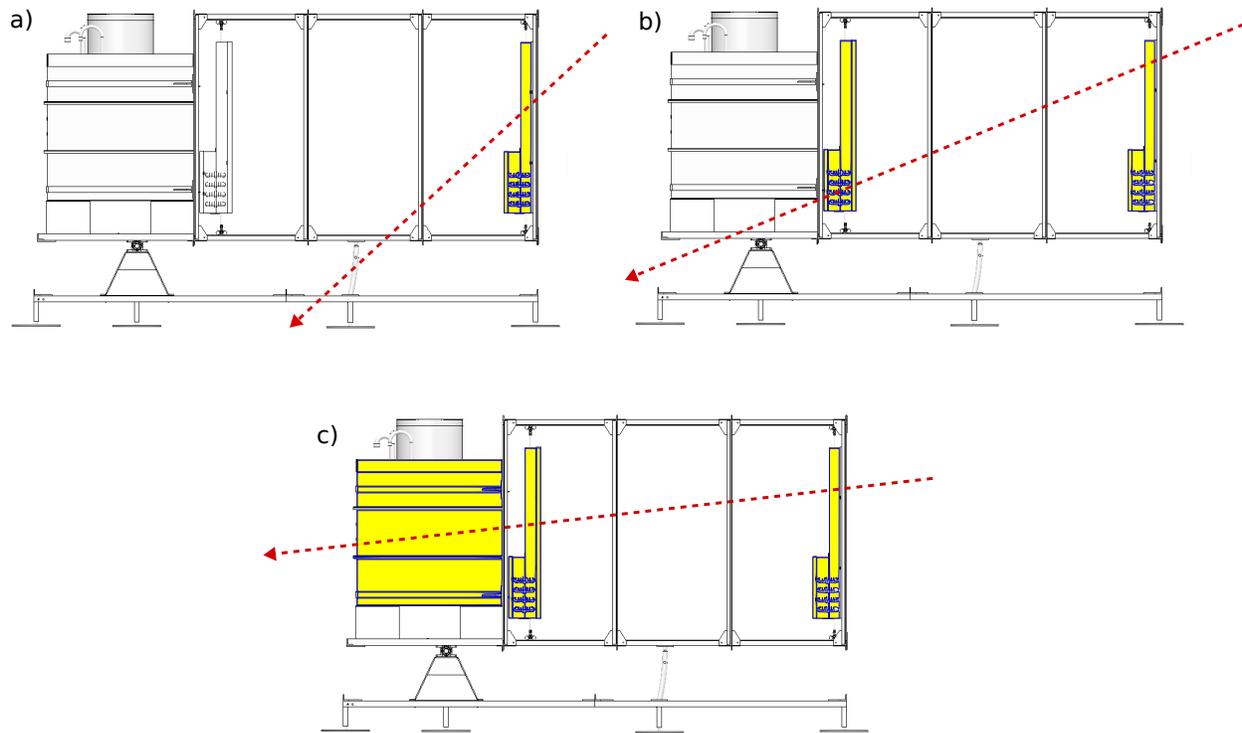


Figura 72. Niveles de disparo en MuTe. a) Evento detectado por solo un panel centellador. b) Evento detectado por el hodoscopio. c) Evento detectado en coincidencia entre el WCD y el hodoscopio.

(FPGA Spartan 6) implementa el circuito de coincidencia entre los dos paneles centelladores que componen el hodoscopio. El esquema del circuito de coincidencia se muestra en la Fig. 75.

Al circuito de coincidencia entran las señales de disparo de los paneles centelladores (*Start* y *Stop*) y la señal de control de lectura (*BUSY*) desde la SBC. Cuando ocurre un evento en coincidencia se envía una señal de interrupción (*Int*) al SBC para transmitir los datos desde el MA-ROC3A y almacenarlos en la memoria de la SBC. Durante el proceso de transmisión se activa la señal (*Busy*) para evitar el solapamiento de eventos. El diagrama de señales se muestra en la Fig. 76.

El sistema maestro de disparo también genera la señal que establece la coincidencia en-

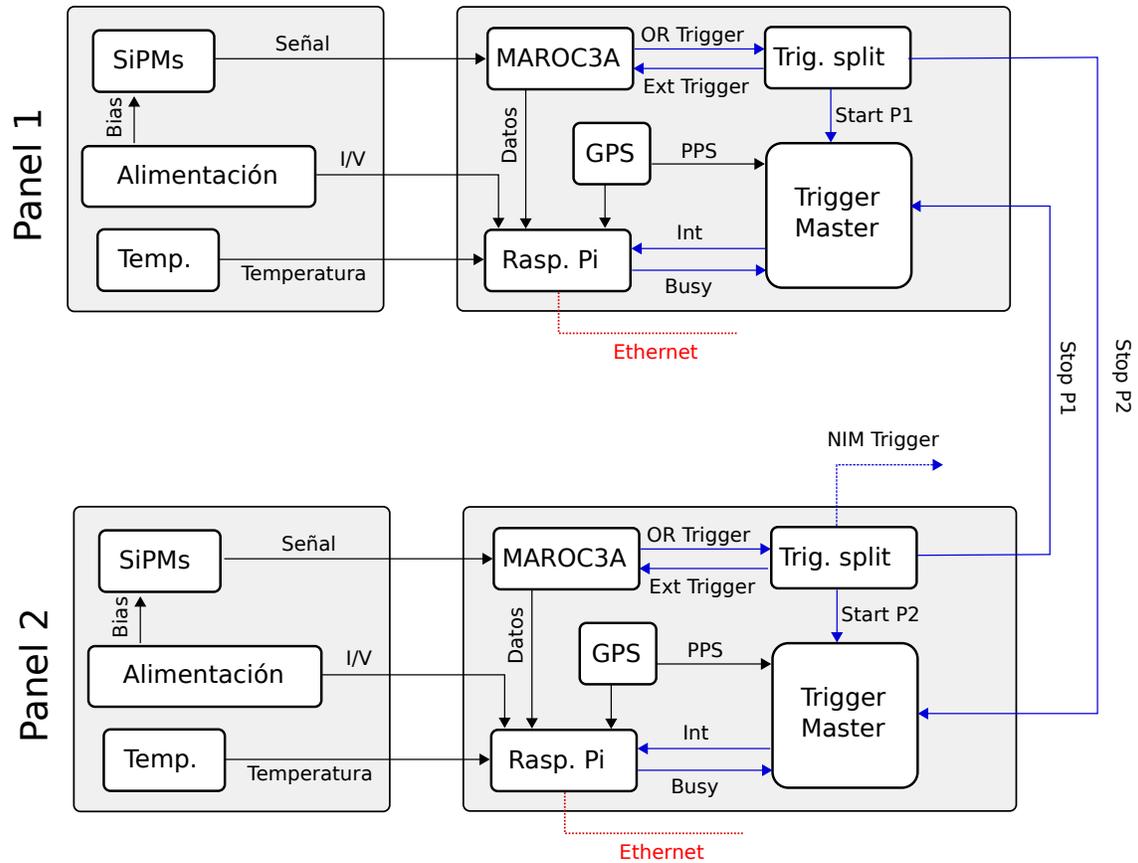


Figura 73. Esquema general del sistema de adquisición para un panel centellador.

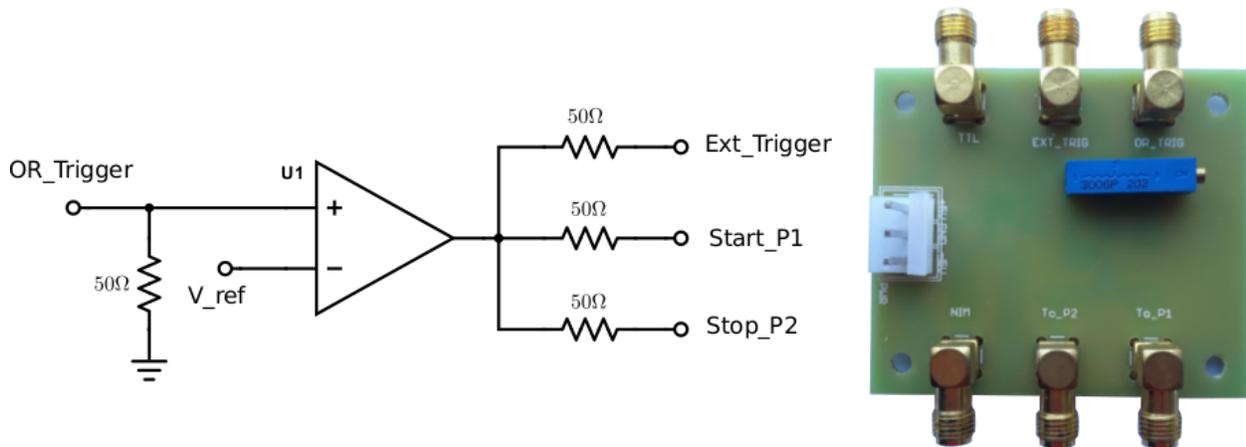


Figura 74. Circuito *Trigger_split*. Un comparador genera tres señales de disparo acopladas a 50Ω con un tiempo de subida ~ 8 ns desde la señal de disparo *OR_Trigger*.

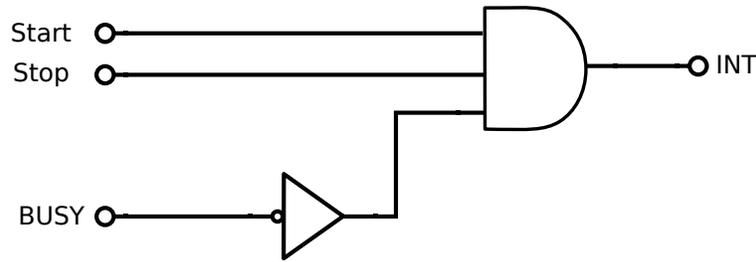


Figura 75. Circuito digital de coincidencia del hodoscopio. Las señales *Start* y *Stop* procedentes del panel delantero y trasero se multiplican junto con la señal de control *BUSY*. Cuando las señales *Start* y *Stop* están en alto y *BUSY* en bajo se produce la señal de disparo *INT* indicando a la SBC la existencia de un evento.

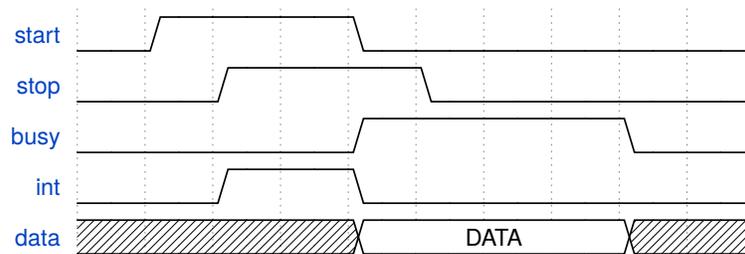


Figura 76. Diagrama de ondas del circuito digital de coincidencia. La señal *INT* se genera debido al disparo de ambos paneles centelladores (*Start* y *Stop*) indicando a la SBC que registre los datos (*DATA*) desde la MAROC3A. La señal *BUSY* se activa para evitar una nueva interrupción mientras la información se transmite desde la SBC

tre los eventos del hodoscopio y el WCD. La señal entra al *Trigger_split* donde un conversor TTL (del inglés, *Transistor-Transistor Logic*) a NIM (del inglés, *Nuclear Instrumentation Module*) transforma la señal de disparo *NIM_Trigger*. Esta señal se conecta al tercer canal de digitalización del WCD etiquetando los eventos en coincidencia. La Fig. 77 expone el diagrama de ondas de la coincidencia entre el hodoscopio y el WCD.



Figura 77. Diagrama de ondas de la coincidencia de eventos entre el hodoscopio (*nim*) y el WCD. En el primer caso, el WCD registra un evento en coincidencia con el hodoscopio, mientras que en el segundo caso se registra un evento solo en el WCD.

4.7. Sistema de alimentación

MuTe se alimenta a través de un sistema fotovoltaico ya que en Colombia los volcanes se ubican en zonas rurales donde el acceso a la red eléctrica es limitado. Este sistema está compuesto de dos paneles solares de 100 W (18 V, 5.56 A) y un banco de baterías con una autonomía de operación de hasta de 6 días en condiciones de niebla. Los detalles de diseño del sistema fotovoltaico se muestran en el Anexo 6 (Arenas-Flórez Pérez-Archila, 2017).

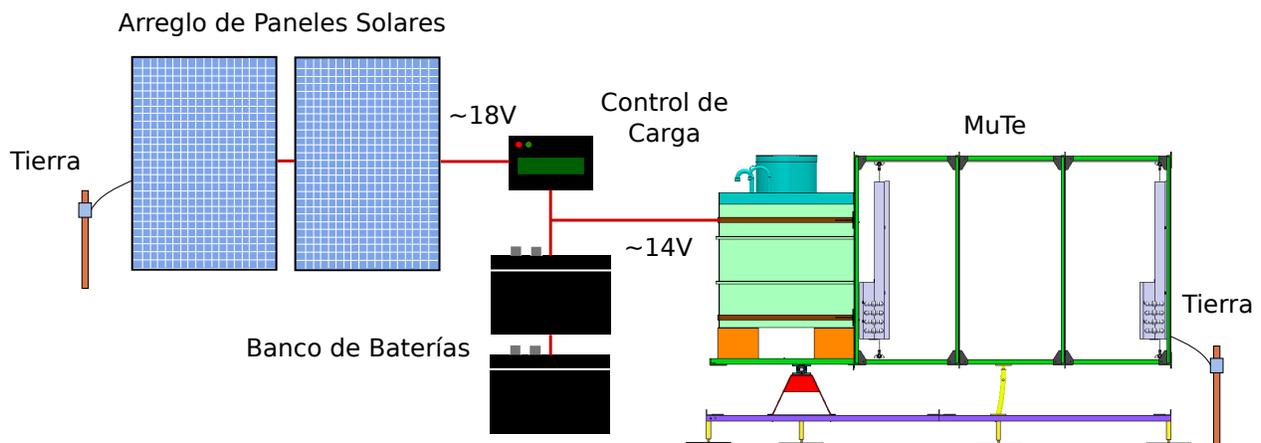


Figura 78. Esquema general del sistema fotovoltaico de MuTe. Dos paneles solares (18 V, 5.56 A) cargan el banco de baterías que alimenta el detector con una autonomía de 6 días. EL chasis de los paneles centelladores y la estructura mecánica de MuTe son puestas a tierra para evitar la contaminación por ruido electromagnético y como protección contra descargas eléctricas.

4.7.1. Alimentación paneles centelladores. Dentro de cada panel centellador se ubican 60 tarjetas de acondicionamiento de señal que se alimentan con una fuente dual de $-3/+3\text{V}$. La alimentación dual se regula desde la salida del banco de baterías ($\sim 14\text{ V}$) a través de dos reductores (step down) LM2596. Este regulador tiene una corriente máxima de salida de 3 A y un voltaje máximo de entrada de 40 V. El voltaje de salida permanece estable a pesar de las variaciones en el voltaje de entrada producto de los cambios de tensión en el sistema fotovoltaico. El regulador posee un sistema de corte por sobrecalentamiento y una protección de sobre-corriente.

La eficiencia de regulación del módulo LM2596 es $> 90\%$ para voltajes de entrada mayores

a > 12 V y una corriente de carga de 3 A. Un filtro LC con frecuencia de corte 1.8 kHz atenúa el rizado en el voltaje de salida producto del proceso interno de regulación que opera a una frecuencia de operación de 150 kHz.

La fuente dual tiene una protección contra corrientes superiores a 1 A (F1 y F2) teniendo en cuenta que el consumo típico del panel centellador es ~ 600 mA. El estado de conexión de la fuente dual se indica mediante dos LED, uno azul para la fuente de -3 V y uno rojo para 3 V. La PCB de la fuente dual se expone en la Fig. 79.

4.7.2. Alimentación de la electrónica de lectura. La tarjeta de desarrollo MA-ROC3A, el sistema de disparo, la fuente de alto voltaje que polariza los SiPM y la SBC se alimentan a 5 V. La tensión de 5 V se regula desde la salida del sistema fotovoltaico con un reductor LM2596. La salida tiene una varianza de $\pm 2\%$ y una protección (F3) para corrientes superiores a 2 A. Un LED verde indica el estado de operación de la fuente.

4.7.3. Alimentación SiPMs. La polarización de los SiPM se implementa con la fuente controlable de alto voltaje C11204-01 de Hamamatsu. Esta ofrece un voltaje de salida entre 40 V - 80 V con un rizado de 0.1 mVpp (pico-pico) y una variabilidad respecto a la temperatura de ± 10 ppm/ $^{\circ}$ C.

El voltaje de salida de la fuente se controla a través de una interface serial (UART) implementada con el convertidor serial-USB FT232R de FTDI (Ver Fig. 80).

La corriente máxima de salida de la fuente C11204-01 es de 2 mA y la resolución de voltaje es de 1.8 mV. Los 60 SiPM en un panel centellador de MuTe consumen ~ 24 μ A operando a 60V/40 $^{\circ}$ C lo cual no representa una carga crítica para la fuente.

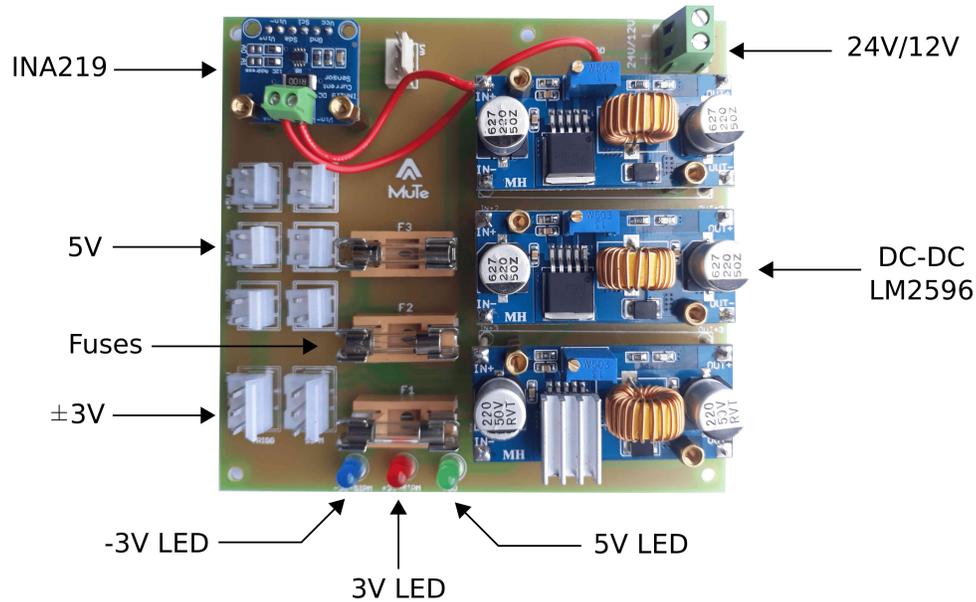


Figura 79. Fuente de alimentación de un panel centellador. Un conjunto de reguladores reductores (LM2596) transforman los ~ 14 V provenientes del sistema fotovoltaico en tres valores de tensión: -3 V, $+3$ V y 5 V. La fuente dual $-3/+3$ V alimenta la electrónica de acondicionamiento en el panel centellador, mientras que la fuente de 5 V alimenta el sistema de adquisición. Las tres fuentes están protegidas contra sobrecargas (F1, F2 y F3) y su funcionamiento se indica mediante 3 LEDs (-3 V-azul, $+3$ V-rojo y 5 V-verde).

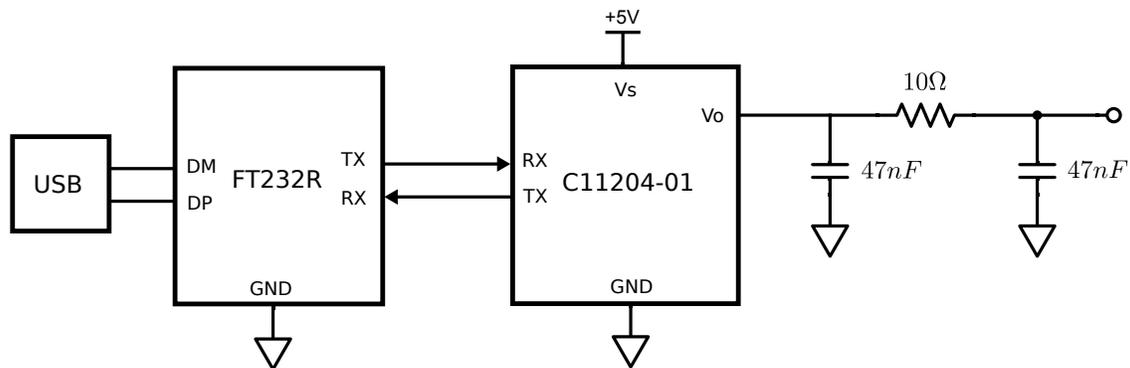


Figura 80. Interfaz de control de la fuente de alto voltaje C11204-01. El convertor serial-USB FT232R establece la comunicación entre el módulo C11204-01 y la SBC a través del protocolo serial. La fuente tiene un rango de salida de 40 – 80 V con una resolución de 1.8 mV.

El diseño final del módulo de alimentación de los SiPM se muestra en la Fig. 81.

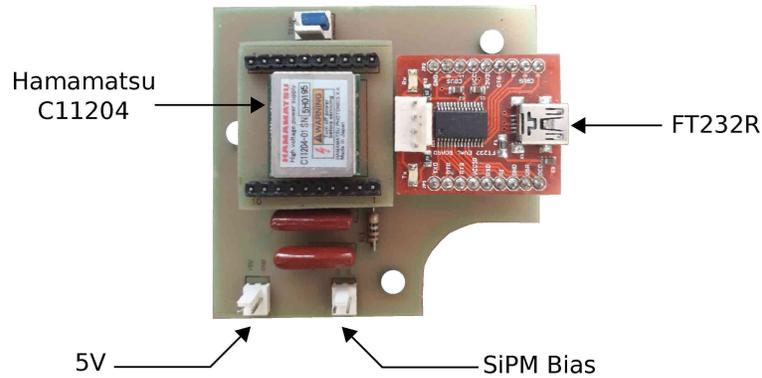


Figura 81. Fuente de polarización de los SiPM. El módulo consta de la fuente Hamamatsu C11204-01 y el convertor serial-USB FT232R.

El montaje final del sistema electrónico de un panel centellador se muestra en la Fig. 82. En este se reúnen la tarjeta de desarrollo MAROC3A, la SBC Raspberry Pi, el sistema de disparo, la fuente de polarización de los SiPM y la fuente general de alimentación.

El sistema electrónico se instala en una caja metálica de 40 cm × 40 cm × 15 cm, la cual se cierra herméticamente para evitar la exposición a condiciones ambientales de irradiación, humedad, viento, lluvia e interferencia electromagnética.

4.8. Caracterización y calibración

En esta sección se aborda el proceso de calibración del hodoscopio de MuTe partiendo de la caracterización de los SiPM, las barras centelladoras y los paneles centelladores.

4.8.1. Caracterización de los SiPM. La caracterización del SiPM consiste en obtener parámetros como: el voltaje de ruptura, espectro de foto-electrón, ganancia, conteo oscuro, *crosstalk* y *afterpulsing* (An Introduction to the Silicon Photomultiplier, 2011), así como su dependencia de la temperatura y el voltaje de polarización.

Conocer el comportamiento de estos parámetros permite configurar los SiPM de MuTe en

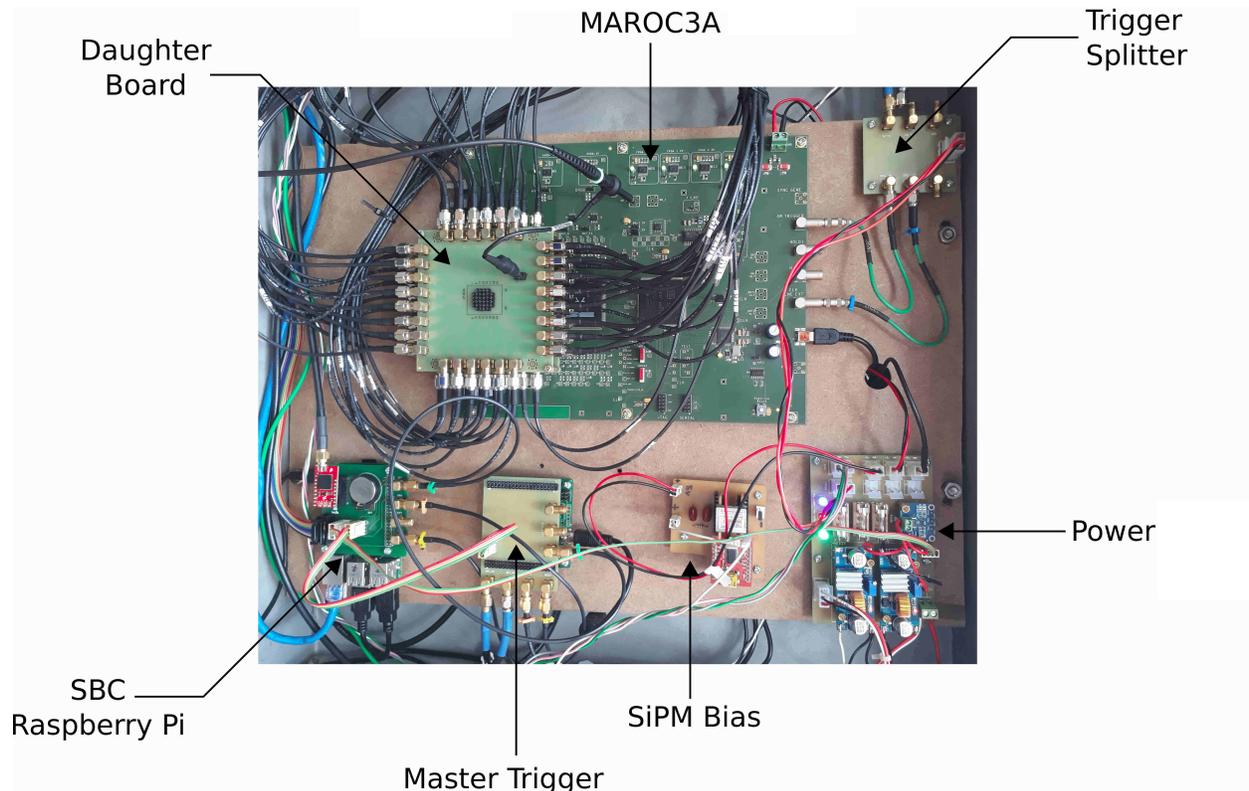


Figura 82. Montaje electrónico del sistema de adquisición de un panel centellador. Los diferentes módulos se distribuyen sobre una superficie acrílica desmontable de tal manera que se facilite su instalación y manejo. Cada uno de los cables está etiquetado para que el operario pueda efectuar mediciones y reparaciones de manera segura.

un punto óptimo de operación. Por otro lado, podemos entender su respuesta frente a cambios en las condiciones ambientales de adquisición como la temperatura.

4.8.1.1. Voltaje de ruptura. El voltaje de ruptura (V_b) del SiPM se define como el voltaje de polarización a partir del cual el SiPM funciona en modo Geiger, es decir, el SiPM genera un pulso de corriente cuando un fotón lo impacta. El voltaje de ruptura en el SiPM varía con la temperatura y se determina mediante la curva I-V en condiciones de oscuridad.

El montaje del experimento se muestra en la Fig. 83. El SiPM es ubicado en una lámina de aluminio conectada a dos celdas Peltier (TEC1-12706 de Hebei I.T) que controlan su tempera-

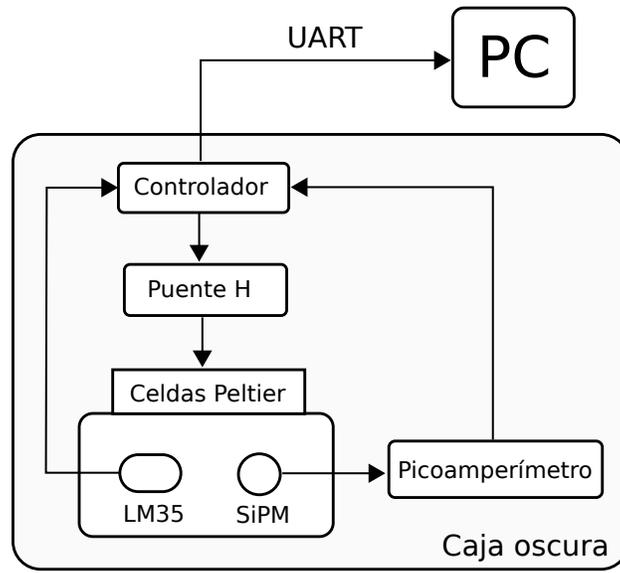


Figura 83. Montaje experimental para la caracterización de la corriente oscura del SiPM 13360-1350CS en condiciones de oscuridad. El SiPM es ubicado en una lámina de aluminio dentro de la caja oscura. La temperatura del SiPM es controlada por un par de celdas Peltier y un controlador proporcional-integral-derivativo implementado en el microcontrolador Atmega328.

tura. Un sensor LM35 ($10\text{mV}/^\circ\text{C}$) lee la temperatura del SiPM. Un control proporcional-integral-derivativo implementado en un microcontrolador Atmega328 genera dos señales PWM (del inglés, *Pulse Width Modulate*) cuyo ciclo de trabajo depende del error estimado entre la temperatura registrada por el LM35 y la temperatura objetivo. Las señales PWM ingresan a un controlador de puente-completo que establece la dirección (enfriamiento o calentamiento) y magnitud de la corriente que fluye a través de las celdas Peltier (Sánchez-Villafrades, 2019; Sánchez-Villafrades y cols., 2018).

El SIPM S13360-1350CS es alimentado por el módulo C11204 de Hamamatsu. La corriente oscura del SiPM es medida por un picoamperímetro con resolución de 2 nA . El voltaje de polarización del SiPM y la temperatura son digitalizados por un ADC de 10 bits con una frecuencia de muestreo de 1 Hz . Todo el sistema es instalado dentro de una caja negra conectada a tierra para evitar la entrada de luz y la interferencia electromagnética.

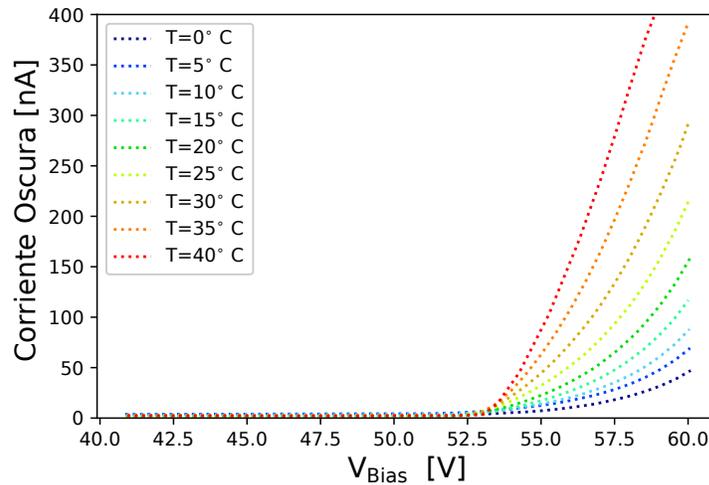


Figura 84. Curvas I-V para el SiPM Hamamatsu 13360-1350CS para temperaturas desde 0°C hasta 40°C.

Las curvas I-V del SiPM se obtuvieron para un rango de temperatura desde 0°C hasta 40°C con pasos de 5°C y un voltaje de polarización de 40V a 60V con pasos de 0.5 V. Los resultados se muestran en la Fig. 84.

Los puntos de ruptura fueron estimados para cada temperatura usando el método tangente (Nagy y cols., 2017; Sánchez-Villafrades, 2019) que consiste en encontrar la intersección entre la línea tangente ajustada al logaritmo de la curva I-V y la línea base.

En la Fig. 85 se muestra el voltaje de ruptura versus la temperatura del SiPM. El voltaje de ruptura aumenta linealmente con la temperatura en una tasa de 41.7 mV/°C. El fabricante establece que el voltaje de operación óptimo del SiPM es igual al voltaje de ruptura más 3 V, por lo tanto, a temperatura ambiente 25°C el voltaje de ruptura es ~52.3 V y el voltaje de operación es ~55.3 V.

Entender la relación del punto de operación del SiPM y su variación con la temperatura

permite realizar correcciones (*online* u *offline*) del sistema de adquisición con el fin de garantizar la estabilidad de la ganancia y bajos niveles de ruido (Eigen, 2019).

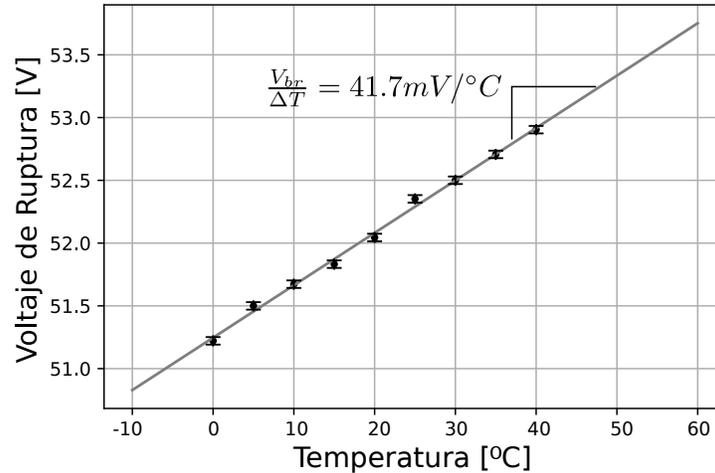


Figura 85. Dependencia del voltaje de ruptura de la temperatura del SiPM Hamamatsu 13360-1350CS. El voltaje de ruptura crece 41.7 mV por cada °C.

4.8.1.2. Espectro de foto-electrón. El SiPM está formado por una arreglo de fotodiodos de avalancha conectados en paralelo. La amplitud del pulso de corriente generado es proporcional al número de fotones que inciden sobre él. El espectro de foto-electrón determina el valor equivalente en corriente (o voltaje) de un foto-electrón (pe). Este parámetro permite el conteo oscuro, *crosstalk* y *afterpulsing* del SiPM.

El montaje experimental para medir el espectro de foto-electrón se muestra en la Fig. 86. El SiPM se instala en la caja de temperatura controlada y se estimula mediante una fuente de luz pulsada. El pulsador LED genera pulsos ultracortos (< 10 ns FWHM - anchura a media altura) de luz (480 nm) con una frecuencia de 500 Hz. Una fibra óptica de corrimiento (Saint-Gobain BCF-92) transmite el haz de luz hacia el área sensible del SiPM. Simultáneamente, se transmite una señal de disparo cuadrada que inicia la adquisición a través de un cable coaxial RG58 como muestra la Fig. 87.

El SiPM es polarizado con la electrónica de acondicionamiento de las barras centelladoras de MuTe. La señal del SiPM es digitalizada por la Red Pitaya¹⁷ con una frecuencia de muestreo de 125 MSPS (del inglés, *Mega Samples Per Second*) y 14 bits de resolución. La forma del pulso se almacena en un vector de 500 muestras ($4 \mu\text{s}$).

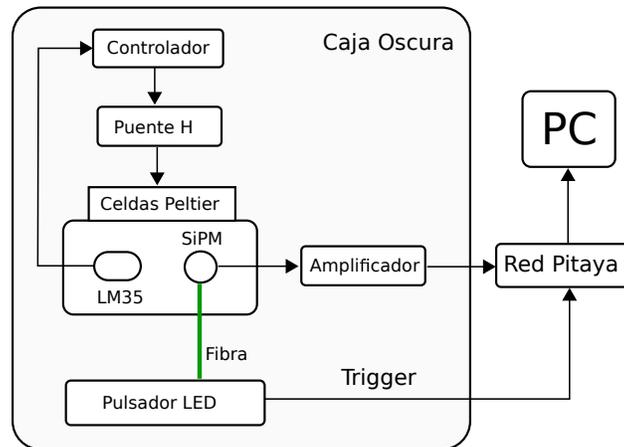


Figura 86. Montaje experimental para caracterizar la ganancia y ruido del SiPM S13360-1350CS. El SiPM es estimulado por un haz pulsado de luz de 480 nm con un FWHM de ~ 5 ns a 500 Hz. La señal del SiPM es digitalizada por una Red Pitaya a 14 bits/125 MSPS.

En la Fig. 88 se observa el histograma de superposición de 10^4 pulsos registrados a $56 \text{ V}/25^\circ\text{C}$. Se evidencia un patrón de cuantización en la amplitud de los pulsos con mayor probabilidad de ocurrencia en 1 y 2 pe donde son generados principalmente por el ruido del SiPM.

El espectro de pico permite estimar el voltaje equivalente a un pe. Este espectro se crea mediante el histograma del máximo de los pulsos registrados. En la Fig. 89 se muestra el histograma de pico del SiPM donde 8 picos que indican las amplitudes del pulso más probable. La separación entre los picos del histograma define el valor de un pe el cual es $\sim 13.5 \text{ mV}$.

¹⁷ <https://www.redpitaya.com/>

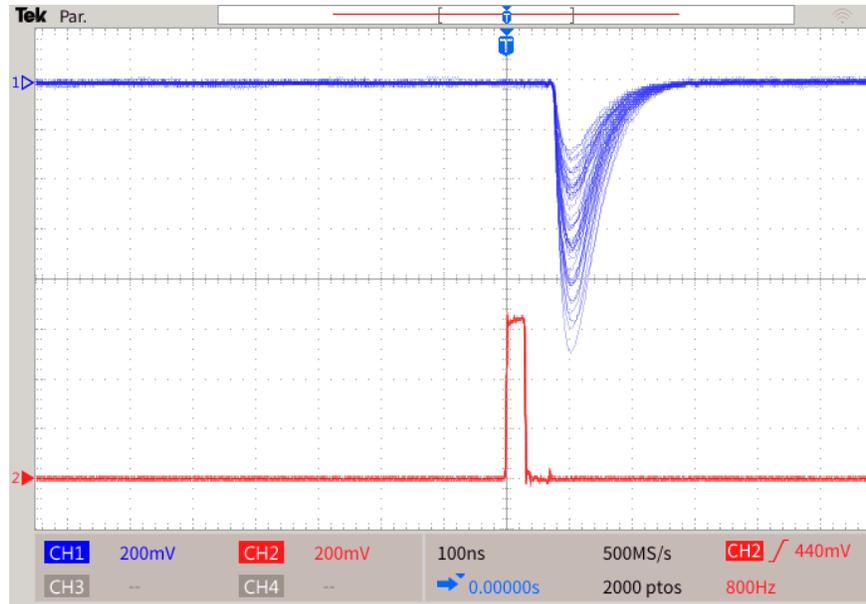


Figura 87. Señales de salida del montaje de caracterización de la ganancia y el ruido. La línea azul muestra la señal generada por los SiPM tras ser estimulados por la fuente de luz pulsada. La línea roja muestra la señal de disparo que indica el momento de la estimulación.

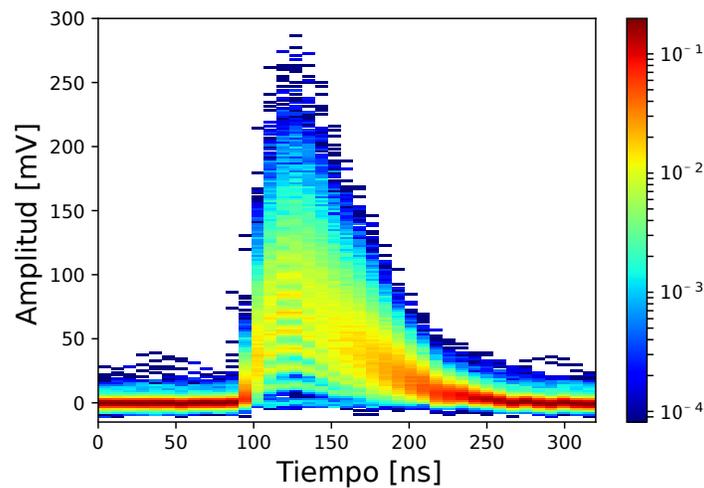


Figura 88. Histograma de superposición de los pulsos generados por el SiPM 13360-1350CS a 25°C y 56V. Los pulsos con amplitudes de 1 y 2 pe tienen la mayor probabilidad de ocurrencia.

4.8.1.3. Espectro de carga y ganancia. La ganancia de una microcelda del SiPM se define como el cociente entre la carga de la señal de salida y la carga del electrón ($e = 1.6 \times 10^{19}C$)

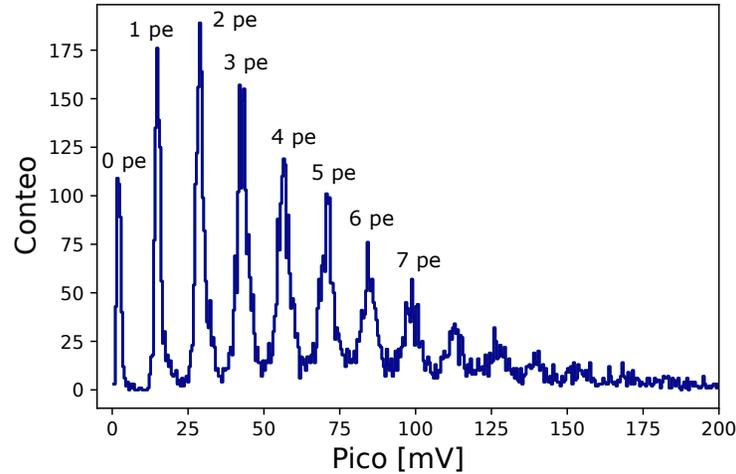


Figura 89. Histograma de pico para el SiPM 13360-1350CS a 25°C y 56V. La estructura "discretizada" del histograma permite estimar el valor equivalente de un pe (~ 13.5 mV) como la diferencia entre dos picos adyacentes. El pedestal (0 p.e) se genera por pequeñas fluctuaciones en la línea base de la señal.

(Acerbi Gundacker, 2019). La carga de salida se calcula como,

$$Q = \frac{Q_{ADC} * V_{ADC} * \Delta_T}{R G_a} \quad (22)$$

donde Q_{ADC} es la carga del pulso digitalizado, V_{ADC} es el equivalente en voltaje para una unidad ADC, Δ_T es el periodo de muestreo, R es la resistencia de salida y G_a es la ganancia del sistema electrónico.

La Fig. 90 expone el espectro de carga del SiPM de MuTe operando a 56 V y 25°C. La separación entre dos picos adyacentes ΔQ es la carga de una descarga Geiger necesaria para calcular la ganancia G ,

$$G = \frac{\Delta Q}{e} \quad (23)$$

La ganancia del SiPM tiene una relación directa con el voltaje de polarización ($V_{Bias} = V_b + \Delta V$). Para determinar la ganancia del SiPM Hamamatsu 13360-1350CS se obtuvieron espec-

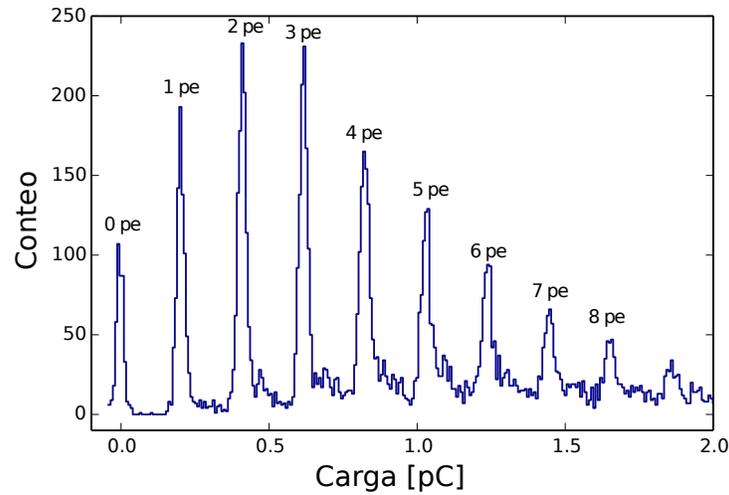


Figura 90. Histograma de carga del SiPM 13360-1350CS a 56 V/25°C. La carga de una descarga Geiger (~ 0.208 pC) se estima como la diferencia de dos picos adyacentes.

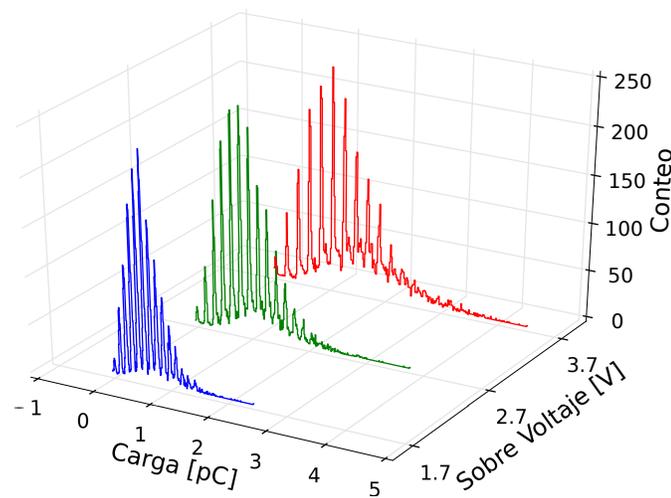


Figura 91. Histograma de carga del SiPM 13360-1350CS operando a tres sobre voltajes ($\Delta V = 1.7$ V, 2.7 V y 3.7 V) bajo las mismas condiciones de iluminación a 25°C. La separación entre los picos del histograma de carga aumenta con el incremento del voltaje de polarización.

tros de carga para tres aumentos ΔV del voltaje de polarización (54 V [1.7 V], 55 V [2.7 V], 56 V [3.7 V]) a 25°C ($V_b = 52.3$ V). En la Fig. 91 se muestra la expansión de los espectros de carga debido al aumento de la ganancia.

La tasa de cambio de la ganancia es de $3.07 \times 10^5/V$; para $\Delta V = 1.7 \text{ V}$ ($V_{bias} = 53 \text{ V}$) la ganancia es $\sim 0.7 \times 10^6$ y para $\Delta V = 3.7 \text{ V}$ ($V_{bias} = 56 \text{ V}$) la ganancia es $\sim 1.3 \times 10^6$. La curva de variación de la ganancia respecto al sobre voltaje se muestra en la Fig. 92.

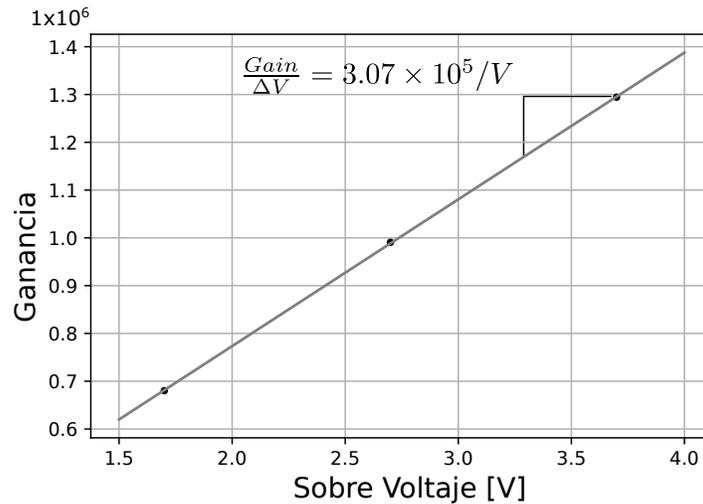


Figura 92. Correlación entre la ganancia y el sobre voltaje del SiPM 13360-1350CS a 25°C . La tasa de cambio de la ganancia es de $3.07 \times 10^5/V$.

4.8.1.4. Conteo oscuro. La principal fuente de ruido en el SiPM es el conteo oscuro (DCR). Este ocurre debido a electrones térmicamente generados que inician procesos de avalancha. Los pulsos eléctricos resultantes de este proceso son similares a las señales creadas por la incidencia de un fotón. La medición del DCR se debe realizar con el SiPM en condiciones de oscuridad.

El DCR del SiPM 13360-1350CS se midió para diferentes valores umbrales de discriminación desde 0.1 pe hasta 3.1 pe a 25°C como se muestra en la Fig. 93. Para un umbral de 0.5 pe el DCR es $\sim 2 \times 10^5 \text{ Hz}$ correspondiendo con los valores esperados los cuales varían de $0.9 \times 10^5 \text{ Hz}$ a $2.7 \times 10^5 \text{ Hz}$.

Por otra parte, el DCR disminuye drásticamente a medida que aumenta el nivel del umbral,

siendo 1×10^4 Hz para 1.5pe y 8×10^2 Hz para 2.5 pe. El efecto del DCR a 3.5 pe es despreciable (< 10 Hz). Esta información establece el valor mínimo que debe tener el umbral de detección en el sistema de adquisición del hodoscopio con el fin de reducir la influencia del ruido por DCR.

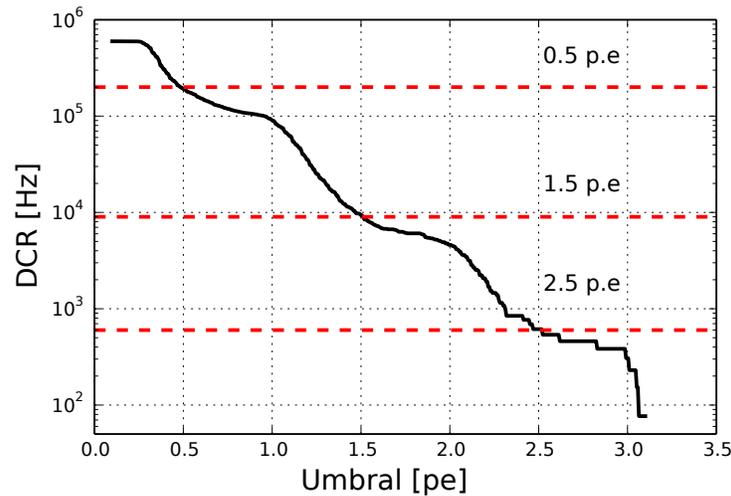


Figura 93. Correlación entre el conteo oscuro y el umbral de conteo. La curva tiene tres quiebres en 0.5 pe, 1.5 pe y 2.5 pe originados por la discretización en la amplitud de los pulsos. El DCR es < 10 Hz para umbrales > 3.5 pe.

4.8.1.5. Crosstalk y afterpulsing. El *afterpulsing* y el *crosstalk* conforman el ruido correlacionado del SiPM. El *crosstalk* ocurre cuando los portadores de carga dentro de una avalancha emiten fotones que interactúan con celdas vecinas dentro del SiPM, generando una segunda avalancha. El *crosstalk* se caracteriza por tener amplitudes de 2 pe a 3 pe.

La probabilidad de *crosstalk* (P_{CT}) se define como

$$P_{CT} = \frac{N_{2pe}^B}{DCR} \times 100 \quad (24)$$

donde N_{2pe}^B es el número de pulsos con amplitud ≥ 2 pe.

El *afterpulse* se genera por electrones atrapados en el material semiconductor durante el

desarrollo de una avalancha. Estos electrones se liberan pocos nanosegundos después creando una nueva avalancha –un pulso consecutivo (Xu y cols., 2017). La amplitud del *afterpulse* se incrementa con el tiempo de retención del electrón en el material.

La probabilidad de *afterpulsing* (P_{AP}) es

$$P_{AP} = \frac{N_{1pe}^A - N_{1pe}^B}{N_p} \times 100 \quad (25)$$

donde N_{1pe}^B y N_{1pe}^A son el número de pulsos sobre 0.5 pe antes y después del pulso primario; N_p es el número total de pulsos primarios (estimulados).

Para la estimación de estas dos fuentes de ruido se estimuló el SiPM mediante la fuente pulsada de luz a 500 Hz. En la Fig. 94 se muestran pulsos generados por *crosstalk* y *afterpulsing* durante la prueba.

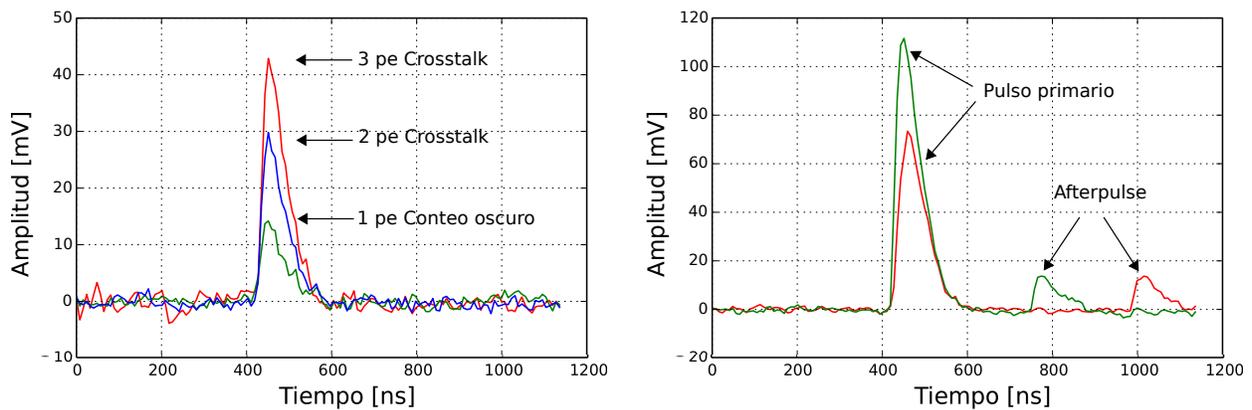


Figura 94. (Izquierda) pulsos generados por *crosstalk* con amplitudes de 2 pe y 3 pe. (Derecha) pulsos generados por *afterpulsing* después de estimular el SiPM.

La Fig. 95 (izquierda) muestra la correlación del sobrevoltaje aplicado al SiPM con el *afterpulsing* y *crosstalk*. El ruido correlacionado crece con el sobrevoltaje, siendo el *crosstalk* mayor

al *afterpulsing*. La probabilidad de *afterpulsing* alcanza 3% a 56 V/25°C mientras que la probabilidad de *crosstalk* es 5%.

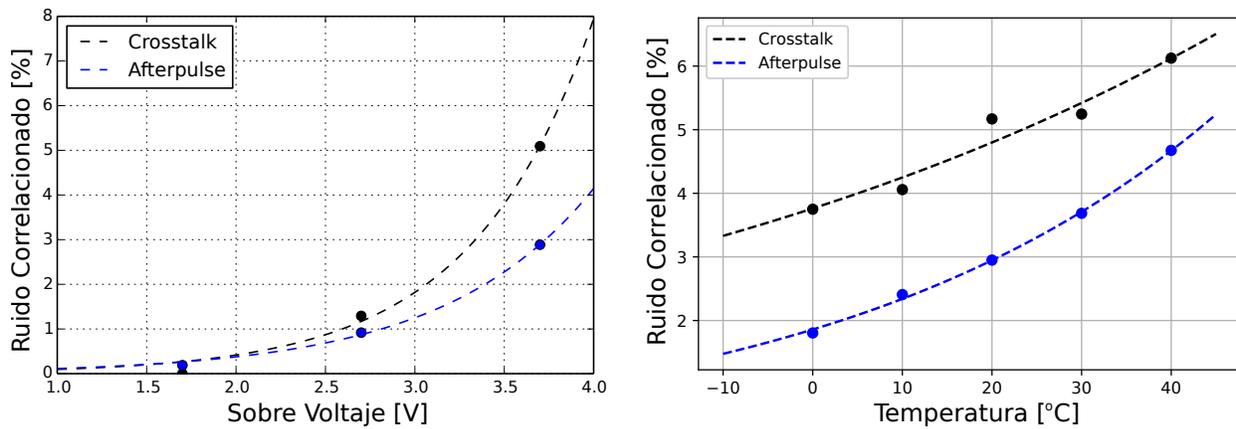


Figura 95. Probabilidad de *crosstalk* (negro) y *afterpulsing* (azul) del SiPM 360-1350CS en función del sobre-voltaje (izquierda) y temperatura (derecha).

La dependencia del ruido correlacionado de la temperatura fue analizada midiendo el *crosstalk* y *afterpulsing* de 0°C a 40°C para 56 V. Los resultados se muestran en la Fig. 95 (derecha). A 0°C la probabilidad de *afterpulsing* es inferior a 2% y el *crosstalk* inferior al 4%. El *afterpulsing* crece más rápido que el *crosstalk* con la temperatura, alcanzando 5% a 40°C mientras el *crosstalk* alcanza 6%.

Para evitar que el ruido del SiPM (conteo oscuro, *crosstalk* y *afterpulsing*) contamine el flujo regitrado por el hodoscopio, se concluye que el umbral de discriminación debe estar arriba de 5 pe.

4.8.2. Caracterización de las barras centelladoras. El número de fotones que llegan al SiPM depende del lugar donde interactúa la partícula con el centellador (Calderón-Ardila, 2017). Para estimar la atenuación del sistema centellador-fibra, se crean 23 puntos de estimulación en el centellador con un paso de 5 cm. Cada punto es estimulado con la fuente pulsada de 470 nm.

La señal generada por el SiPM es digitalizada a 14 bits y 125 MSPS por una Red Pitaya. El montaje del experimento se muestra en la Fig. 96.

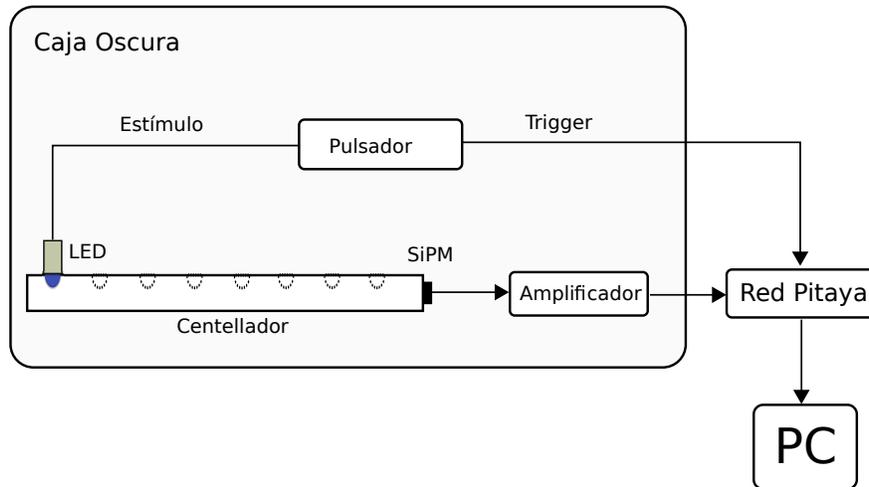


Figura 96. Montaje experimental para la medición de la atenuación y el retardo en la señal registrada por los SiPM dependiendo de la distancia al punto de interacción en la barra centelladora.

Para cada punto de prueba se adquirieron 1000 pulsos. Como se muestra en la Fig. 97-izquierda, a una distancia de 120 cm la amplitud de la señal se atenúa hasta un 30% en comparación con la amplitud máxima a 0 cm. Esta atenuación debe tenerse en cuenta durante la calibración de los paneles centelladores ya que en el píxel más alejado de los SiPM ($i=120$ cm, $j=120$ cm) la atenuación alcanzará ~ 51 %.

La señal lumínica que llega al SiPM tiene un retraso temporal que depende de la velocidad de transmisión de fotones a través del centellador y la fibra óptica y de la distancia al punto de interacción. Este retraso debe tenerse en cuenta en las correcciones de la medición del ToF en el hodoscopio.

Para caracterizar este parámetro, se midió el tiempo relativo de llegada de la señal al estimular a 5 cm, 55 cm y 115 cm. En la Fig. 97-derecha se presentan los pulsos registrados para

cada punto. Entre los puntos extremos ($\Delta x = 110 \text{ cm}$) se observa una diferencia temporal de 8.5 ns indicando un retraso de $\sim 77.2 \text{ ps/cm}$.

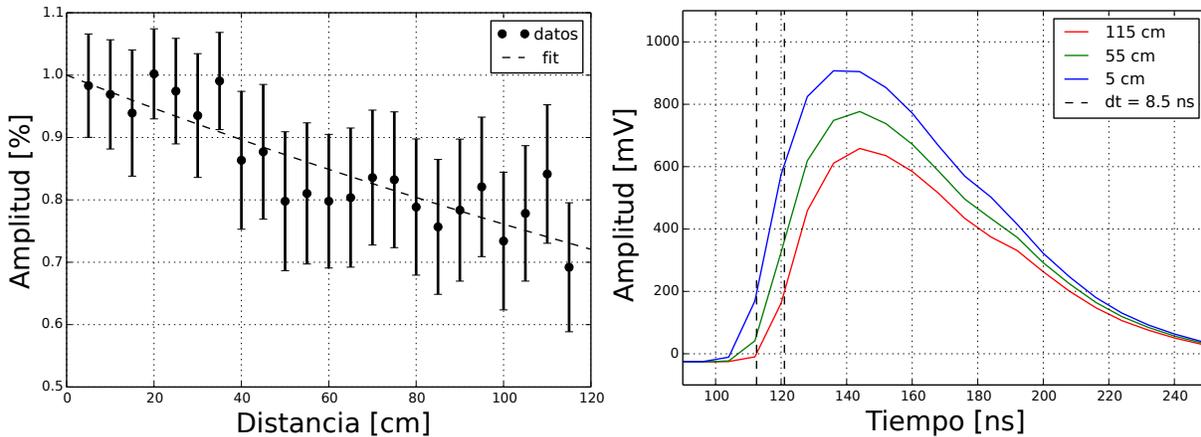


Figura 97. (Izquierda) curva de atenuación de la señal del SiPM dependiendo de la distancia de la estimulación. (Derecha) retardo temporal de la señal para puntos de estimulación a 115 cm, 55 cm y 5 cm desde el SiPM.

4.8.3. Calibración de los paneles centelladores. La calibración de los paneles centelladores de MuTe consiste en: ajustar las ganancias por canal para obtener una respuesta uniforme en las barras centelladoras, establecer el umbral óptimo de discriminación, determinar la eficiencia de detección, estimar la atenuación por píxel en el panel centellador y caracterizar el tiempo de retardo de la señal dependiendo del píxel disparado.

Los paneles que conforman el hodoscopio se instalaron uno encima del otro con una separación de 132 cm como se muestra en la Fig. 98. Esta configuración permite hacer mediciones del flujo vertical de muones independiente con cada panel centellador y en coincidencia.

El flujo de muones detectado depende de la altura en la que se ubica el detector y se estima mediante modelos ajustados a datos (National Council on Radiation Protection and Measurements, 1987) o mediante simulaciones de Montecarlo (Jaimes-Motta, 2018; Suárez-Durán, 2019). El laboratorio donde se efectuó el montaje está ubicado a $\sim 990 \text{ m s.n.m.}$ donde el flujo integrado

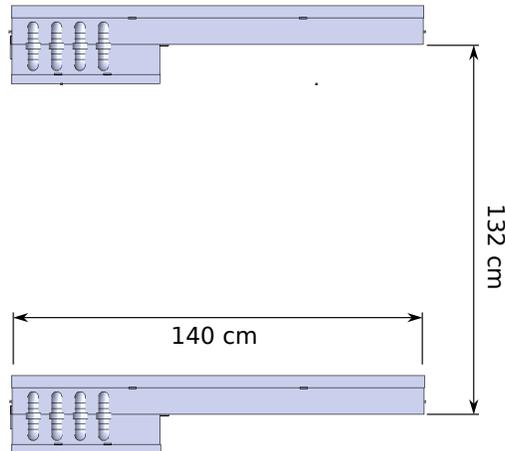


Figura 98. Montaje de los paneles centelladores para el proceso de calibración y medición de flujo vertical de muones. Los paneles tienen una separación de 132 cm y una apertura angular de $\sim 82^\circ$.

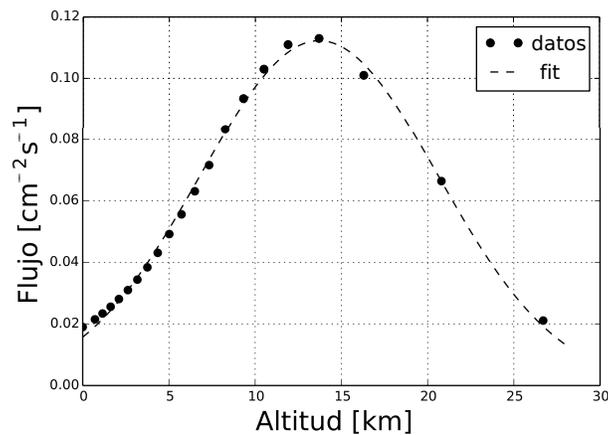


Figura 99. Flujo de muones dependiendo de la altura. A 990 m.s.n.m el flujo esperado es de $\sim 0.02 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

de muones esperado es de $\sim 0.02 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. El panel centellador tiene una área de detección de 14400 cm^2 lo cual resulta en un flujo integrado de 297 s^{-1} . El laboratorio está rodeado por muros de concreto de $\sim 10 \text{ cm}$ de espesor lo cual no reduce el flujo de muones de manera significativa.

Antes de llevar a cabo las mediciones de flujo se efectuaron dos procedimientos. Primero, se transformaron las unidades DAC del umbral de discriminación en el sistema de adquisición por el número de foto-electrones (pe). Los pe permiten relacionar directamente el umbral de discri-

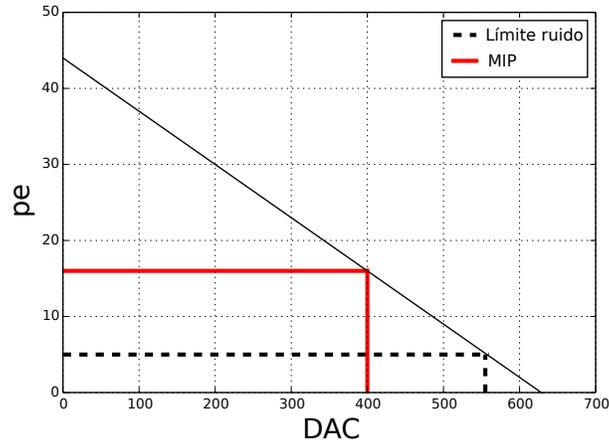


Figura 100. Correlación entre el valor DAC del umbral de discriminación y el número de pe. La línea punteada indica el nivel de ruido y la línea roja muestra la señal promedio de una MIP.

minación con los niveles de ruido del SiPM (~ 5 pe) y con la señal generada por una partícula de mínima ionización (~ 16 pe).

La curva de correlación (Fig. 100) entre el valor DAC y el número de pe se obtuvo teniendo en cuenta el voltaje equivalente de un pe y la ganancia de las etapa de preamplificación en la MAROC3A.

Segundo, se evaluó la respuesta de cada una de las barras centelladoras. En este caso, se estableció una ganancia uniforme (10) en todo el panel y un umbral de discriminación (500 DAC = 9 pe) sobre el nivel de ruido. Con la tasa de eventos registrada en cada barra se configuró un aumento o disminución relativo de su ganancia con el fin de uniformizar la respuesta del panel.

En la Fig. 101 se muestra la respuesta normalizada del panel frontal y el ajuste de ganancias respectivo para disminuir la varianza entre barras. El resultado del proceso de ajuste de ganancias se expone en la Fig. 102.

El umbral óptimo de detección es donde la tasa de detección del panel es $\sim 297 \text{ s}^{-1}$. En la

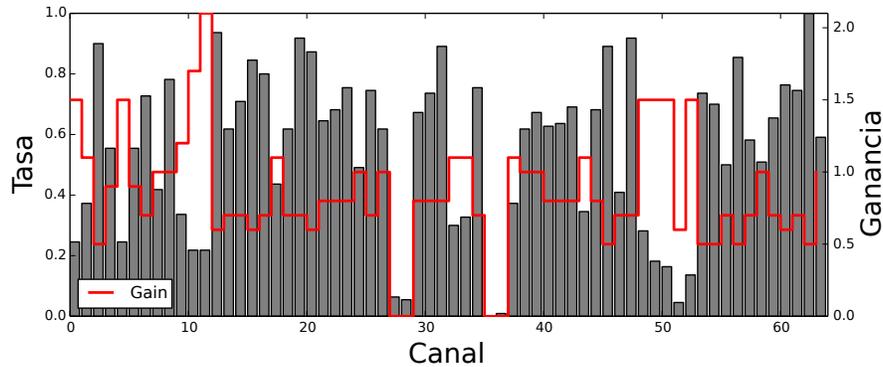


Figura 101. Tasa de eventos registrada en las barras centelladoras que componen el panel frontal. La línea roja representa el cambio relativo de la ganancia por canal. Los canales 27, 28, 35 y 36 están deshabilitados ya que cada panel cuenta con 60 barras.

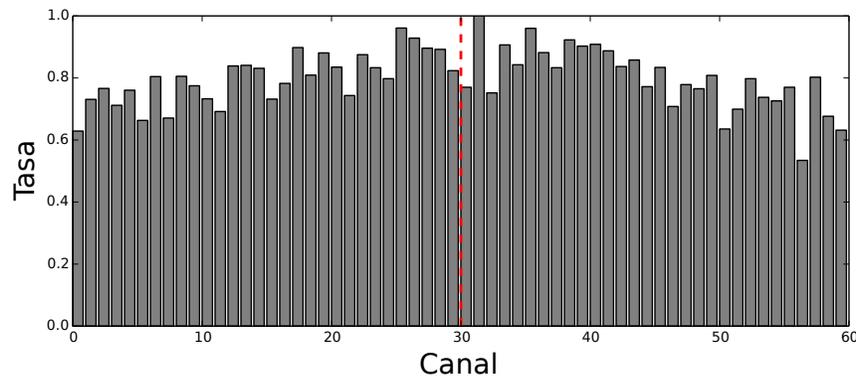


Figura 102. Tasa de eventos registrada por la barras centelladoras después del proceso de ajuste de ganancia.

Fig. 103 se muestra la tasa de eventos registrada por ambos paneles centelladores para un rango de umbrales de 5 a 30 pe. La tasa de eventos en ambos paneles disminuye a medida que el umbral aumenta, siendo $\sim 297 s^{-1}$ alrededor 8 pe.

El umbral de 8 pe evita la contaminación del registro debido al ruido del SiPM el cual está por debajo de 5 pe y permite los eventos generados por MIPs (~ 16 pe).

La eficiencia del sistema de adquisición del panel centellador se evaluó para determinar la tasa máxima de detección sin pérdida de información. El sistema se estimuló con una señal cua-

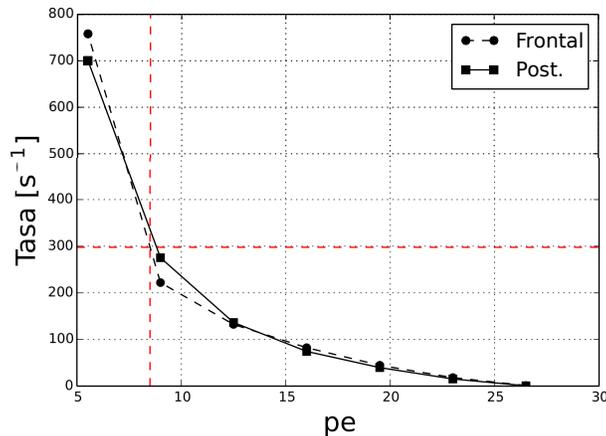


Figura 103. Tasa de eventos registrada por el panel frontal (línea punteada) y posterior (línea continua) para umbrales desde 5 pe a 30 pe. El umbral óptimo de detección es ~ 8 pe.

drada con frecuencias entre 200 Hz a 6.4 kHz y se estimó la pérdida de eventos. La eficiencia de detección es de 100% hasta 3 kHz, luego la eficiencia decae hasta $\sim 98\%$ a 6.4 kHz. En la Fig. 104 se exponen el comportamiento de la eficiencia de detección dependiendo de resultados obtenidos.

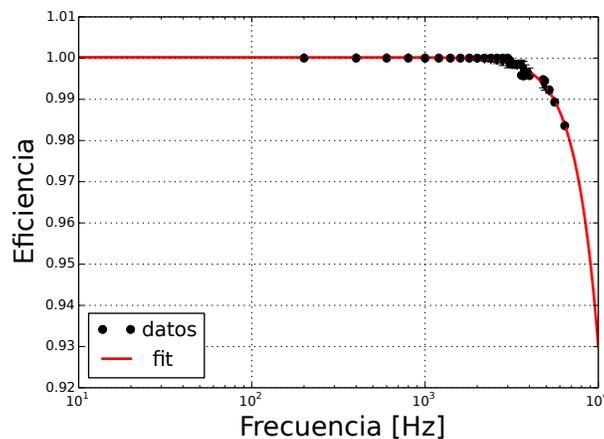


Figura 104. Eficiencia de detección del sistema de adquisición de los paneles centelladores. La eficiencia es del 100% para tasas de eventos por debajo de 3 kHz.

El desempeño de los paneles centelladores es evaluado mediante el registro de flujo de muones atmosféricos. En la Fig. 105 se muestra el histograma de conteo de eventos registrado durante 1 hora por el panel frontal. El conteo por píxel disminuye con el aumento de la distancia al SiPM

debido a la atenuación de la señal en las barras centelladoras. Los píxeles más alejados (29,29) tienen un conteo de eventos menor en comparación al píxel más cercano (0,0).

La atenuación esperada $P_{i,j}^A$ en cada píxel se estima como

$$P_{i,j}^A = P_i^A P_j^A - P_i^A - P_j^A \quad (26)$$

donde P_i^A es la atenuación de la barra- i y P_j^A de la barra- j en el punto donde se ubica el píxel.

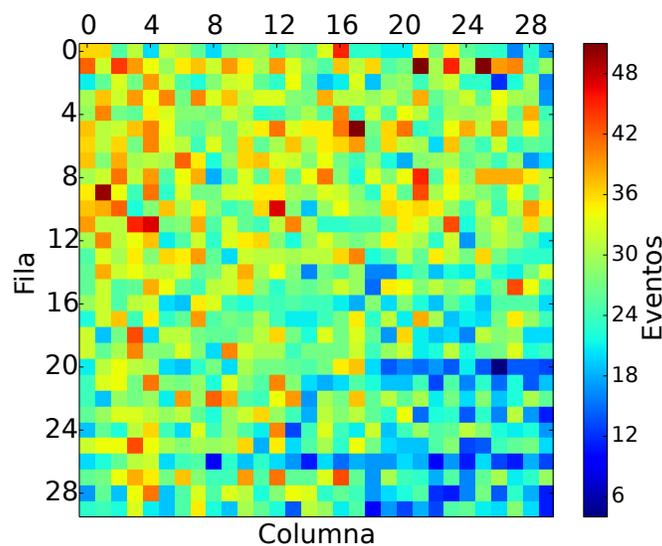


Figura 105. Histograma de eventos registrados por un panel centellador durante 1 hora. La atenuación del número de eventos registrados se incrementa diagonalmente desde la esquina superior-izquierda (0,0) a la esquina inferior-derecha (29,29).

La atenuación del panel se caracterizó mediante la diagonal del histograma de conteo. En la Fig. 106 se muestra la curva de atenuación normalizada para un registro de eventos durante 24 horas. En el píxel más alejado (29,29) la atenuación de la señal es de $\sim 50\%$.

La señal generada en un píxel tiene un retraso asociado que depende de la distancia al punto de interacción. Este retraso se caracteriza teniendo en cuenta el tiempo de transmisión de la señal en la barra centelladora (~ 77 ps/cm). Dado que un píxel se forma por la intersección de una barra- i

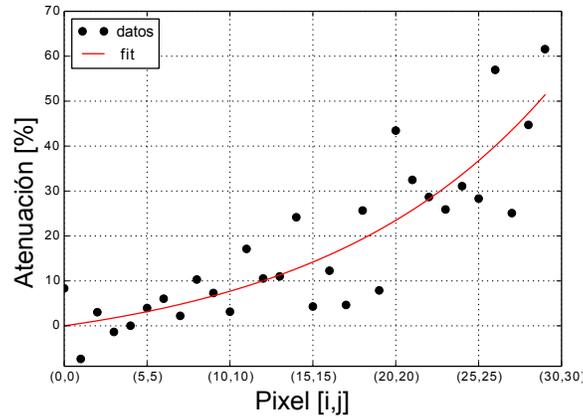


Figura 106. Curva de atenuación del panel frontal para un registro de 24 horas. La atenuación se incrementa con la distancia a los SiPM alcanzando $\sim 50\%$ en el píxel (29,29).

y una barra- j , el retraso asociado al píxel ij será el mínimo de las barras que lo componen. La Fig. 107 presenta el retraso generado en cada uno de los píxeles que componen un panel centellador de MuTe. El píxel más alejado de los SiPM (29,29) tiene un retraso de ~ 9 ns.

Este parámetro se tiene en cuenta en el proceso de medición del tiempo de vuelo. El rango ideal de medición del ToF es de 8.33 ns a 11.69 ns, pero cuando se agrega el retraso de la señal en el panel, el rango se expande de 2.53 ns a 20.9 ns.

4.8.4. Aceptancia del hodoscopio y mediciones de flujo. La caracterización del hodoscopio de MuTe se basa en la estimación de su aceptación y la medición del flujo vertical de muones.

La aceptación del hodoscopio se obtiene multiplicando el área de detección ($S(r_{m,n})$) por el ángulo sólido ($\delta\Omega(r_{m,n})$) (Lesparre y cols., 2010),

$$\mathcal{F}(r_{m,n}) = S(r_{m,n}) \times \delta\Omega(r_{m,n}). \quad (27)$$

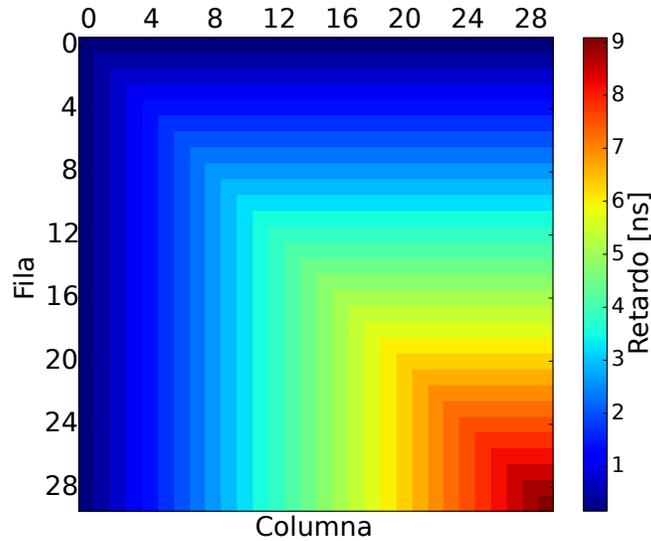


Figura 107. Histograma de retraso de los paneles centelladores de MuTe. En el píxel más alejado (29,29) el retraso es ~ 9 ns.v

El ángulo sólido se define como

$$\delta\Omega = \frac{4A}{r_{m,n}^2} \quad (28)$$

donde $A = d^2$ es el área del píxel, d la longitud lateral del píxel (4 cm) y $r_{m,n}$ la trayectoria formada por los píxeles m y n . La trayectoria $r_{m,n}$ depende de la distancia entre los paneles centelladores D y la distancia relativa E entre los píxeles m y n como muestra la Fig. 108. Esta se define como

$$r_{m,n} = \sqrt{D^2 + E^2} \quad (29)$$

La distancia relativa es

$$E = \sqrt{(|k-i|d)^2 + (|l-j|d)^2} \quad (30)$$

donde i, j son las coordenadas del píxel m en el panel frontal y k, l las del píxel n en el panel posterior.

El área de detección depende del número de píxeles (N_P) que se activan en un panel en cada

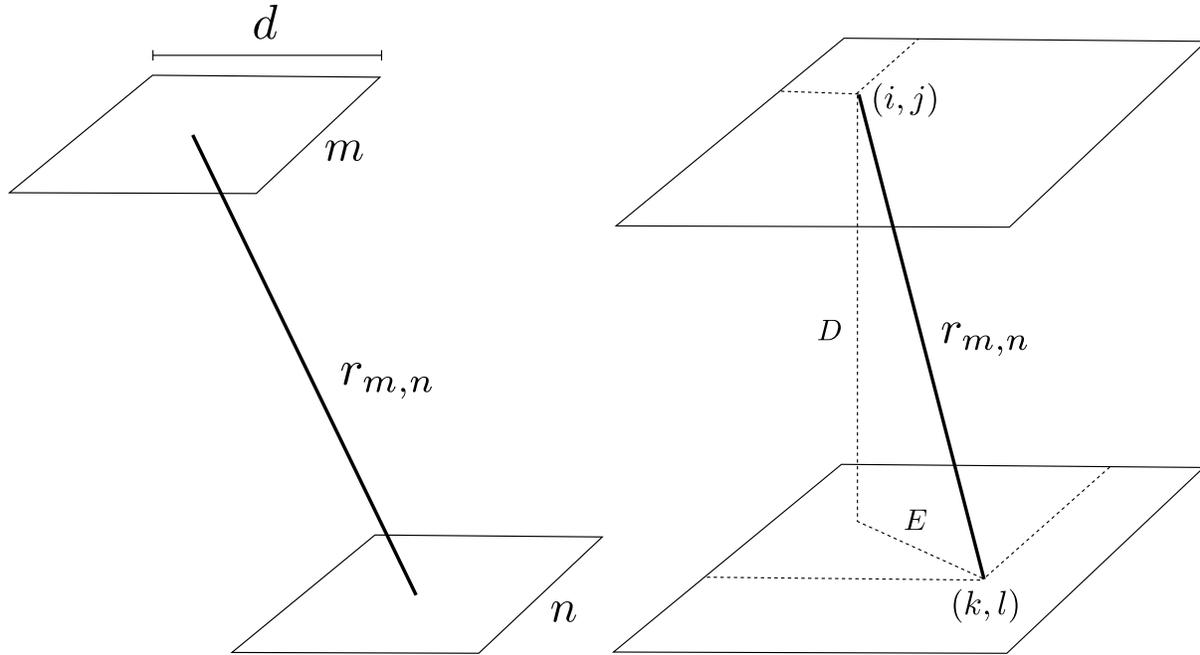


Figura 108. Definición de la trayectoria $r_{m,n}$ formada por los píxeles m y n en el panel frontal y posterior. La trayectoria depende de la distancia entre paneles D y la distancia relativa entre los píxeles E .

trayectoria y el área de un píxel (A). El área de detección es entonces

$$S(r_{m,n}) = N_p A \quad (31)$$

El hodoscopio reconstruye $(2N_i - 1) \times (2N_j - 1)$ trayectorias, siendo N_i el número de barras- i y N_j el número de barras- j . MuTe reconstruye 3481 trayectorias. La Fig. 109 muestra las trayectorias y el área de detección del hodoscopio para una separación entre paneles de 250 cm y una apertura de $\sim 50^\circ$. Para trayectorias perpendiculares $\Theta_x = \Theta_y = 0^\circ$ el área de detección es de $\sim 14.4 \text{ cm}^2$.

El ángulo sólido del hodoscopio varía dependiendo de la inclinación de la trayectoria, para trayectorias perpendiculares alcanza $\sim 1.02 \times 10^{-3} \text{ sr}$ mientras que para las trayectorias de mayor inclinación es de $\sim 0.72 \times 10^{-3} \text{ sr}$.

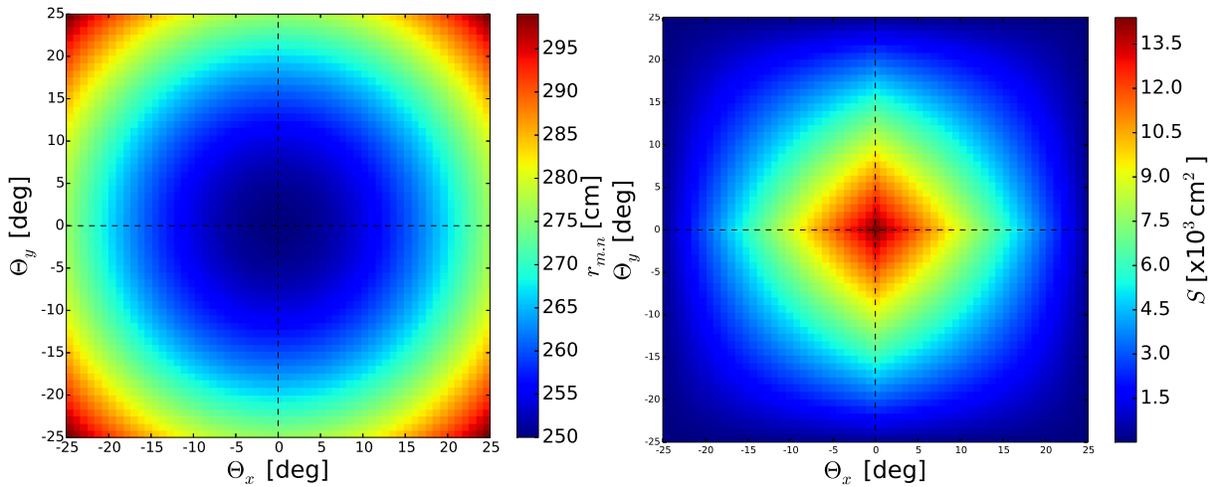


Figura 109. (Izquierda) Histograma de trayectorias del hodoscopio de MuTe para una separación de 250 cm. (Derecha) Área de detección del hodoscopio dependiendo de su trayectoria.

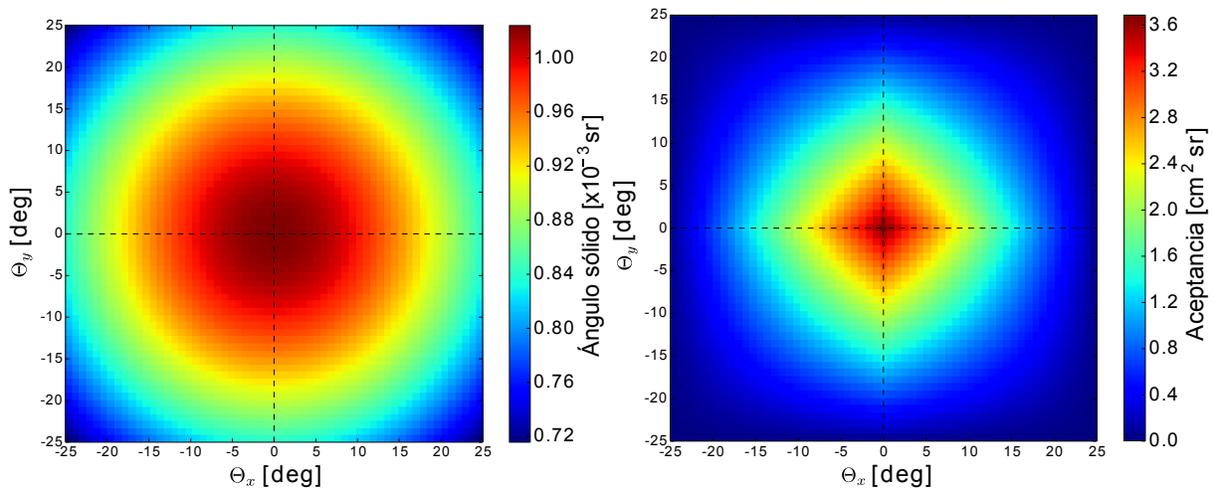


Figura 110. Ángulo sólido (izquierda) y aceptación (derecha) del hodoscopio para una separación de 250 cm. En trayectorias verticales el ángulo sólido es $\sim 1.02 \times 10^{-3}$ sr y la aceptación ~ 3.6 cm²sr.

El hodoscopio tiene mayor aceptación (~ 3.6 cm²sr) en trayectorias perpendiculares debido a que presentan la máxima área de detección y ángulo sólido.

El flujo I a través del hodoscopio se define como

$$I(r_{m,n}) = \frac{N(r_{m,n})}{\Delta T \times \mathcal{T}(r_{m,n})} \quad (32)$$

donde $N(r_{m,n})$ es el número de eventos detectados y ΔT es el periodo de detección.

El flujo de muones fue estimado usando una separación de 132 cm entre paneles con una apertura de $\sim 82^\circ$. La Fig. 111 muestra el número de eventos detectados por trayectoria para un periodo de adquisición de 15 horas.

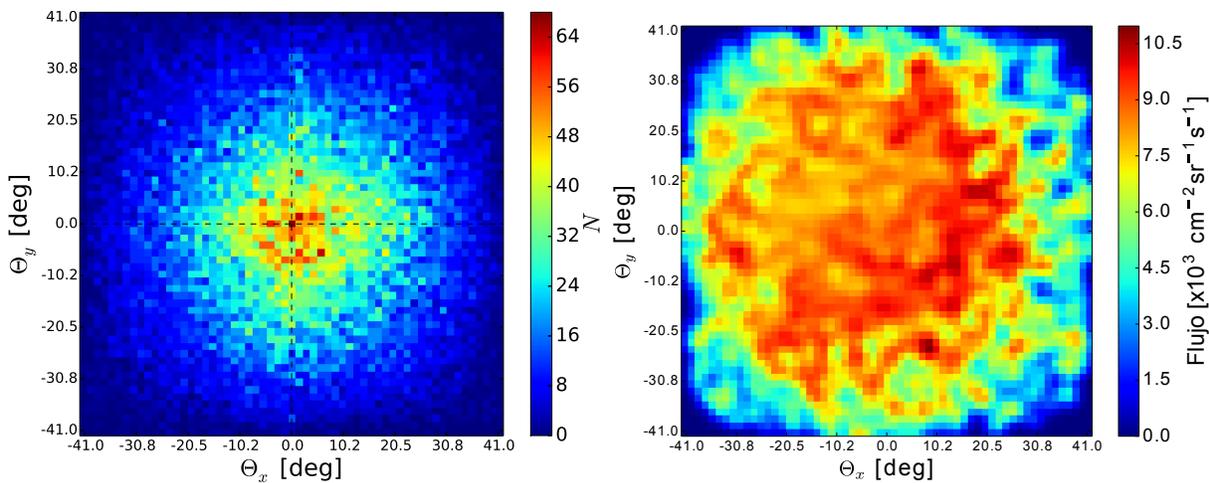


Figura 111. Conteo de partículas registrada por el hodoscopio operando en posición vertical durante 15 horas con una separación de 132 cm. El flujo vertical es $\sim 10.7 \times 10^{-3} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$.

El flujo alcanza $\sim 10.7 \times 10^{-3} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ en trayectorias verticales y disminuye hasta $\sim 4 \times 10^{-3} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ para ángulos $-25^\circ > \Theta > 25^\circ$. Para reconstruir la trayectoria y el flujo de las partículas que cruzan el hodoscopio se aplicó la condición de activación de 4 barras: un par de barras i, j en el panel frontal y otro par en el panel posterior. Esta condición causa que algunos eventos se pierdan, sin embargo el flujo reconstruido es reescalado con el conteo crudo de eventos cuya condición exige que se active una barra por panel.

Finalmente, el perfil del flujo detectado dependiendo del ángulo cenital se expone en la Fig.

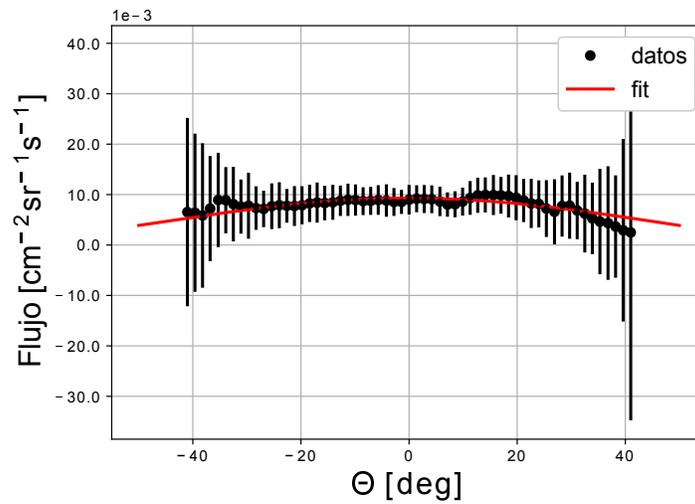


Figura 112. Perfil del flujo registrado por el hodoscopio. Los puntos negros indican los datos registrados para ángulos cenitales desde -40° a 40° . La línea roja es la función $\cos^n \theta$ ajustada cuyo n es estimado ~ 2 . Las barras de error aumentan con el valor absoluto del ángulo debido a la disminución del flujo.

112. Se ajustó una función tipo $\cos^n \theta$ cuyo índice n es ~ 2 . En ángulos cercanos a la vertical el error de ajuste es menor en comparación a ángulos más grandes debido a que el número de eventos detectados es mayor y por ende la varianza de la medición disminuye.

5. Detector Cherenkov de agua

Los detectores Cherenkov de agua (WCD) son ampliamente usados en observatorios de rayos cósmicos debido a su alta aceptación y un ciclo de trabajo $\sim 100\%$. Estos dispositivos, registran la radiación Cherenkov producida por partículas cargadas que cruzan a velocidades mayores a la de la luz en el agua. Los WCD son sensibles a la componente electromagnética y muónica de lluvias aéreas extensas (The Pierre Auger Collaboration, 2015), y detectan indirectamente fotones de alta energía por producción de pares ($\gamma \rightarrow e^\pm$) (Allard, 2007; Allard y cols., 2008).

El detector Cherenkov de agua instalado en MuTe identifica las partículas cargadas que cruzan por el hodoscopio con el fin de eliminar las fuentes de ruido que influyen en la técnica de muografía. La diferenciación entre los eventos generados por la componente electromagnética de las EAS (electrones y positrones) y los muones se realizará mediante la medición de la pérdida de energía de estas partículas cargadas. El WCD de MuTe se diseñó siguiendo la experiencia tomada del proyecto LAGO¹⁸ (por sus siglas en inglés, *Latin American Giant Observatory*) del cual nuestro grupo de investigación hace parte.

5.1. Diseño del WCD

El WCD está compuesto por un tanque cúbico de aluminio con 120 cm de lado, recubierto internamente con Tyvek para aumentar la eficiencia en la detección de los fotones Cherenkov. El WCD está lleno de agua purificada con 28 ppm de cloro. El dispositivo sensor es el tubo fotomultiplicador Hamamatsu R5912 de 8". La estructura del WCD se muestra en la Fig. 113.

La ventana óptica del PMT se introduce al tanque a través de un agujero de $\sim 8''$ y se sujeta mediante un par de anillos plásticos desmontables como describe la Fig. 114. La electrónica de

¹⁸ <http://lagoproject.net/>

polarización del PMT se ubica dentro de una caja plástica para evitar la corrosión de los componentes electrónicos debido a la humedad. Una cubierta plástica blinda el PMT de la contaminación lumínica externa.

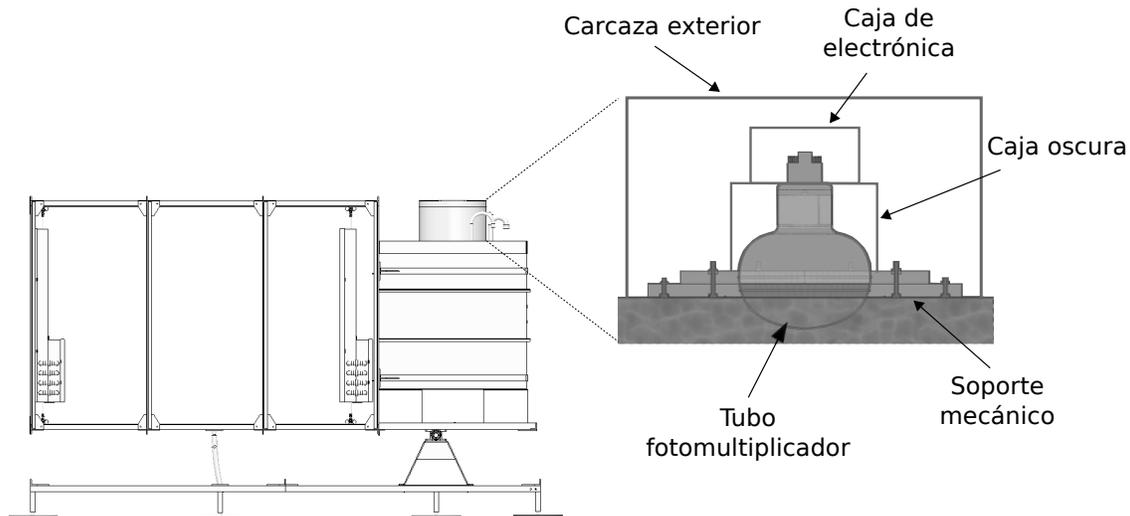


Figura 113. Estructura mecánica del WCD de MuTe. Un tanque de aluminio con 120 cm de lado alberga 1.72 m³ de agua purificada donde se sumerge la ventana óptica del PMT. Un par de anillos plásticos mantienen el PMT sujeto a la estructura del WCD. La electrónica de polarización del PMT se instala dentro de una caja plástica para evitar la corrosión por humedad. El cuerpo del PMT se aísla lumínicamente a través de una cubierta plástica.

5.2. Fotomultiplicador

El WCD usa un PMT Hamamatsu R5912. El PMT tiene un diámetro de 20 cm, una altura de 29 cm y una ventana de entrada de $\sim 1068.7 \text{ cm}^2$ como indica la Fig. 115. Una base plástica situada en uno de sus extremos soporta 20 terminales de polarización.

El PMT R5912 es sensible a fotones con longitudes de onda entre 300 nm a 600 nm, con un máximo de eficiencia cuántica (22 %) a 390 nm, cerca del máximo (375 nm) del espectro Cherenkov en agua (Fernandez, 2017). La ganancia del PMT alcanza 10^7 con voltajes de polarización entre 1500 V a 1800 V como se muestra la Fig. 116.



Figura 114. Montaje del PMT en el WCD de MuTe. El PMT se sujeta por dos anillos plásticos desmontables adheridos a la estructura del WCD con 12 tornillos y silicona. La electrónica de polarización se instala al interior de una caja plástica hermética: Dos cables RG58 (negro) transmiten las señales del PMT y un cable RJ45 (azul) recibe las señales de control y alimentación.

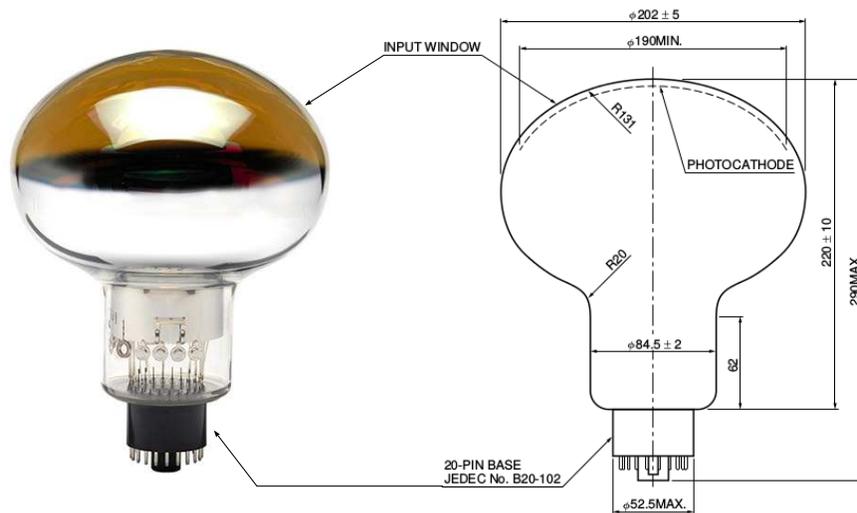


Figura 115. Dimensiones y partes del PMT Hamamatsu R5912 (Photomultiplier Tube R5912, 1998).

Los PMT son generalmente polarizados a través de redes resistivas (S. Argiro Guerard, 1999). El PMT de MuTe combina una red resistiva cónica (*tapered*) con condensadores de desacople (20 nF) para garantizar un comportamiento lineal. Las no-linealidades en el PMT surgen debido al efecto de carga espacial. En este efecto los electrones que arriban al dínodo causan una barrera de campo eléctrico que evita la llegada de electrones posteriores deformando el pulso de

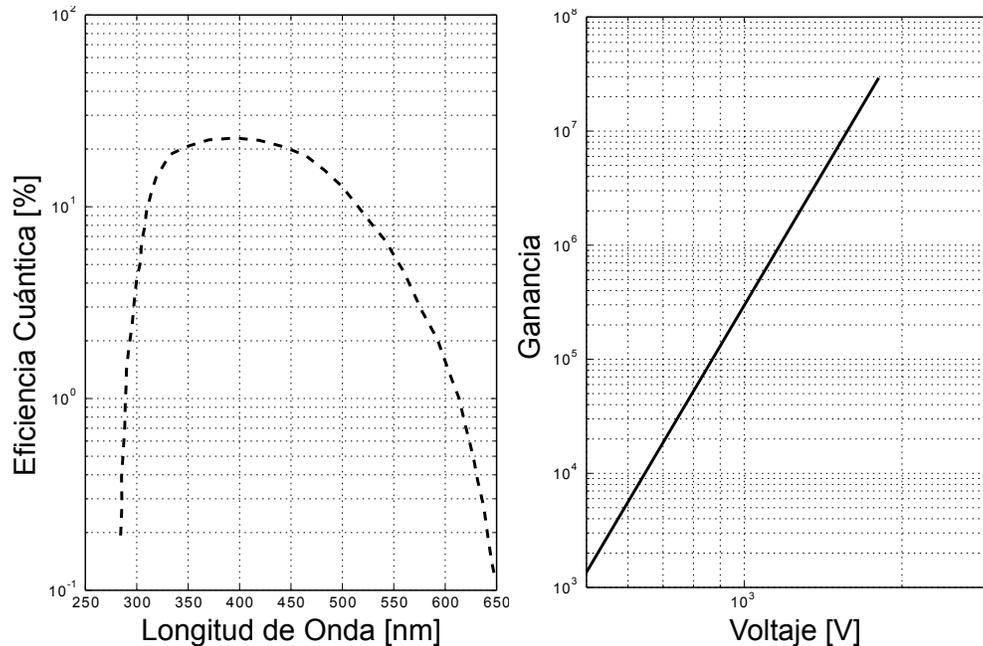


Figura 116. (Izquierda) Eficiencia cuántica del PMT R5912. El máximo de eficiencia (22 %) ocurre en 390 nm cerca al pico de emisión Cherenkov en agua (375 nm). (Derecha) Correlación de la ganancia del PMT y el voltaje de polarización. Entre 1500 y 1800 V la ganancia alcanza $\sim 10^7$.

corriente (Huang y cols., 2013; K.K., 2007).

Los valores de las resistencias que conforman la red son estimados teniendo en cuenta la proporcionalidad recomendada por el fabricante como se muestra en la Tabla 5.

Las salidas del PMT (dínodo y ánodo) son desacopladas de su componente DC mediante condensadores de 4.7 nF (C5 y C6) como se observa en la Fig. 117. Para evitar reflexiones de la señal en las líneas de transmisión se conectan impedancias de 50Ω en cada salida.

El rango dinámico de la señal se incrementó mediante una etapa de amplificación (ganancia 20) conectada al dínodo como indica la Fig. 118. Si la señal de salida del dínodo satura la electrónica de lectura, la información de la forma del pulso se recupera desde el ánodo.

Tabla 5

Red resistiva implementada en el PMT siguiendo la proporcionalidad recomendada para mediciones lineales

Electrodo	Proporción	Resistencia	(M Ω)
K	11.3	R1	11.3
Dy1	0	-	0
F2	0.6	R2	0.62
F1	0	-	0
F3	3.4	R3	3.3
Dy2	5	R4	5
Dy3	3.33	R5	3.3
Dy4	1.67	R6	1.6
Dy5	1	R7	1
Dy6	1.2	R8	1.2
Dy7	1.5	R9	1.5
Dy8	2.2	R10	2.2
Dy9	3	R11	3
Dy10	2.4	R12 + R13^a	2.4
P			

^a R13 es ~ 0.01 M Ω

La red resistiva se polariza desde una fuente DC/DC EMCO C20. Esta fuente puede generar voltajes hasta de 2 kV con una alimentación de 12 V. El voltaje de polarización se controla con una señal variable de 0 a 5 V (V_{ctrl}) proveniente del sistema de adquisición del WCD.

El PMT se conecta a la red de polarización por medio de un conector B20¹⁹. La Fig. 119 muestra la base de polarización del PMT compuesta por la red resistiva, la fuente EMCO C20, el amplificador del dínodo, el puerto de control y las salidas de señal.

¹⁹ <https://aditelectrontubes.com/products/sockets>

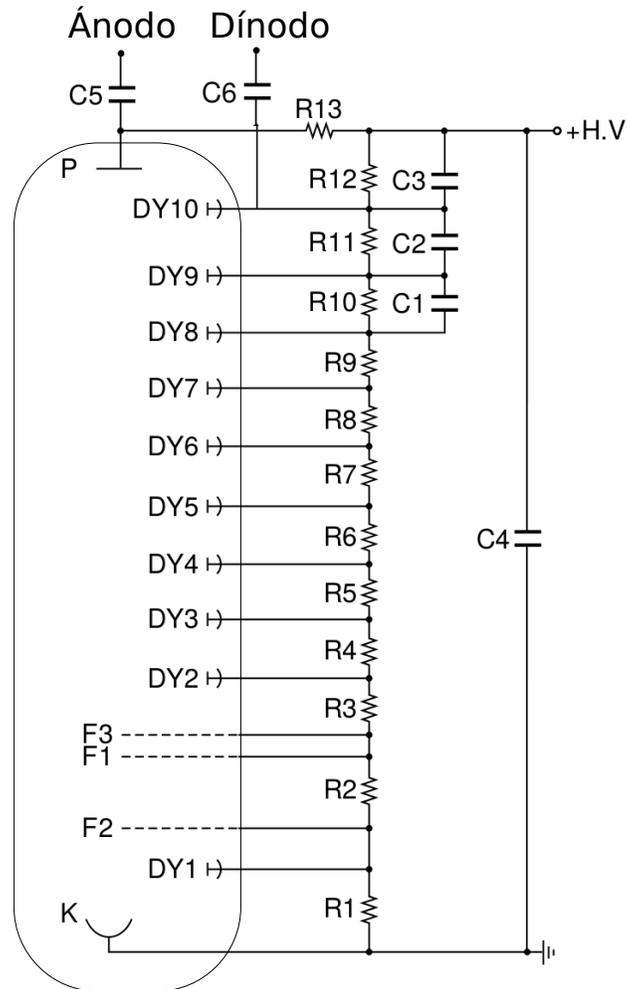


Figura 117. Esquema general de la red de polarización del PMT R5912. Los condensadores de desacople (C1, C2 y C3) evitan el efecto de carga espacial. La red resistiva cónica polariza de manera escalonada los dínodos (DY1-DY10) para establecer una respuesta lineal del PMT. Las señales de salida del PMT (ánodo y dínodo) son desacopladas de la componente DC a través de los condensadores C5 y C6.

5.3. Sistema de adquisición del WCD

El WCD de MuTe tiene un sistema de adquisición dedicado. Este sistema se compone de una tarjeta analógica de acondicionamiento y digitalización, una FPGA Nexys 2, una SCB (Cubieboard II), un GPS Motorola Oncore y un sensor de temperatura/presión HP03.

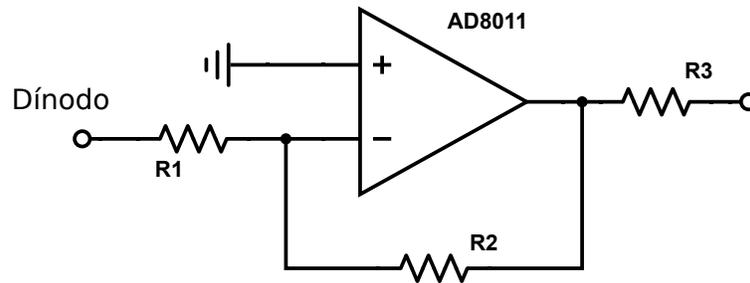


Figura 118. Circuito amplificador inversor conectado al dínodo. La ganancia se establece con las resistencias R1 ($50\ \Omega$) y R2 ($1\ \text{k}\Omega$). La salida se acopla con una impedancia de $50\ \Omega$ (R3).

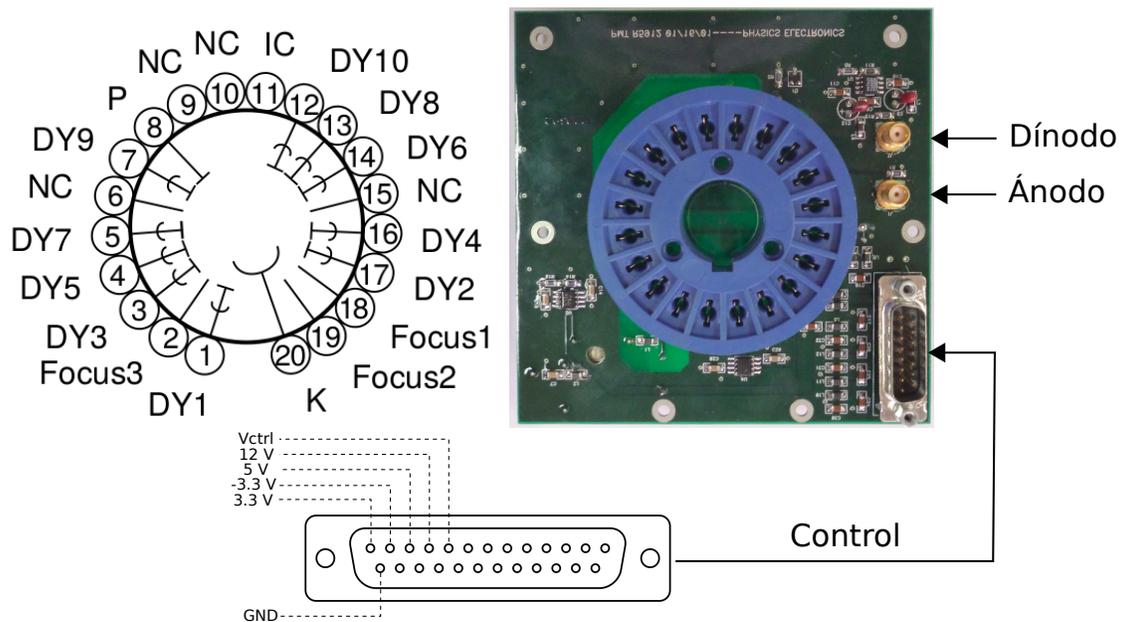


Figura 119. Base de polarización del PMT de MuTe. La base se compone de la red resistiva, la fuente EMCO C20, un conector B20, el puerto de control y las salidas de señal (ánodo y dínodo). El conector B20 alberga el fotocátodo (K), los dínodos (DY1-DY10), los focos (Focus1-3) y el ánodo (P).

La electrónica de acondicionamiento tiene tres canales de adquisición independientes. Cada canal consiste de tres etapas: un amplificador de voltaje en configuración no-inversor, un sumador encargado de la estabilización de la línea base y un ADC que digitaliza los pulsos analógicos del detector. La entrada tiene una resistencia de acople de $50\ \Omega$ y un diodo PIN que protege la entrada del amplificador.

El amplificador y el sumador se implementaron con el circuito integrado AD8011 de Analog Devices. Este amplificador operacional permite acondicionar señales con frecuencias hasta de 150 MHz debido a su ancho de banda (300 MHz). El sumador invierte el pulso negativo proveniente del PMT y le suma una línea base de ~ 50 mV. El circuito de acondicionamiento de la señal de entrada se muestra en la Fig. 120.

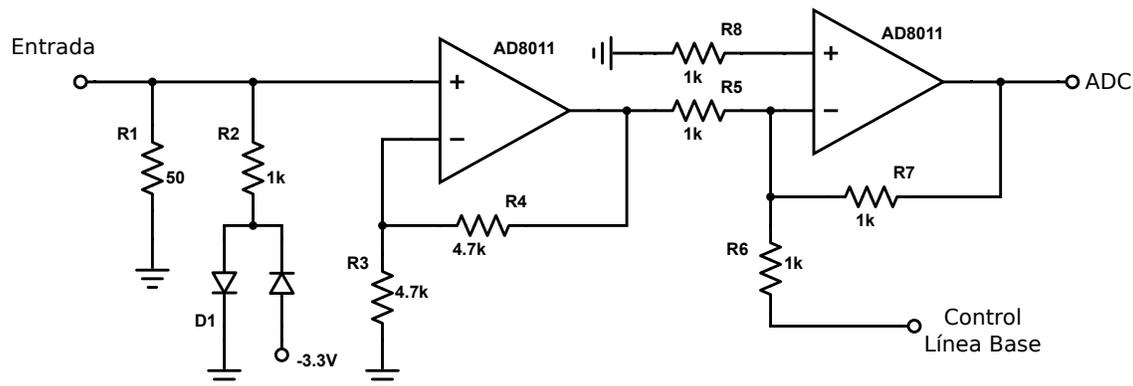


Figura 120. Circuito de acondicionamiento en un canal de adquisición. La entrada tiene un acople de impedancia de 50Ω y un diodo PIN (D_1) de protección a voltajes menores a -3.3 V. Un amplificador de ganancia 2 amplifica el pulso de entrada y un amplificador sumador inversor adiciona la línea base corregida.

Las señales del ánodo y el dínodo son digitalizadas por el AD9203A de Analog Devices. El AD9203A tiene una resolución de 10 bits y una frecuencia de muestreo de 40 MHz. El rango dinámico de digitalización es de 1 V.

El control de la línea base de los tres canales de adquisición se hace a través de un conversor digital-analogo DAC MAX5501 de 12 bits. La FPGA actualiza el valor de la línea base cada 2 ms con el fin de mantenerla en un valor fijo de ~ 50 mV (50 bins ADC). Esta corrección evita el sesgo de las mediciones debido a la influencia de la temperatura (The LAGO Collaboration, 2016).

El voltaje de polarización del PMT se controla con una señal análoga de 0 a 5 V (V_{ctrl}). La

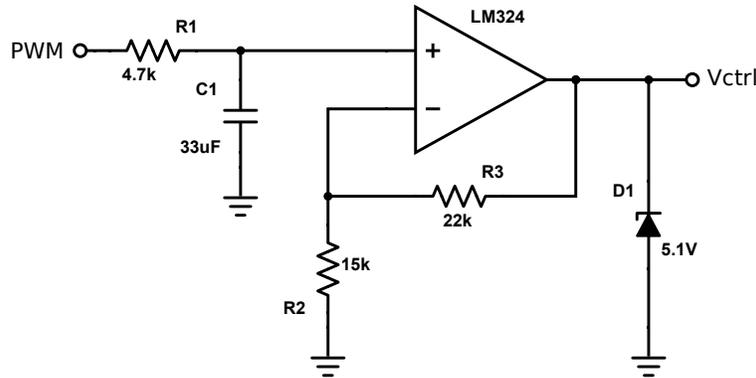


Figura 121. Circuito de acondicionamiento de la señal V_{ctrl} . Un filtro RC pasabaja formado por R_1 y C_1 convierte la señal PWM de entrada en una señal de corriente continua. Un amplificador con ganancia ~ 2.5 amplifica la señal para aumentar su rango. Un diodo zener D_1 limita la señal de salida a valores menores a 5 V.

señal de control se genera desde una señal PWM que pasa por un filtro pasabaja RC ($\tau = R_1 C_1$) y un amplificador de factor 2.5 ($R_3/R_2 + 1$). Un diodo zener (D_1) a la salida protege la fuente de polarización del PMT evitando que la señal V_{ctrl} supere los 5 V. El circuito de acondicionamiento de la señal V_{ctrl} se muestra en la Fig. 121.

La tarjeta digitalizadora se alimenta con 12 V (ver Fig. 122). Las etapas de amplificación, corrección de línea base y polarización del PMT se alimentan con ± 3 V y 5 V. Estas fuentes se crean desde los 12 V de entrada mediante el inversor LM2662 (-3.3 V) y el regulador LM7805 (5 V). La fuente de 3.3 V proviene desde la FPGA.

5.3.1. FPGA Nexys 2. El manejo de los datos digitalizados es realizado por una FPGA Nexys 2. En esta se implementan varios bloques jerárquicos que podemos listar como: el control de línea base, el control de polarización del PMT, el sistema de disparo, interfaz USB, interfaz del sensor de presión y temperatura y la interfaz del GPS como expone la Fig. 123 (The LAGO Collaboration, 2016).

En el control de línea base se acumulan 10^4 datos ADC durante 2 ms, luego se hace una

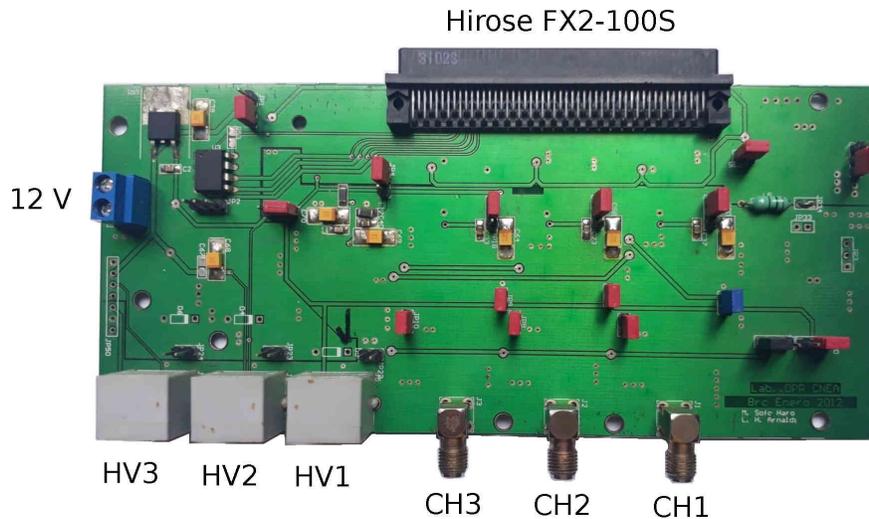


Figura 122. Tarjeta de acondicionamiento y digitalización del WCD. Los canales digitalizados se conectan a la FPGA mediante el conector Hirose FX2-100S. Las señales de entrada se conectan a los puertos SMA (CH3-CH1). Las señales de control de los PMT se conectan a los puertos RJ45 (HV3-HV1).

comparación con el valor esperado (50 bins ADC multiplicado por 10^4). Si el valor acumulado es menor al valor esperado la línea base aumenta en un valor DAC, si es mayor la línea base disminuye en un valor DAC (Ballesteros-Delgado, 2020).

El bloque de control de polarización del PMT genera la señal PWM (10 kHz) con un ciclo de trabajo proporcional al voltaje deseado. El valor del ciclo de trabajo se establece lentamente con un aumento tipo rampa con el fin de evitar picos transitorios del voltaje de polarización acarreado daños en el PMT. El valor de polarización tiene un rango de 0 a 1023 lo cual se traduce en un voltaje real de 0 a 2000 V.

Para la comunicación con los periféricos se implementan un protocolo UART (GPS) e I2C (HP03). La transferencia de los datos hacia la SBC se hace a través de una interfaz USB.

La tarjeta digitalizadora se conecta a la Nexys 2 mediante el conector Hirose FX2-100S. El sensor de presión y temperatura se conecta a la FPGA a través del conector MOD-JB y el GPS en

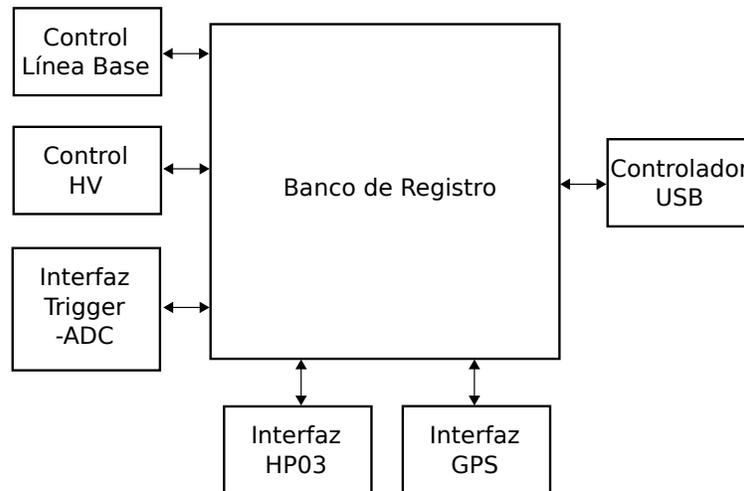


Figura 123. Bloques HDL implementados en el firmware de la FPGA. Los bloques de adquisición son: el control de línea base, el control de polarización del PMT y el sistema de disparo. El control de periféricos comunica el GPS y el sensor de temperatura y presión (HP03). La transmisión de datos a la Cubieboard 2 se hace a través de la interfaz USB. Adaptado de (The LAGO Collaboration, 2016).

el conector MOD-JC como se muestra en la Fig. 124.

En la parte inferior de la FPGA hay 8 LEDs que indican el estado del sistema de adquisición como se muestra en la tabla 6.

El interruptor SW7 indica el estado del GPS. Si hay un GPS conectado a la adquisición el SW7 debe estar en estado *high*, sino hay GPS el SW7 debe estar en LOW. Cuando no hay GPS conectado al sistema de adquisición, la FPGA genera una señal PPS falsa mediante el conteo de la señal interna de reloj de 50 MHz. Los JP8 y JP4 deben estar conectados como se indica la figura. Una vez cargado el *firmware* de la FPGA, el *jumper* JP9 se debe pasar de la posición JTAG a la posición ROM. El *jumper* JP7 de alimentación debe estar en modo USB (Haro, 2011).

5.3.2. Sistema de disparo. La discriminación de los datos adquiridos se basa en una condición de comparación. El valor ADC adquirido se compara con un valor umbral estable-

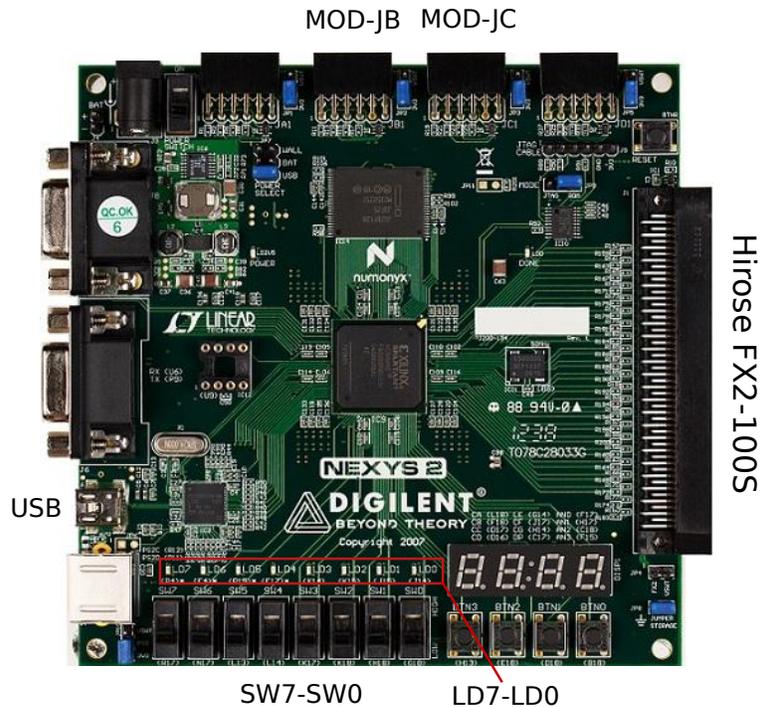


Figura 124. Esquema de conexión de la FPGA Nexys 2. La tarjeta digitalizadora se conecta al puerto Hirose FX2-100S. El sensor de presión y temperatura al puerto MOD-JB y el GPS al MOD-JC. Los LEDs LD7-LD0 muestran el estado del sistema de adquisición. El interruptor SW7 permite indicar si el GPS está conectado (HIGH) o desconectado (LOW).

cido por el usuario, si el valor ADC es mayor al umbral la señal de entrada se almacena en un vector de 12 posiciones. Las 12 muestras almacenadas representan un lapso de tiempo de 300 ns (The LAGO Collaboration, 2016) teniendo en cuenta que el ADC opera a 40 MHz.

La información de los tres canales ADC se almacena si uno de ellos se dispara. En MuTe dos canales se conectan a las señales dínodo y ánodo del WCD; el tercer canal se usa para etiquetar los eventos del WCD en coincidencia con el hodoscopio mediante una señal NIM.

El hodoscopio crea la señal NIM cuando una partícula dispara los dos paneles centelladores. El esquema general del sistema de adquisición se muestra en la Fig. 125.

Tabla 6

Estado del sistema de adquisición

LED	Descripción
LD0	Estado del FIFO[0] ^a
LD1	Estado del FIFO[1] ^a
LD2	Estado del FIFO[2] ^a
LD3	-
LD4	Señal PPS (Pulso Por Segundo)
LD5	Alto voltaje HV3 activado
LD6	Alto voltaje HV2 activado
LD7	Alto voltaje HV1 activado

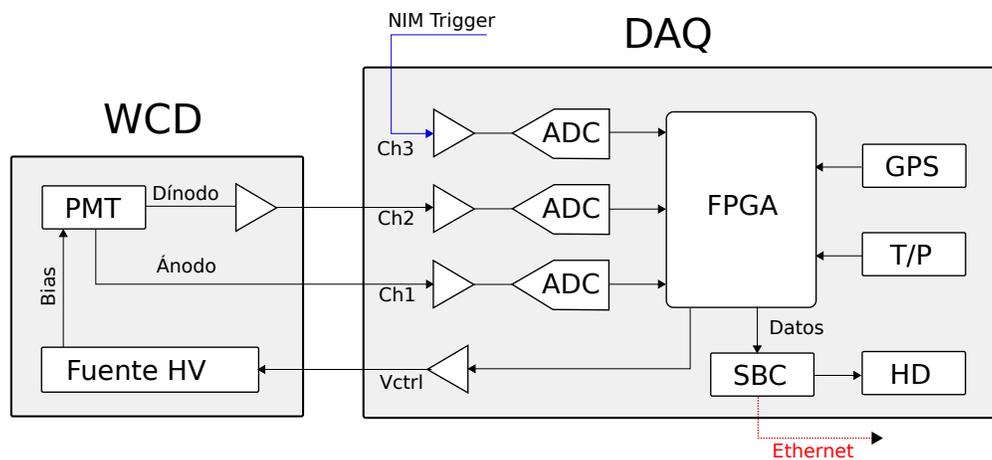
^a 100 o 110 - Modo disparo

Figura 125. Esquema general del sistema de adquisición del WCD. Las señales del cátodo y ánodo son precondicionadas, amplificadas y digitalizadas. La FPGA Nexys 2 registra los pulsos adquiridos y adiciona datos de tiempo, presión y temperatura. La señal V_{ctrl} controla la polarización del PMT. La SBC Cubieboard 2 almacena los datos en un disco duro (HD).

Cada evento detectado tiene una estampa temporal de 25 ns de resolución sincronizada con la señal PPS del GPS Motorola Oncore. Cada minuto se agregan los datos de presión atmosférica, temperatura, latitud, longitud y altitud.

5.3.3. Cubieboard 2. El WCD de MuTe usa la SBC Cubieboard 2 para controlar el sistema de adquisición y administrar los datos. Dentro de sus características (Tabla 7), la Cubieboard 2 cuenta con un puerto SATA (por sus siglas en inglés, *Serial Advanced Technology Attachment*) que permite conectar directamente discos duros (<2TB). Esta funcionalidad proporciona al WCD una gran capacidad de almacenamiento teniendo en cuenta que se registran hasta 2 mil eventos por segundo creando archivos hasta de 250 MB por hora.

La SBC del WCD usa el sistema operativo Debian GNU/Linux instalado mediante la aplicación Berryboot²⁰. La adquisición se lleva a cabo mediante el código `./lago` desarrollado por la colaboración LAGO (Haro, 2011). El algoritmo permite que el usuario cambie los umbrales de discriminación (`./lago -s t1 value`), la polarización del PMT (`./lago -s hv1 value`), leer la temperatura (`./lago -t`), leer el estado del GPS (`./lago -g`), leer los parámetros de adquisición (`./lago -a`), cargar el firmware (`./lago -x file.xsvf`) e iniciar la adquisición (`./lago -f data.dat`).

La Fig. 126 muestra los puertos de conexión de la Cubieboard 2. Los datos adquiridos por la FPGA se transmiten a través de uno de los puertos USB. El algoritmo de adquisición los almacena directamente en el disco duro junto con los datos de temperatura, presión atmosférica, latitud, longitud y altitud. El disco duro instalado en el WCD de MuTe (1 TB) tiene una capacidad de almacenamiento de 6.6 meses de registro continuo.

5.3.4. Periféricos. El sistema de adquisición del WCD se conectan dos periféricos que suministran información de temperatura/presión y posicionamiento global. Al igual que en el hodoscopio, un sensor HP03 se encarga de medir la temperatura y presión atmosférica. Un GPS Motorola Oncore proporciona los datos de longitud, latitud y altitud del WCD.

²⁰ <https://www.berryterminal.com/doku.php/berryboot>

Tabla 7
Características de la Cubieboard 2

Parámetro	Descripción
Procesador	ARM Cortex A7 Dual-core @ 1 GHz
GPU	ARM Mali400MP2
RAM	1 GB DDR3 @ 960 MHz
Puertos USB	2 USB 2.0
Memoria externa	microSD < 64 GB
Ethernet	Ethernet 10/100Mbps
GPIO ^a	96
I2C	100 kbps (GPIO1 6-7)
UART	115200 bps (GPIO1 17-18)
SPI	(GPIO2 45-48)
SATA	< 2 TB

^a Entradas y salidas de propósito general

El GPS genera una señal PPS que sincroniza los datos recolectados por el sistema de adquisición. La señal PPS tiene un ciclo útil de 200 ms y una resolución de 130 ns. Los datos de posicionamiento se transmiten por medio de una interfaz serial (UART). En la Fig. 127 se muestra el GPS Motorola Oncore y en la Tabla 8 la distribución de sus pines.

La electrónica del WCD se alimenta con 12 V y 5 V regulados desde el voltaje suministrado por los paneles solares. La mayor carga eléctrica del sistema es el disco duro con un consumo de 420 mA/12 V. La Fig. 128 muestra el montaje final del sistema electrónico del WCD.

5.4. Calibración del WCD

La calibración del WCD se compone de dos pasos: la calibración del voltaje óptimo de operación del PMT y la calibración de la energía depositada por las partículas cargadas. El proceso de calibración se realizó una vez se instaló el WCD sobre la estructura. El WCD se ubicó paralelo al piso

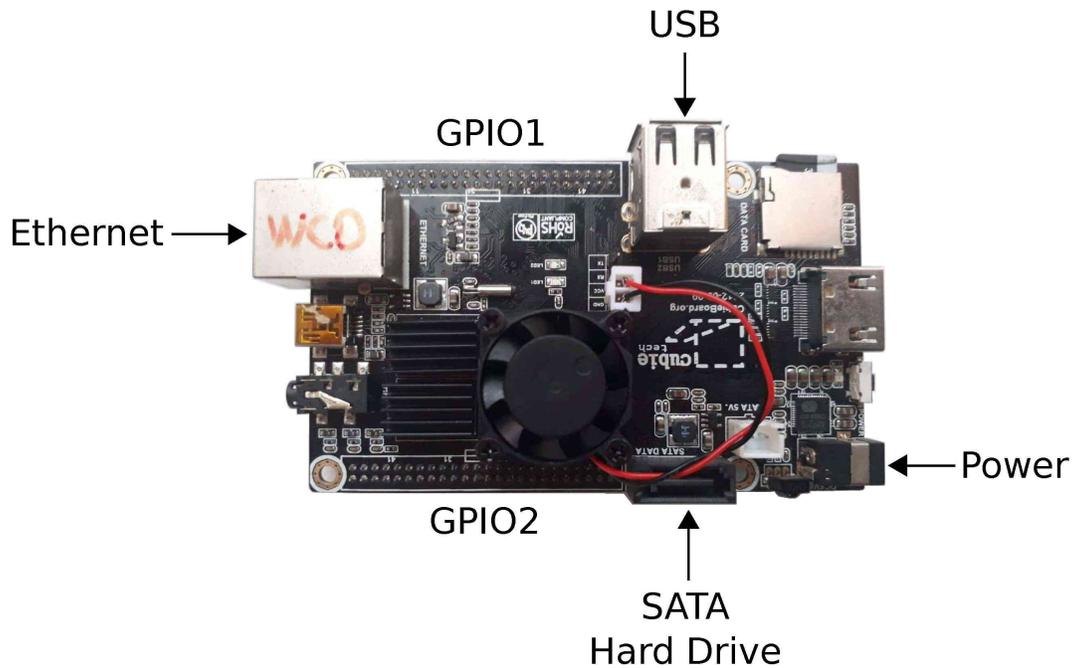


Figura 126. Tarjeta Cubieboard 2. La SCB contiene dos puertos USB 2.0, un puerto Ethernet, un puerto SATA y 96 pines de propósito general distribuidos en dos puertos GPIO. Un ventilador de bajo consumo regula la temperatura del procesador.



Figura 127. GPS Motorola Oncore. El puerto de comunicación contiene 10 pines en los cuales resaltan el PPS (6), transmisión (8) y recepción de datos (9), batería (1), alimentación (2) y tierra (3). La antena se conecta a un puerto tipo MCX.

sin inclinación como se muestra en la Fig. 129.

5.4.1. Voltaje de polarización. Para realizar la calibración del voltaje óptimo se registró la tasa de eventos Φ del fondo de rayos cósmicos a diferentes voltajes de polarización y

Tabla 8

Puerto de comunicación del GPS Motorola Oncore.

Pin		Descripción
1	BATT	Batería de apoyo
2	PWR	Fuente principal (5 V)
3	GND	Tierra
4	VPP	Voltaje de reprogramación
5	N/A	-
6	PPS	Pulso Por Segundo
7	PPS RTN	Retorno del PPS
8	TXD1	Transmisor UART
9	RXD1	Receptor UART
10	RTN	Retorno

diferentes umbrales de discriminación (Hernández-Barajas León-Carreño, 2017).

El barrido de voltajes de polarización se hizo desde 740 V a 1450 V con pasos de 102 V para tres diferentes umbrales de discriminación: 110 mV, 160 mV y 210 mV. En cada caso se registraron 10 minutos de datos. En la Fig. 130 se muestra la tasa de eventos registrados dependiendo del voltaje de polarización para cada umbral.

En las curvas se puede observar una región de baja pendiente llamada *plateau*. En esta región se ubica el punto óptimo de operación del PMT. Para hallar dicho punto se desarrolló un método automático que se basa en la minimización de la derivada de la tasa de detección respecto al voltaje (Hernández-Barajas León-Carreño, 2017; Asorey y cols., 2019).

El voltaje óptimo de operación V_b^* se define como,

$$V_b^* = \operatorname{argmin} \frac{d\Phi}{dV} \quad (33)$$

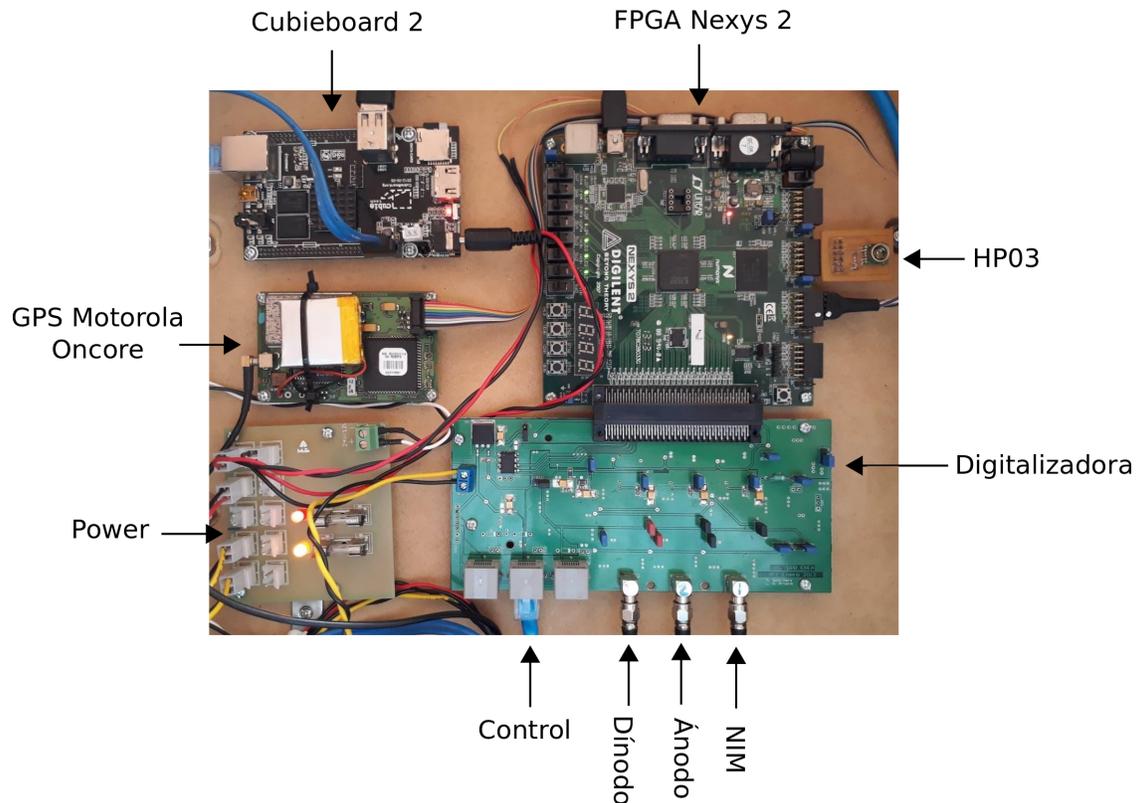


Figura 128. Montaje electrónico del sistema de adquisición del WCD. Cada módulo se instala en una superficie acrílica desmontable. Las líneas de alimentación tienen un código de color para facilitar su manipulación (rojo-5 V y amarillo-12 V). La señal NIM, dínodo y ánodo se conectan respectivamente al canal 1,2 y 3 de la tarjeta digitalizadora.

En la Fig. 131 se observan los voltajes de polarización hallados para los tres casos evaluados, 1000 V (110 mV), 1096 V (160 mV) y 1109 V (210 mV).

5.4.2. Energía depositada. La calibración de la energía depositada en el WCD por partículas cargadas se hace por medio del histograma de carga. La carga se define como el área bajo la curva de un pulso registrado cuando una partícula atraviesa el WCD; sus unidades son ADC.bin. Esta metodología ha sido validada en observatorios como Pierre Auger y LAGO (Asorey, 2012; Bertou y cols., 2006).

El histograma de carga se obtuvo a partir de los datos registrados por el WCD durante una



Figura 129. Instalación del WCD en la estructura de MuTe. El WCD se sujeta a la estructura mediante dos abrazaderas metálicas con una capa interna de caucho y reposa sobre el pivote de inclinación con el fin disminuir el esfuerzo en el proceso de elevación de la estructura.

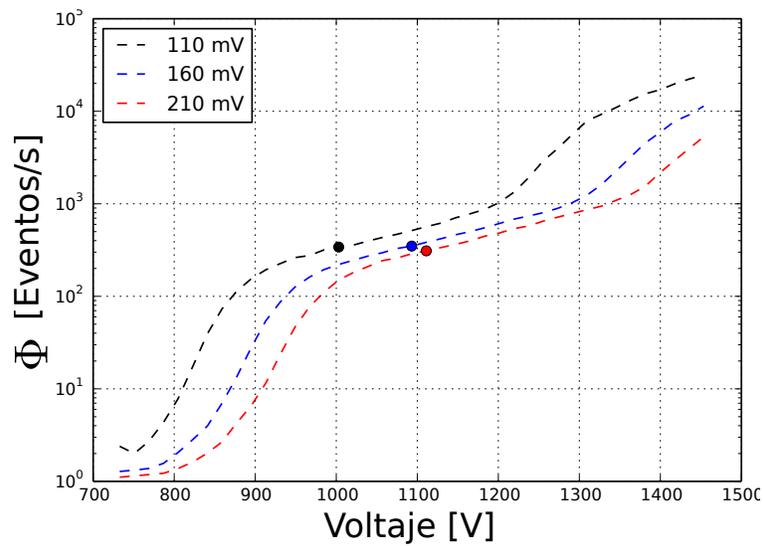


Figura 130. Tasa de eventos detectada para voltajes de polarización desde 740 V hasta 1450 V para un umbral de 110 mV (negro), 160 mV (azul) y 210 mV (rojo).

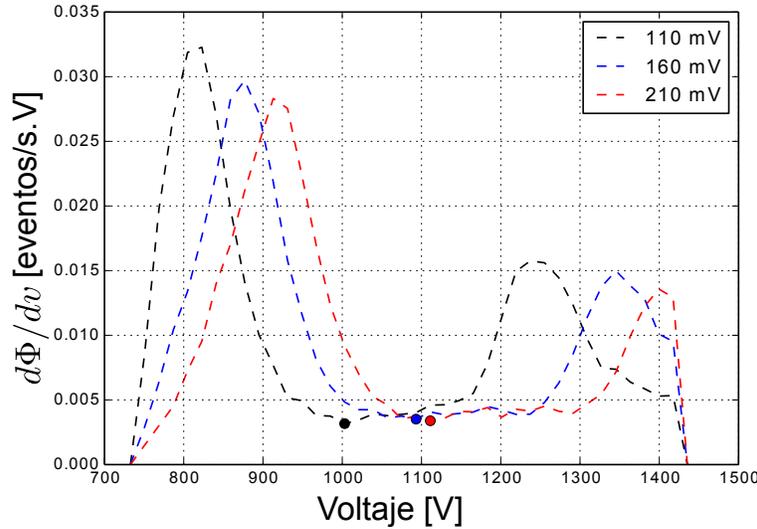


Figura 131. Voltaje óptimo de polarización del WCD para un umbral de 110 mV (negro), 160 mV (azul) y 210 mV (rojo). Para un umbral de 110 mV el voltaje de polarización recomendado es ~ 1 kV, mientras que para los umbrales de 160 mV y 210 mV la polarización es ~ 1.1 kV.

hora. El PMT se polarizó a 1000 V y el umbral de detección fue de 110 mV. El histograma Fig. 132 se caracteriza por tener dos jorobas dominantes: la de menor carga se genera por la componente electromagnética (electrones, positrones y gammas) y la de mayor por la componente muónica.

El VEM (por su siglas en inglés, *Vertical Muon Equivalent*) es la pérdida de energía que genera un muón vertical al pasar por el WCD. Este valor es comúnmente usado en la calibración de la energía depositada en los WCD (Bertou y cols., 2006; Asorey, 2012).

Teniendo en cuenta que un muón pierde alrededor de 2 MeV/cm en el agua, y que la altura del WCD es de 120 cm, entonces el VEM es ~ 240 MeV. La energía depositada por una partícula en el WCD se expresa como:

$$E_d = S_q(\text{ADC.bin}) \frac{240(\text{MeV})}{\text{VEM}_q(\text{ADC.bin})} \quad (34)$$

donde S_q es la carga del pulso registrado y VEM_q es la carga del VEM (~ 331.4 ADC.bin).

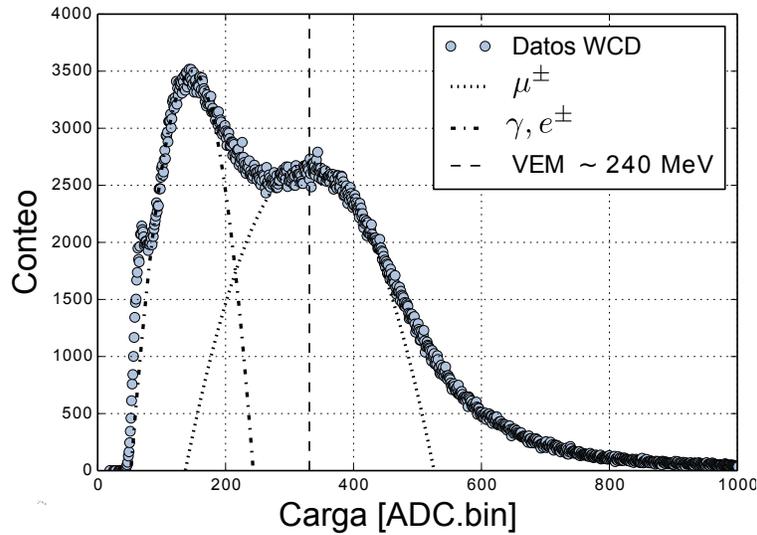


Figura 132. Histograma de carga para una hora de registro. La joroba situada alrededor de ~ 140 ADC.bin representa la componente electromagnética mientras que el VEM se ubica en ~ 331.4 ADC.bin.

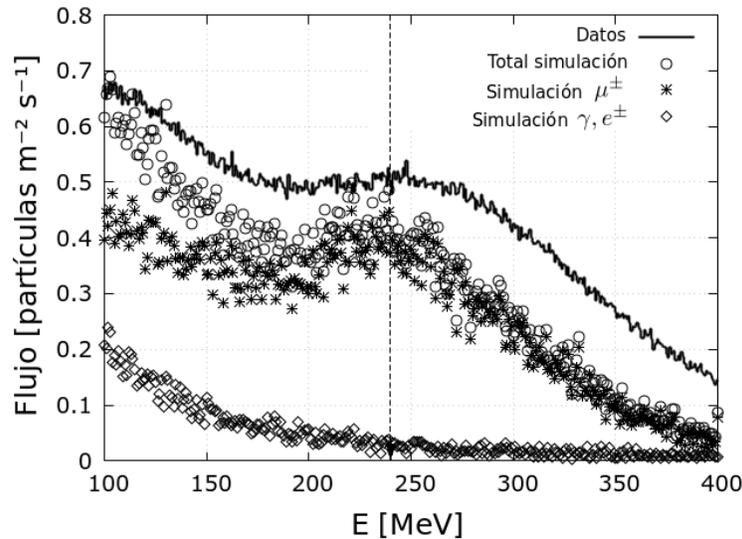


Figura 133. Comparación de la energía depositada en el WCD (línea-sólida) con los datos simulados en GEANT4 (círculos). La componente electromagnética se centra en ~ 103.6 MeV y la muónica en ~ 240 MeV (Vásquez-Ramírez y cols., 2020).

La resolución de energía del WCD es de ~ 0.72 MeV y se define como la relación entre la energía depositada (240 MeV) y la carga de un VEM (~ 331.4 ADC.bin). El rango de medición del WCD es de 50 MeV (límite impuesto por el ruido electrónico) hasta ~ 1.5 GeV (el mayor valor registrado sin saturar la electrónica de lectura) equivalente a ~ 6.2 VEM.

En la Fig. 133 se compara la energía depositada registrada por el WCD con los resultados de las simulaciones de GEANT4²¹ (Vásquez-Ramírez y cols., 2020). Los picos de la componente electromagnética (~ 103.6 MeV) y muónica (240 MeV) coinciden. La energía máxima depositada (~ 415.6 MeV) por un muon ocurre cuando atraviesa el WCD de arista a arista (208 cm). En los datos simulados este límite se muestra claramente ya que el WCD es estimulado por partículas individuales. Por el contrario, en los datos medidos la energía depositada puede superar los 415.6 MeV debido al paso simultáneo de múltiples partículas. La diferencia entre el flujo simulado y el medido podría deberse a que la estimación de flujo en la simulación Montecarlo no tiene en cuenta las partículas que llegan simultáneamente.

El WCD tiene una aceptación angular de 4π detectando partículas provenientes de todas las direcciones. Esta propiedad permite monitorear las variaciones locales del flujo de rayos cósmicos (Asorey y cols., 2019) y distinguir las partículas en coincidencia con la aceptación del hodoscopio.

²¹ <https://geant4.web.cern.ch/>

6. Sistema ToF

Para filtrar los muones de baja energía ($< 1 \text{ GeV}$), que componen una de las principales fuentes de contaminación en muografía (Bozza y cols., 2017; Nishiyama y cols., 2014; Gómez y cols., 2017), se desarrolló un sistema de medición del tiempo de vuelo (ToF).

6.1. Conversor Tiempo a Digital

El sistema ToF se basa en un TDC (por sus siglas en inglés, Time-to-Digital Converter) compuesto por una línea de retardo de 100 celdas y un oscilador de anillo implementados en una FPGA Spartan 6 de Xilinx. Esta arquitectura permite compensar la linealidad y el rango de la medición.

6.1.1. Línea de retardo. Las líneas de retardo aprovechan el retraso temporal que generan intrínsecamente las compuertas digitales para medir intervalos de tiempo (Rivetti, 2015). La implementación básica de una línea de retardo se muestra en la Fig. 134. Las celdas de retardo se pueden crear usando diversas configuraciones como compuertas inversoras en serie o multiplexores. El retardo por celda depende de la escala de integración del chip: para una tecnología de 130 nm es $\sim 20\text{-}30 \text{ ps}$.

La salida de cada celda es almacenada por una celda de muestreo compuesta de flip-flops. La señal de inicio (*Start*) pasa a través de la línea de retardo hasta que la señal de parada (*Stop*) activa el almacenamiento de la salida de las celdas de retardo.

El intervalo de tiempo entre las señales *Start* y *Stop* se calcula como la multiplicación del número de celdas con estado 1 y el retardo por celda τ . Para calcular el número de celdas N necesarias para medir un intervalo temporal T tenemos

$$N = \frac{T}{\tau} \quad (35)$$

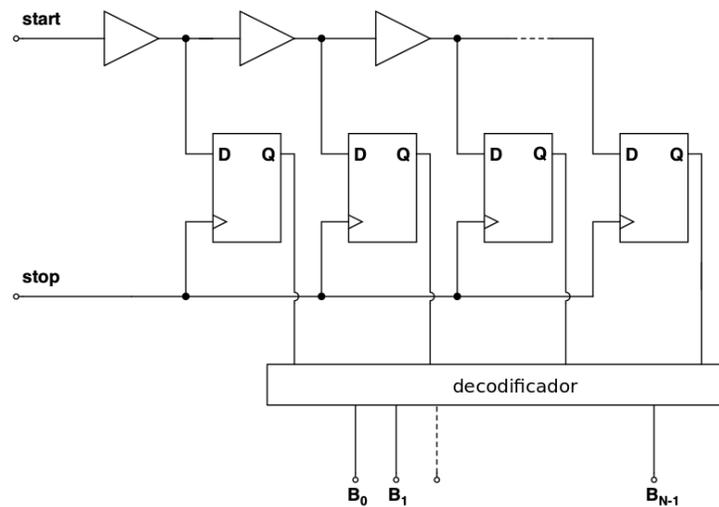


Figura 134. Esquema básico de la línea de retardo. La señal *Start* recorre la línea de retardo hasta que la señal *Stop* activa el almacenamiento de la salida *D* de las celdas en el vector *Q*. El decodificador cuenta el número de unos presentes en el vector de salida. Adaptado de (Rivetti, 2015).

Las líneas de retardo permiten preservar la linealidad en la medición, sin embargo son viables para rangos de medición pequeños (< 5 ns). Implementar una línea de retardo de N celdas (con $N >$ número de celdas por capa) implicaría usar varias capas de la FPGA induciendo no-linealidades en el TDC.

El TDC del hodoscopio se implementó en la FPGA Spartan-6 XC6SLX9 la cual cuenta con $\sim 147 \times 10^3$ celdas lógicas. La línea de retardo se diseñó usando el módulo CARRY4 compuesto de 4 multiplexores (celdas) conectados en cascada. Para implementar una línea de retardo de N celdas se usan $N/4$ CARRY4.

Para garantizar la linealidad de la medición, el número de celdas de una línea de retardo se limita por el máximo permitido por capa (240 en este caso). En la Fig. 135 se muestra una línea de retardo de 400 celdas distribuidas en 2 capas. El TDC tiene un comportamiento lineal en las celdas distribuidas en la misma capa, pero al pasar de la capa 1 a la 2 se introduce una no linealidad

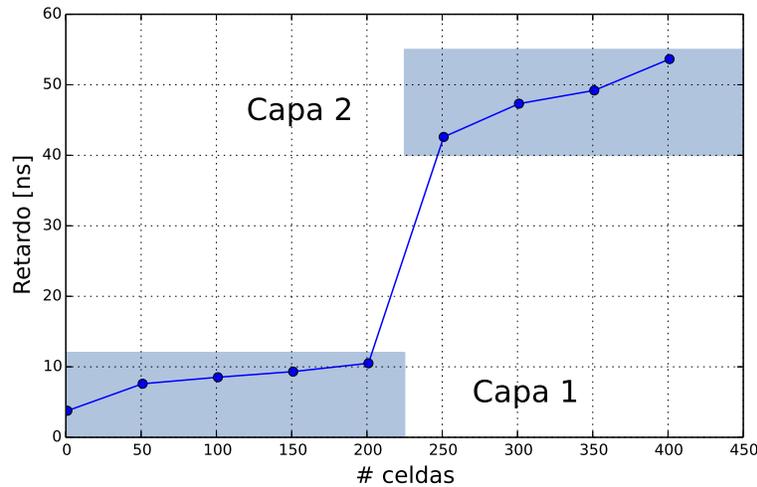


Figura 135. No-linealidades en una línea de retardo de 400 celdas. Las primeras 240 celdas se ubican en la capa 1, las restantes en la capa 2. Debido a la distancia de la conexión entre la última celda de la capa 1 y la primera de la capa 2, se introduce una no-linealidad de ~ 30 ns en la medición.

debido a la distancia de conexión entre ellas.

En MuTe la línea de retardo consta de 100 celdas. Las celdas pueden ser distribuidas en la FPGA de dos formas: aleatoriamente, por el compilador o de manera ordenada, por el usuario. El software de compilación del algoritmo VHDL (ISE²²) generalmente ubica las celdas aleatoriamente lo cual distorsiona la linealidad de la línea de retardo. En este caso, las celdas se ubican ordenadamente disminuyendo la varianza del retardo por celda.

La Fig. 136 se compara el comportamiento de una línea de retardo de 100 etapas distribuida automáticamente por ISE (izquierda) y otra pre-establecida (derecha). En el primer caso el error promedio es de 370 ± 400 ps y en el segundo es de 40 ± 26.1 ps. La distribución controlada de las celdas favorece la precisión de la medición temporal hasta 9 veces. En ambos casos, distribu-

²² <https://www.xilinx.com/products/design-tools/ise-design-suite.html>

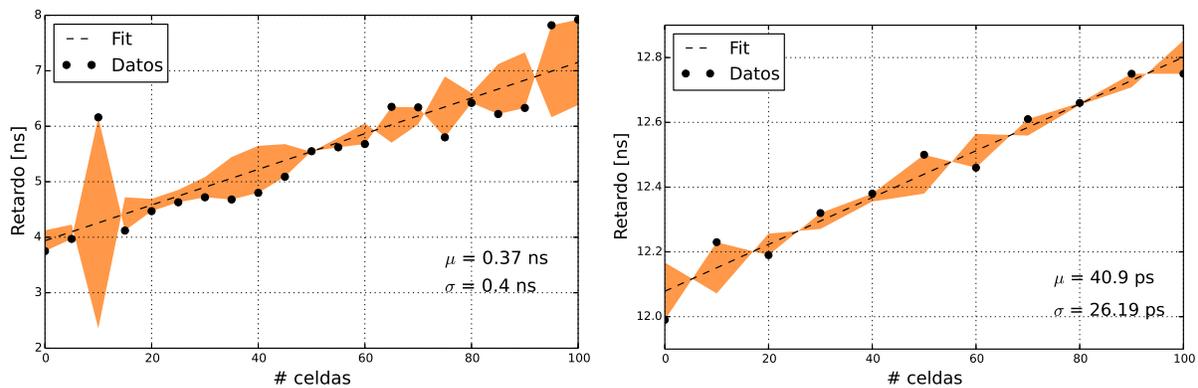


Figura 136. Comparación del desempeño de una línea de retardo de 100 celdas distribuidas aleatoriamente por el compilador (izquierda) y ordenadas de manera secuencial en la misma capa (derecha). El error promedio de la distribución aleatoria de celdas alcanza 370 ps mientras en la ordenada es solo de 40.9 ps.

ción automática y pre-establecida, se induce una diferencia en el retardo base ya que la FPGA usa dos regiones diferentes en cada caso. Este *offset* temporal se tiene en cuenta en las mediciones ToF.

La ubicación controlada de las celdas permite también distribuir la señal *Stop* de manera equidistante a cada celda de muestreo (estructura de árbol) (Rivetti, 2015). Esto permite que el almacenamiento del estado de cada celda de retardo se haga de manera simultánea. En la Fig. 137 se muestra la distribución de la señal *Stop* (blanco) a lo largo de la línea de retardo (naranja).

6.1.2. Oscilador de anillo. Las arquitecturas tipo bucle se usan para aumentar el rango de medición de los TDC. Para tal fin, generalmente se ubica un multiplexor al inicio de la línea de retardo que selecciona entre la entrada *Start* (A) o la entrada realimentada (B). En modo realimentado la salida de la última celda es enviada a la entrada de la línea de retardo después de pasar por una compuerta inversora. La frecuencia de oscilación es

$$f_{osc} = \frac{1}{2N\tau} \quad (36)$$

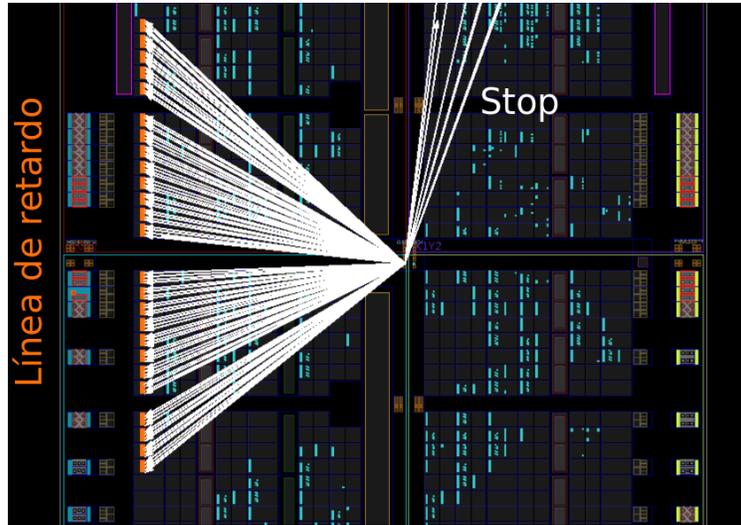


Figura 137. Estructura de la línea de retardo dentro del chip Spartan-6 XC6SLX9. Las líneas blancas muestran la distribución de la señal *Stop* y los recuadros naranja la línea de retardo.

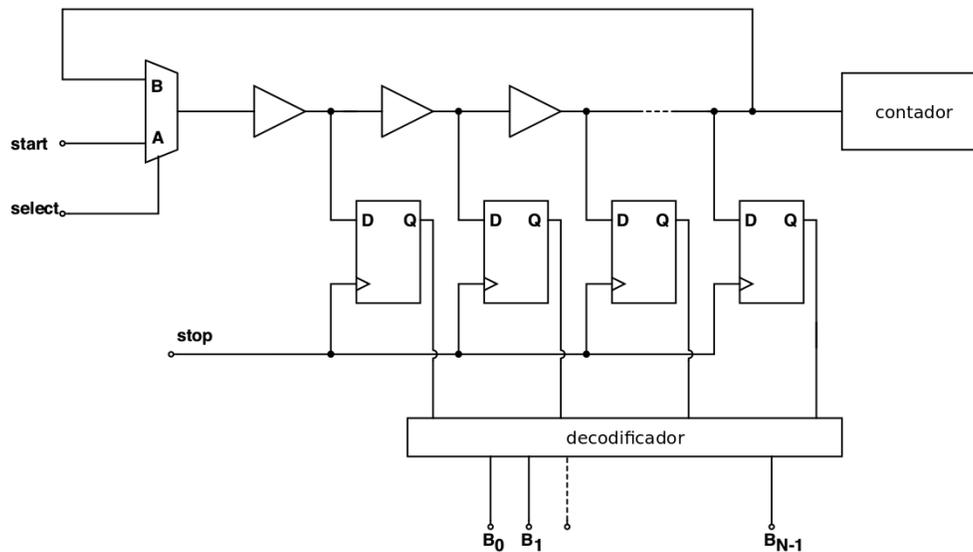


Figura 138. Esquema del oscilador de anillo. Un multiplexor conmuta la entrada de la línea de retardo entre la señal *Start* o la realimentación dependiendo de la señal de control *Select*. Un contador cuantifica el número de oscilaciones a la salida de la última celda de retardo.

El esquema del TDC implementado en MuTe se muestra en la Fig. 139. El circuito de control multiplexa la entrada de la línea de retardo dependiendo del estado de las entradas *Start*,

Stop y *Busy*. Una máquina de estados cuenta los flancos de subida de los ciclos en la última celda de la línea de retardo mientras la señal *MuxSel* está activada. El contador se reinicia cuando la señal *MuxSel* se desactiva. En la Fig. 140 se muestra la máquina de estados y su simulación.

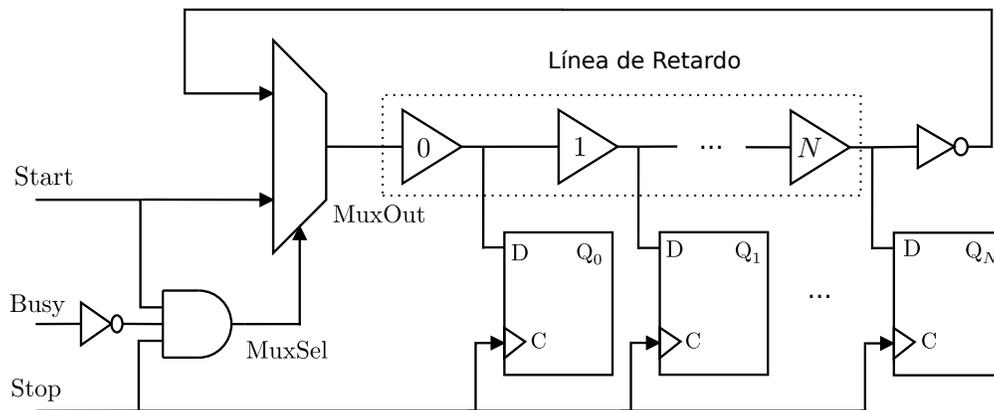


Figura 139. Arquitectura del TDC implementado en MuTe. La entrada de la línea de retardo cambia dependiendo del estado de las entradas *Start*, *Stop* y *Busy*. Un contador cuenta las oscilaciones de la entrada realimentada (contador grueso). El vector Q almacena el estado de la línea de retardo (contador fino).

El número de unos o ceros almacenado en las celdas de muestreo debe ser decodificado dependiendo del estado de la señal (*MuxSel*). Si la señal está en alto, el decodificador contará el número de unos (S_2), si la señal está en cero, el decodificador cuenta el número de ceros (S_3). Esta tarea se ejecuta mediante la máquina de 4 estados que se expone en la Fig. 141. El valor del contador se reinicia cuando la señal *MuxSel* es cero.

La simulación del TDC se muestra en Fig. 142. Para apreciar el pequeño desplazamiento temporal en la señal debido a las celdas de retardo (*unreg*) el entorno de simulación de ISE se configuró en modo Post-Route. La línea de retardo genera un retardo total de ~ 3.7 ns.

6.2. Clasificador de trayectoria

El sistema ToF de MuTe también determina la dirección de incidencia de las partículas cargadas. Un circuito detector de fase realiza esta tarea dependiendo de cual señal (*Start* o *Stop*) arriba primero. Si es la señal *Start*, el evento se clasifica con la etiqueta 1, por el contrario, si es la señal *Stop*,

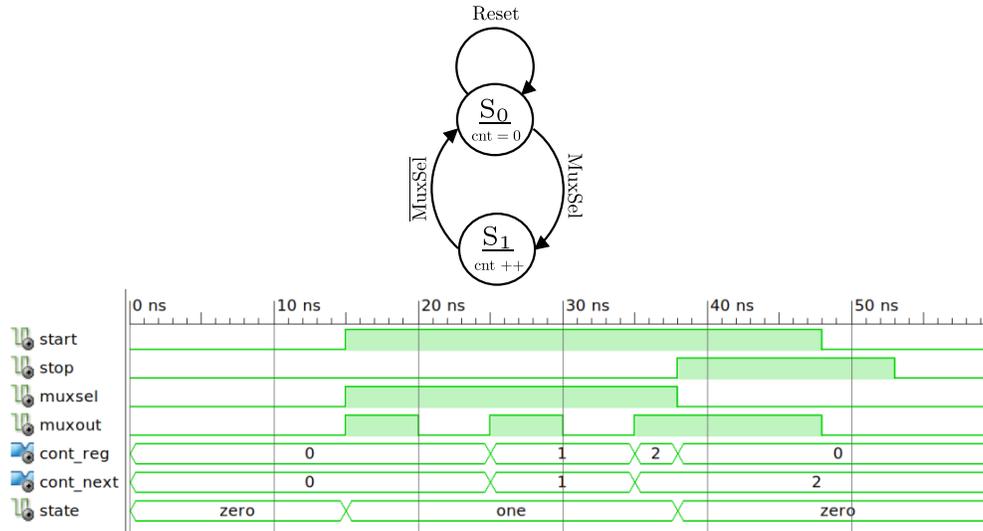


Figura 140. Máquina de estados encargada de contar los ciclos del oscilador de anillo. El estado S_0 de inicio pasa al S_1 cuando la señal *MuxSel* se activa. En el estado S_1 un contador aumenta su valor con cada flanco ascendente en la señal realimentada.

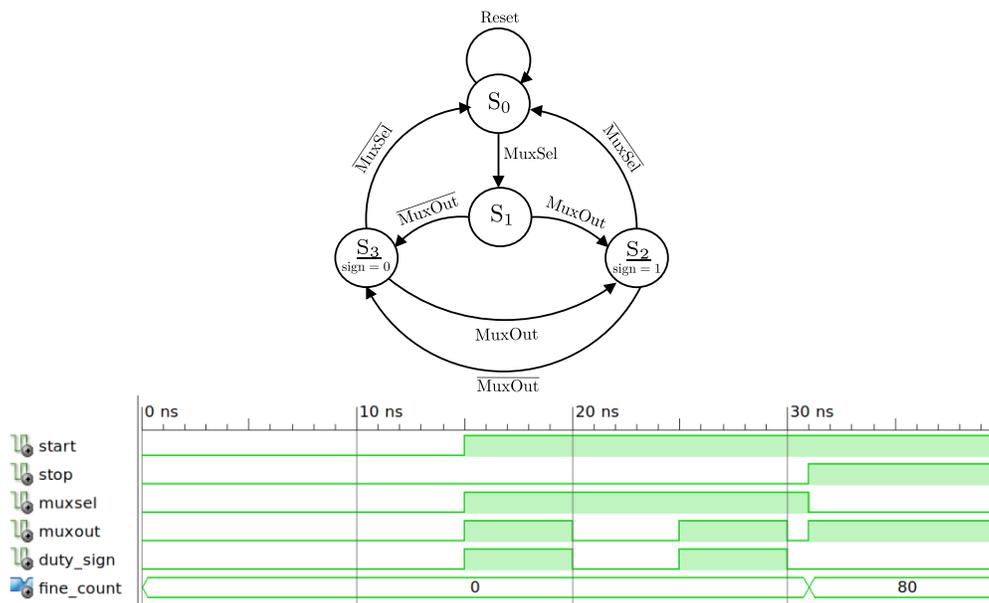


Figura 141. Máquina de estados encargada de decodificar el estado de la línea de retardo. El estado de la señal *duty_sign* determina si el contador *fine_count* cuantifica los unos (alto) o ceros (bajo) de la línea de retardo.

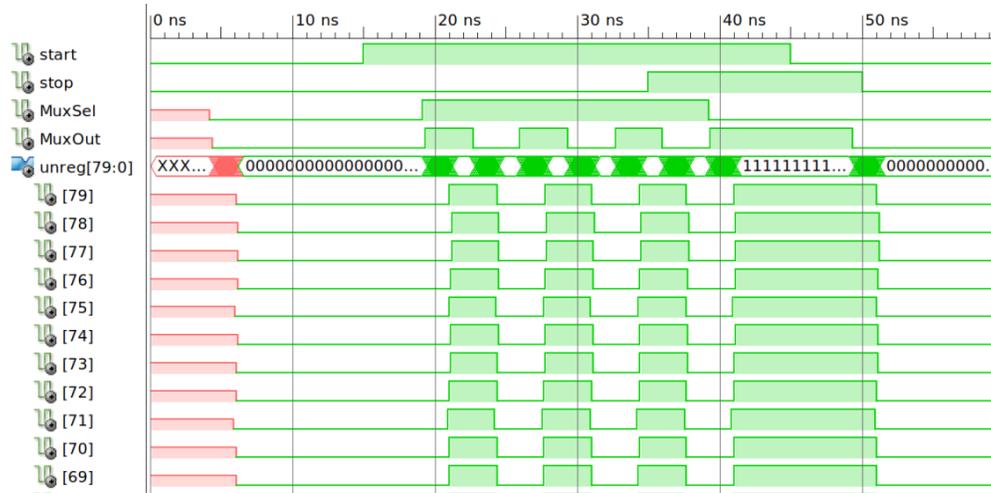


Figura 142. Simulación del TDC de MuTe. La señal *MuxSel* se activa en el intervalo de tiempo comprendido entre la señal *Start* y *Stop*. En ese lapso la señal realimentada (*MuxOut*) del oscilador es retrasada por cada celda (*unreg[i]*) de la línea de retardo. La señal *MuxSel* se desactiva cuando finaliza la señal *Stop*.

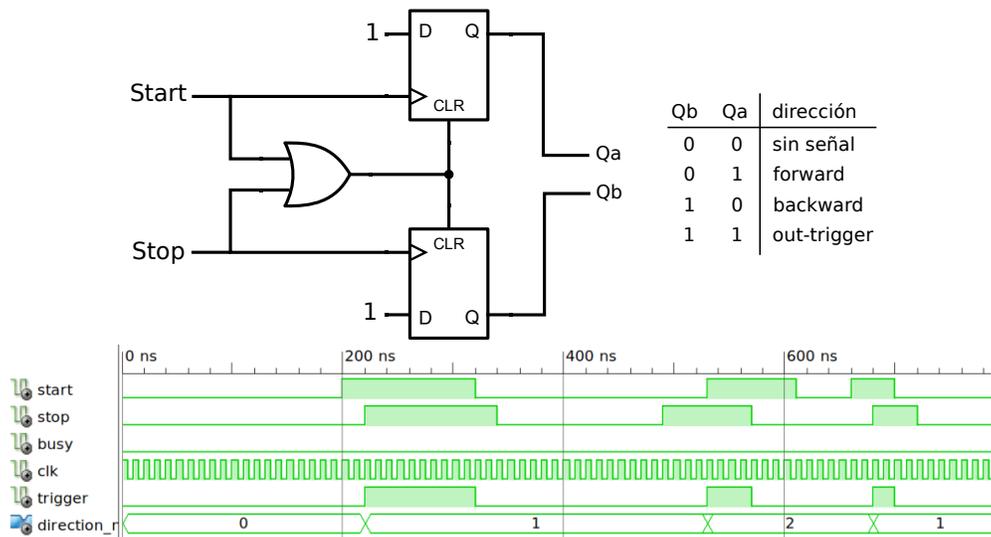


Figura 143. Circuito encargado de determinar la dirección de la partícula incidente. Si la señal *Start* arriba primero, el detector de fase asigna la etiqueta 1 al evento, si por el contrario es la señal *Stop*, el detector de fase asigna la etiqueta 2.

el evento se clasifica con la etiqueta 2. La clasificación del evento se valida con la señal *Trigger*. El circuito clasificador y su simulación se muestran en la Fig. 143.

6.3. Sincronización temporal de eventos

Los eventos detectados en coincidencia por el hodoscopio son estampados temporalmente a través de un contador de ciclos del reloj de la FPGA (100 MHz). El contador se sincroniza globalmente con la señal PPS del GPS. Cuando ocurre un flanco de subida en la señal PPS el valor del contador se reinicia. En la Fig. 144 se muestra la máquina de estados encargada de contar los ciclos de reloj y estampar los eventos.

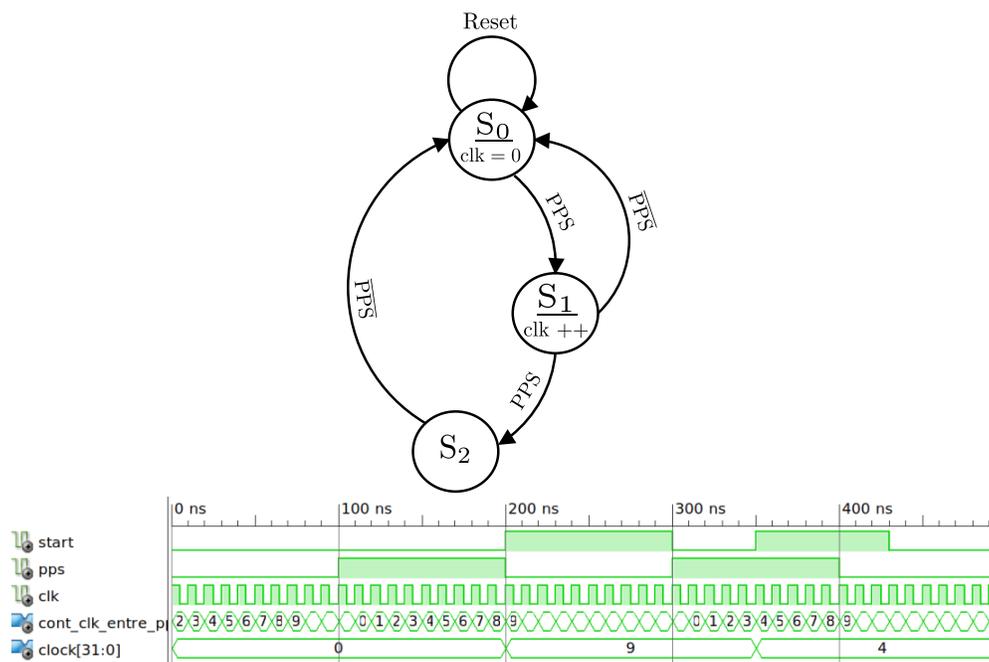


Figura 144. Máquina de estados encargada de estampar temporalmente los eventos del hodoscopio. El contador (*cont_clk_entre_pps*) cuenta los pulsos del reloj (*clk*) entre cada señal PPS. La variable *clock* almacena el valor del contador en el instante que se activa la señal *Start*.

En la simulación se emuló una señal PPS de 200 ns de período para disminuir el costo computacional. En cada flanco ascendente de la señal PPS el contador (*cont_clk_entre_pps*) se

reinicia. Cuando la señal *Start* se activa, la máquina de estado retiene el valor del contador en la variable *clock*. El valor real de tiempo se determina multiplicando el valor del contador ($clock + 1$) por la resolución del reloj de la FPGA (10 ns). En este ejemplo vemos que un evento ocurre en 100 ns y el otro en 50 ns.

La sincronización global de MuTe mediante GPS permite hacer el cruce de datos entre el hodoscopio y el WCD para determinar las tasas de detección y efectuar la clasificación de los eventos (electrones/positrones y muones).

6.4. Calibración del TDC

La calibración del TDC consta de dos etapas: calibración de la línea de retardo y calibración de oscilador de anillo. La calibración de la línea de retardo se realizó inyectando una señal cuadrada de 200 Hz desde un generador de señales (Tektronix AFG1022) y observando su retraso después de pasar por secciones compuestas de 10 celdas (Fig. 145).

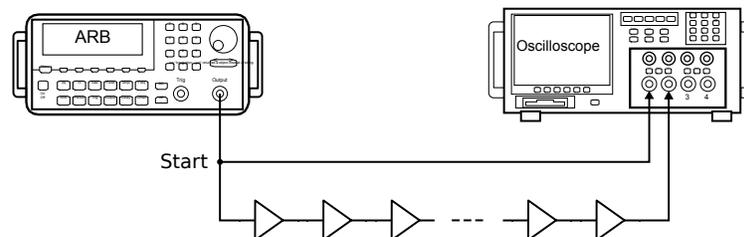


Figura 145. Montaje experimental de la calibración de la línea de retardo. El generador de señales (ARB) inyecta una señal cuadrada a la línea de retardo mientras el osciloscopio estima el intervalo de tiempo entre a señal retrasada y la señal original.

Un osciloscopio (Tektronix TBS2104) registra la señal de estimulación y la señal retrasada para medir el intervalo de tiempo entre ambas. Esta prueba se llevo a cabo para dos líneas de retardo implementadas en dos secciones diferentes (a y b) de la FPGA como se muestra en la Fig. 146.

Los datos son ajustados a una recta mostrando un error promedio de 40.9 ± 26 ps. Las 100

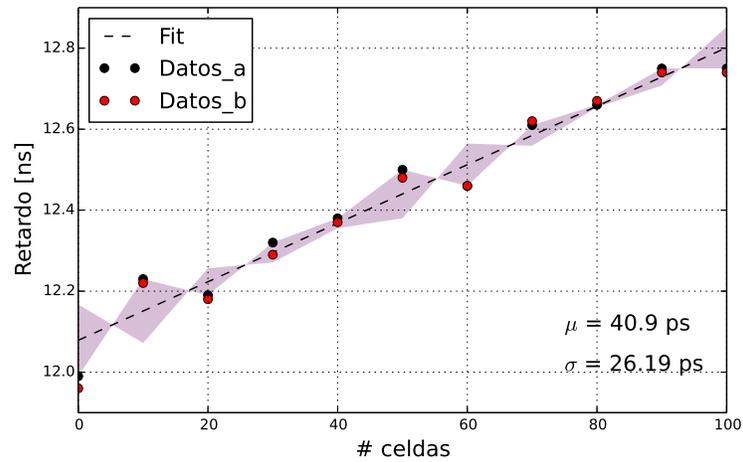


Figura 146. Curva de calibración de la línea de retardo. Las dos líneas (a y b) de 100 etapas muestran un comportamiento lineal con un error promedio de 40.9 ps.

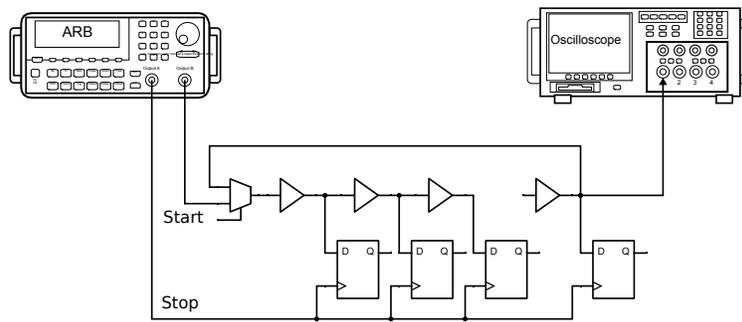


Figura 147. Montaje experimental de la calibración del oscilador de anillo. El generador de señales (ARB) inyecta dos señales cuadradas (*Start* y *Stop*) al TDC mientras el osciloscopio mide la señal generada por el oscilador.

etapas generan un retardo total de 700 ps significando un retardo de 7 ps/celda. Teniendo en cuenta el error de medición este valor se incrementa a ~ 41 ps/celda. La curva presenta un offset temporal de ~ 12 ns debido a la distancia entre la entrada exterior del TDC y el circuito en la FPGA. Este valor se contrarresta mediante la longitud del cableado durante la instalación del dispositivo en el hodoscopio.

El oscilador de anillo el TDC se estimuló variando el desfase temporal de dos señales de

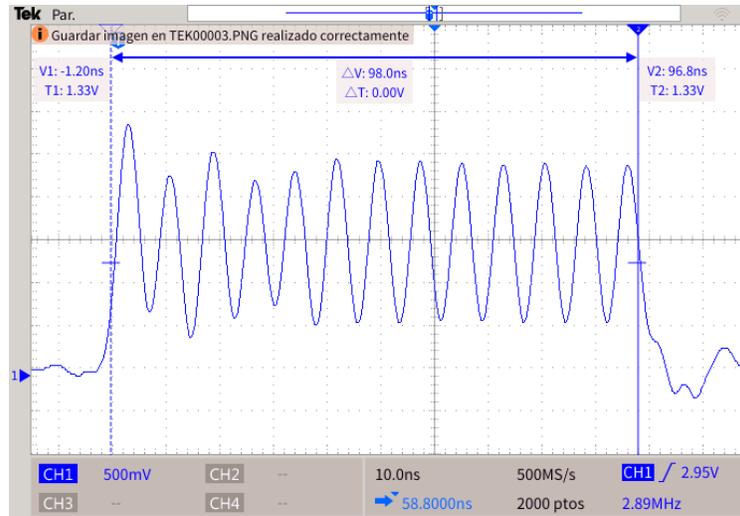


Figura 148. Salida del oscilador de anillo para un retraso entre la señal *Start* y *Stop* de 100 ns. El período de oscilación es ~ 7.7 ns.

entrada (*Start* y *Stop*) entre 0 y 100 ns. El montaje experimental se muestra en la Fig. 147.

Teniendo en cuenta que cada etapa tiene un retardo de ~ 41 ps, el período de oscilación esperado para 100 etapas es ~ 8.2 ns. En la Fig. 148 se muestra la salida del oscilador de anillo para un desfase temporal de las entradas de 100 ns. En este caso, se registran 13 oscilaciones indicando un período de oscilación ~ 7.7 ns.

La Fig. 149 indica el conteo de los ciclos de oscilación dependiendo del tiempo de retardo entre *Start* y *Stop*. La linealidad del TDC disminuye a medida que el rango aumenta por encima de 60 ns. La región óptima de medición se ubica por debajo de 50 ns donde el periodo de oscilación es ~ 8.3 ns -130 ps arriba de lo esperado.

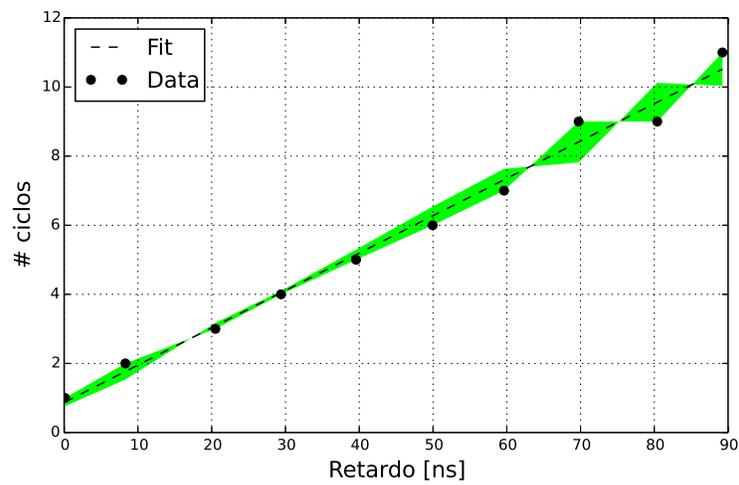


Figura 149. Curva de calibración del oscilador de anillo. Por encima de 60 ns el error de medición aumenta hasta 500 ps en 90 ns. Por debajo de 50 ns el período por oscilación es de ~ 8.3 ns difiriendo en 130 ps del esperado (8.2 ns).

7. Servidor central y comunicaciones

MuTe cuenta con un servidor central encargado de recolectar información desde el hodoscopio y WCD para evaluar el estado del detector. El servidor central (*Cubieboard 2*) se comunica con los paneles centelladores y el WCD mediante una intranet creada por el enrutador. El servidor central reporta a un servidor remoto información relevante que indica el funcionamiento de MuTe y hace una copia de seguridad de los datos del hodoscopio en un disco duro (1 TB) cada 24 horas. El sistema de comunicaciones se expone en la Fig. 150.

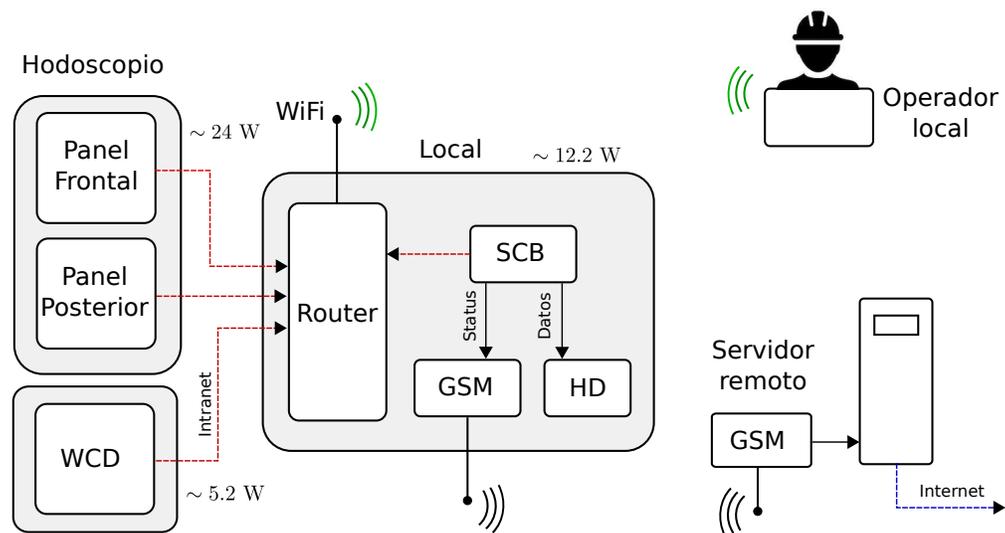


Figura 150. Red de comunicación interna del detector MuTe. El servidor central obtiene los datos provenientes del hodoscopio y el WCD a través de una red interna creada por el enrutador TP-Link TL-WR840N. Los datos pre-analizados son almacenados en un disco duro local y enviados vía GSM hacia un servidor remoto. MuTe crea una red WiFi local para llevar a cabo pruebas de funcionamiento *in-situ*.

El reporte del estado de funcionamiento de MuTe se hace vía mensajes de texto (SMS) por el sistema global para las comunicaciones móviles (GSM). Esta metodología se usa teniendo en cuenta que los edificios volcánicos en Colombia generalmente se ubican en sitios de difícil acceso sin conexión a internet. En el Anexo 8 se muestra el mapa de cobertura de la red GSM usada en

este proyecto.

El sistema de comunicaciones de MuTe se conforma de una intranet que permite la comunicación interna de los componentes del detector, una red WiFi local que permite al operario acceder al detector para hacer tareas de mantenimiento y evaluación y un módulo GSM de transmisión remota.

La intranet se despliega usando un enrutador TP-Link TL-WR840N²³ de bajo consumo (~5 W) el cual consta de 4 puertos LAN y un puerto WAN de 10/100 Mbps.

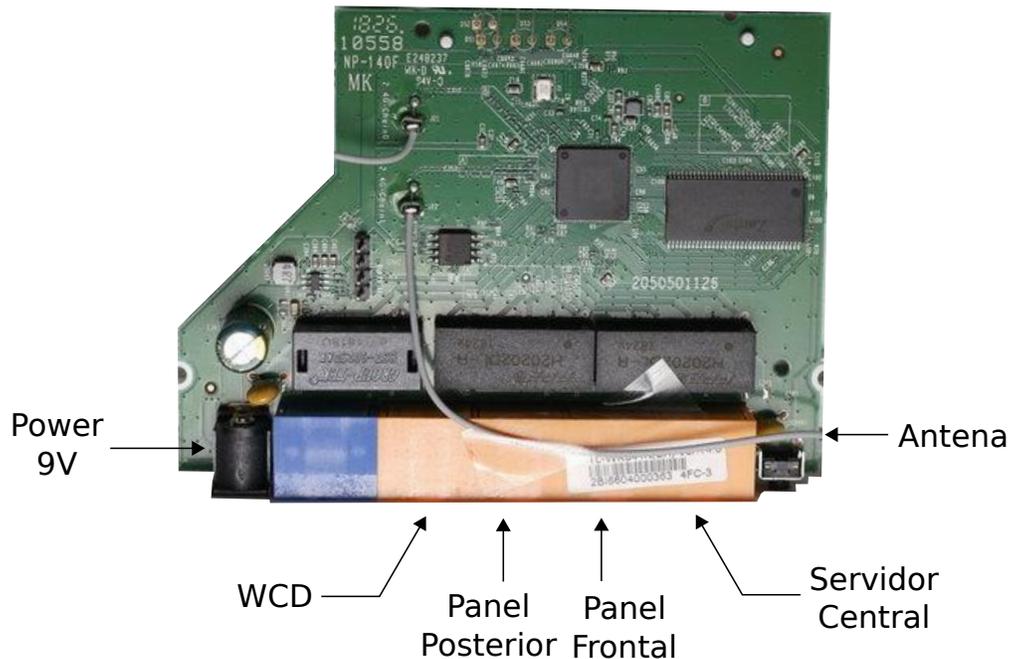


Figura 151. Enrutador TP-Link TL-WR840N. El enrutador posee 4 puertos LAN de 10/100 Mbps donde se conectan el WCD, el panel frontal, el panel trasero y el servidor central.

En la Fig. 151 se muestra la tarjeta enrutadora y el orden de conexión de los componentes

²³ <https://www.tp-link.com/in/home-networking/wifi-router/tl-wr840n/>

de Mute. Cada uno de los subdetectores cuenta con una dirección IP fija que permite mantener la estabilidad del sistema de comunicación interna. Las direcciones IP se exponen en la tabla 9.

Tabla 9

Direcciones IP de los dispositivos componentes de MuTe

Componente	IP
Central	192.168.0.204
WCD	192.168.0.205
Panel frontal	192.168.0.201
Panel trasero	192.168.0.200

MuTe usa el módulo GPRS/GSM ITEAD SIM900 con capacidad multibanda 850/900/1800/1900 MHz (ver Fig. 152). Este se comunica via comandos AT a través de un protocolo serial a 115200 bps. El módulo consume ~ 2.5 W (5.5 V/500 mA) y soporta encendido por software.



Figura 152. Módulo de comunicación GPRS/GSM ITEAD SIM900. Los LED Status y Network determinan el estado del módulo GSM (encendido/apagado) y de la conexión a la red (sin registro/registrado/conectado). La interfaz de control permite transmitir o recibir datos mediante comandos AT a través del protocolo serial.

El módulo GSM cuenta con dos botones para encender y reiniciar la comunicación. Dos LED (NET y STATUS) indican el estado del módulo y de conexión a la red GSM mediante patrones de parpadeo como indica la tabla 10. Un puerto de control permite realizar tareas de envío y recepción de datos a través del protocolo serial. Las funciones de los pines que conforman el puerto se muestran en la tabla 11.

Tabla 10

Estado del LED NETSTATUS

Estado	Descripción
Off	SIM900 apagado
64 ms On/800 ms Off	SIM900 sin registro en la red
64 ms On/3000 ms Off	SIM900 registrado en la red
64 ms On/300 ms Off	Comunicación GPRS establecida

El estado del detector se envía cada 24 horas en un SMS de 140 bytes (caracteres). La información enviada al servidor remoto indica: el estado de conexión del detector (1 byte), el consumo eléctrico de los paneles centelladores (4 bytes), la tasa de detección del hodoscopio (1 byte), la tasa de detección del WCD (1 byte), la temperatura del hodoscopio (2 bytes), la temperatura del WCD (1 byte) y el histograma de disparo por trayectoria del hodoscopio (123 bytes).

Tabla 11

Interfaz de control del módulo GSM ITEAD SIM900.

Pin		Descripción
1	Rst	Reset
2	P	Encendido
3	Tx	Recepción de datos
4	Rx	Transmisión de datos
5	DT	Depurador de transmisión
6	DR	Depurador de recepción
7	-	GND
8	+	VCC

8. Desempeño del MuTe

8.1. Flujo horizontal de muones

El MuTe fue instalado en las afueras del edificio Álvaro Beltrán de la Universidad Industrial de Santander con el fin de evaluar su desempeño y autonomía. El detector fue configurado inicialmente en dirección horizontal (0° de elevación) con una separación entre los paneles del hodoscopio de 250 cm como se muestra en la Fig. 153.

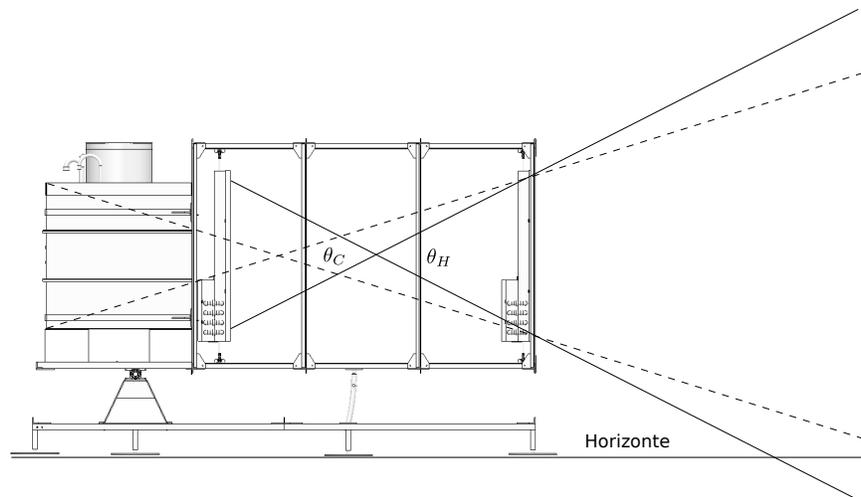


Figura 153. Configuración del detector MuTe para la medición del flujo horizontal. La separación entre paneles de 250 cm genera una apertura en el hodoscopio de $\theta_H = 50^\circ$ y en coincidencia WCD-Hodoscopio de $\theta_C = 32^\circ$.

La apertura del hodoscopio ($\theta_H = 50^\circ$) es mayor a la apertura del detector en coincidencia WCD-Hodoscopio ($\theta_C = 32^\circ$). Teniendo en cuenta lo anterior, se estima que los eventos detectados en coincidencia WCD-Hodoscopio son el $\sim 62\%$ de los detectados por el hodoscopio. En la Fig. 154 se muestra la tasa de eventos detectado por el panel frontal (azul), trasero (verde) y el WCD-Hodoscopio (rojo) durante 14 horas. La tasa promedio para los paneles es 3.2 eventos/s y para el WCD es de 1.5 eventos/s siendo 25 % menor al flujo esperado (~ 2 eventos/s). Esta disminución ocurre ya que el WCD tiene un punto ciego de detección donde se posiciona el PMT y una

eficiencia no-ideal ($\sim 75\%$).

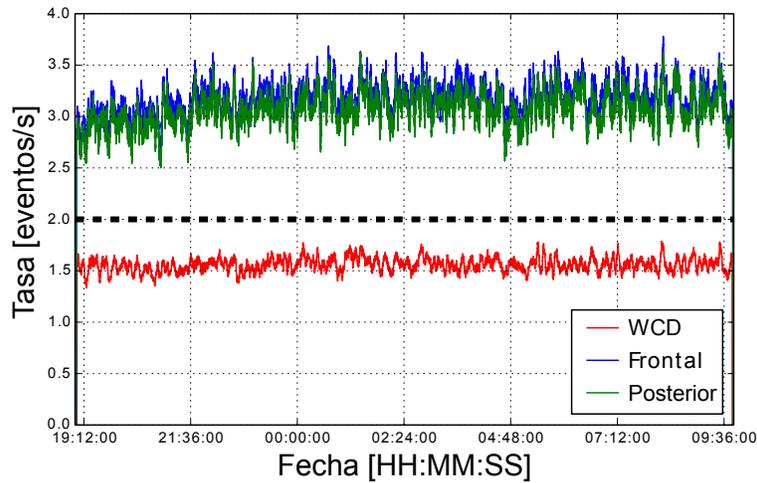


Figura 154. Flujo horizontal medido por el detector MuTe. Los paneles centelladores frontal (azul) y posterior (verde) registran un flujo promedio de 3.2 eventos/s mientras que en coincidencia WCD-Hodoscopio (rojo) el flujo es de 1.5 eventos/s, 25 % menor al esperado (línea punteada) (Peña-Rodríguez y cols., 2020).

Los eventos detectados en coincidencia WCD-Hodoscopio (rojo) a su vez representan $\sim 2\%$ de los eventos detectados por el WCD (azul) como expone la Fig. 155. Esta reducción ocurre por dos razones: el flujo de partículas a ángulos cuasi-horizontales es dos órdenes de magnitud menor que el flujo vertical (0° cenit); el ángulo sólido del WCD es 4π sr mientras que para el detector en coincidencia WCD-Hodoscopio es $\sim 0.45\pi$ sr.

El histograma de carga de los eventos en coincidencia WCD-Hodoscopio determina la composición de los eventos detectados. En ésta se muestra un dominio de partículas de la componente electromagnética y muónica, además se observa una tercera joroba arriba de 400 MeV generada por la incidencia de varias partículas con una diferencia temporal relativa < 300 ns (tamaño de muestra del WCD). Esta tercera componente será analizada en detalle más adelante.

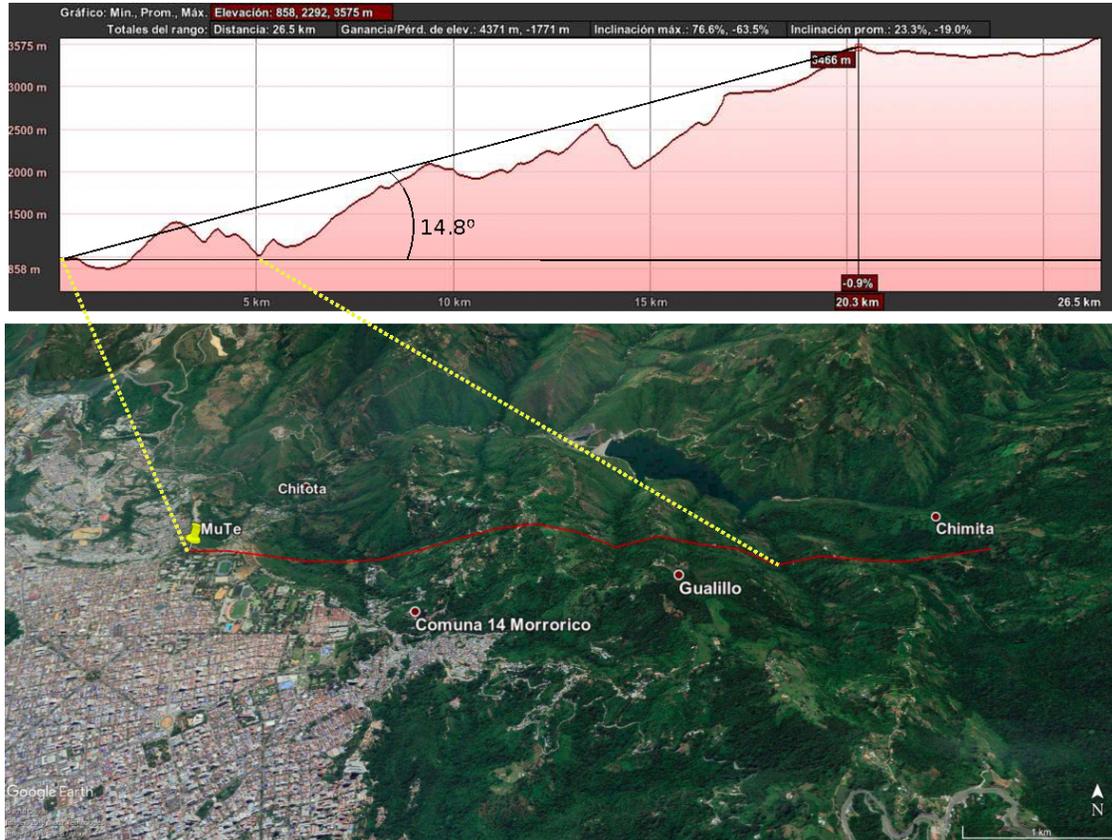


Figura 156. Perfil de elevación de la línea de vista del detector MuTe (línea roja). El detector es elevado $\sim 15^\circ$ cubriendo un rango cenital de 50° a 90° y 10° bajo el horizonte.

para una trayectoria dada es

$$-\ln \frac{\Phi}{\Phi_0} = \int_L \mu dx \quad (38)$$

La transmitancia se define como la fracción de la radiación incidente que atraviesa un objeto,

$$T = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (39)$$

La ley de Lambert-Beer en términos de la transmitancia es

$$-\ln T = \int_L \mu dx \quad (40)$$

Por otro lado, el coeficiente lineal de atenuación se define como

$$\mu = \kappa \rho \quad (41)$$

donde κ es la opacidad o coeficiente másico de atenuación dado en [cm^2g^{-1}] y ρ es la densidad del material.

Entonces la ley Lambert-Beer se transforma en

$$-\ln T = \int_L \kappa \rho dx \quad (42)$$

Comparando la ecuación 42 con la definición de opacidad presentada por Lesparre et al. (2010) (Lesparre y cols., 2010)

$$\rho = \int_L \rho dx \quad (43)$$

encontramos que

$$\rho = -\frac{1}{\kappa} \ln T \quad (44)$$

donde ρ es dada en [g cm^{-2}]. Si suponemos una densidad homogénea $\bar{\rho}$ a lo largo de la trayectoria L , obtenemos

$$\rho = -\frac{1}{\kappa} \ln T = -\frac{1}{\kappa} \ln \frac{\Phi}{\Phi_0} = \bar{\rho} L \quad (45)$$

y la densidad promedio es

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{L} \quad (46)$$

MuTe registró el flujo de partículas Φ durante dos meses para obtener el muograma de la cadena montañosa. El flujo a cielo abierto Φ_0 fue estimado teniendo en cuenta el modelo obtenido desde los datos registrados en la etapa de calibración del hodoscopio. En este caso, se estimó el flujo a cielo abierto para la apertura angular y elevación del detector como muestra la Fig. 157. Para un ángulo cenital de 50° el flujo es de $320 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ dia}^{-1}$, mientras que para ángulos mayores a 90° cenitales el flujo esperado es cero. La línea punteada representa el horizonte.

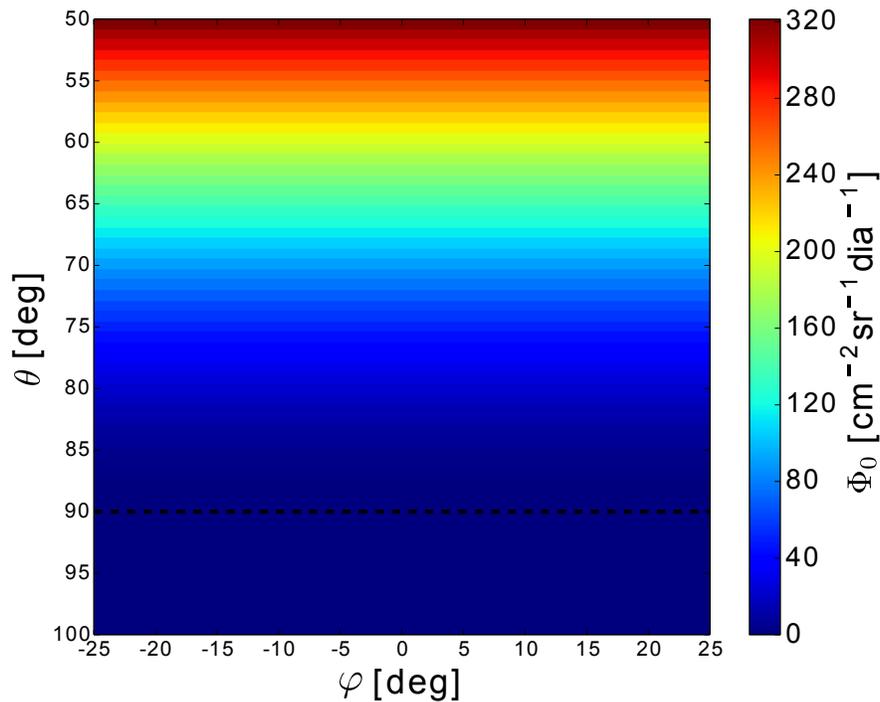


Figura 157. Flujo a cielo abierto esperado en la ventana de observación de MuTe para una elevación de 15° . A 50° cenit (θ) el flujo alcanza $320 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ day}^{-1}$ mientras que para ángulos bajo la horizontal (línea punteada) el flujo es cero. La apertura azimutal (φ) es de 50° .

En la Fig. 158 se expone el muograma obtenido a partir del flujo medido durante dos meses. En las zonas de cielo abierto ($\theta > 70^\circ$) el logaritmo de la transmitancia es ~ 0 indicando que el flujo a cielo abierto y el medido son similares. Para la región montañosa los valores decrecen indicando la disminución del flujo medido.

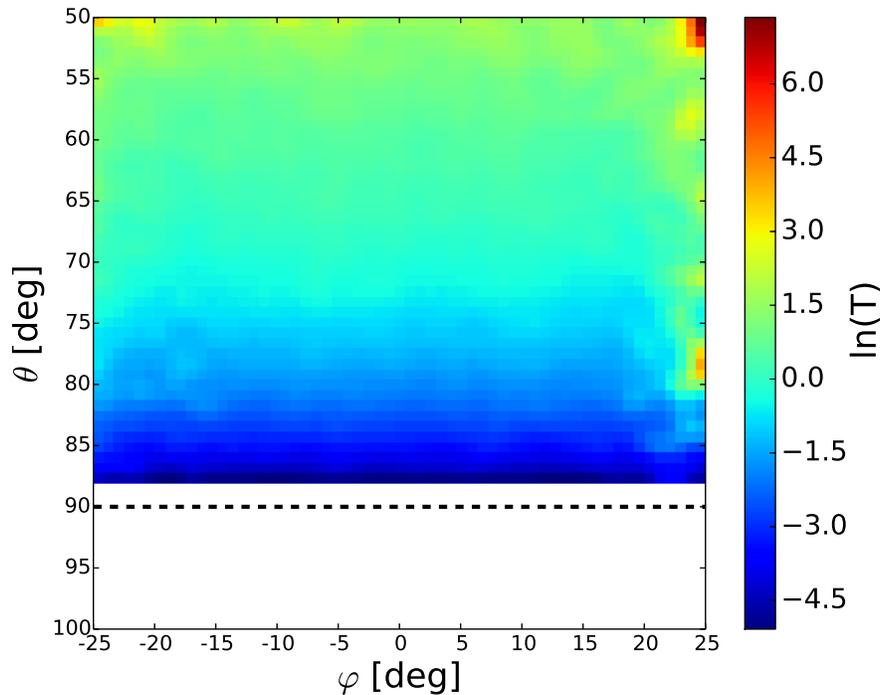


Figura 158. Muograma obtenido con el flujo registrado por MuTe durante dos meses a una elevación de 15° . El muograma se representa por el logaritmo de la transmitancia. Para las zonas de cielo abierto ($\theta > 70^\circ$) la transmitancia es alrededor de 1 ($\ln(T) = 0$) mientras que para la zona montañosa la transmitancia disminuye ($\ln(T) < 0$). Bajo la horizontal (línea punteada) el flujo a cielo abierto es cero y por lo tanto la transmitancia será infinita.

8.3. Clasificación de ruido por pérdida de energía

Los eventos registrados por MuTe son contaminados por varias fuentes (ver sección 3). La primera etapa de discriminación del ruido de fondo se hizo mediante la medición de la energía depositada.

La Fig. 159 expone el conteo promedio por hora de los eventos registrados en coincidencia WCD-Hodoscopio dependiendo de su energía depositada en el WCD. Los eventos detectados se dividen en tres clases: electromagnéticos, muones y múltiple partícula. Los electromagnéticos (fotones, electrones y positrones) tienen una pérdida de energía menor a 180 MeV representando el 36% de los eventos. La componente muónica representa el 33.6% de los eventos en el rango $180 \text{ MeV} < E_d < 400 \text{ MeV}$ con una media de 240 MeV (VEM).

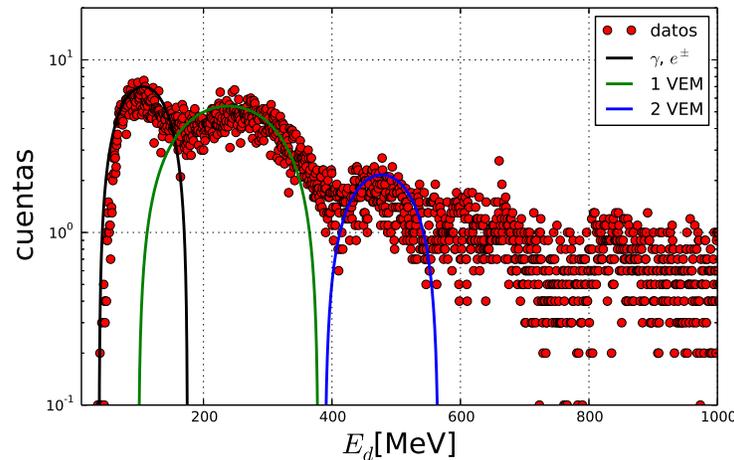


Figura 159. Energía depositada por el número de partículas promedio que cruzan el detector MuTe durante una hora. La componente dominante es la electromagnética (negra) por debajo de los 180 MeV conteniendo el 36% de los eventos. La componente muónica (verde) de $180 \text{ MeV} < E_d < 400 \text{ MeV}$ representa el 33.6%. Los eventos de múltiple partícula depositan energías $> 400 \text{ MeV}$ teniendo mayor ocurrencia los eventos compuestos por dos muones (azul).

La componente de múltiple partícula se caracteriza por depositar energías mayores a 400 MeV -energía depositada por un muón que recorre el WCD de esquina a esquina. Esta se genera por partículas que arriban simultáneamente al detector y depositan su energía en el WCD en un tiempo relativo menor a 300 ns (ventana de muestreo del WCD).

Esta clase aporta el 30.4% de los eventos, siendo los eventos compuestos por dos muones los de mayor ocurrencia. En el histograma se observa una joroba alrededor de 480 MeV causada por la incidencia de dos muones en el WCD (2 VEM). Para que los eventos de múltiple partícula arriben con una diferencia $< 300 \text{ ns}$ deben ser generados en la misma EAS. Estos eventos serán denominados como: correlacionados de múltiple partícula. En la siguiente sección se abordarán desde un análisis temporal.

Los eventos pueden ser también clasificados en un espacio de características de dos dimensiones usando la metodología presentada en (Salazar Villasenor, 2008; Jeronimo, 2003). En la Fig.

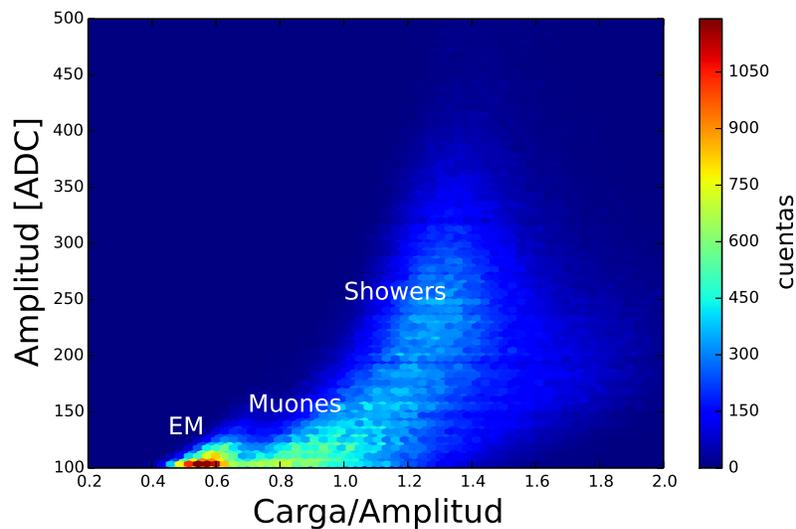


Figura 160. Separación de las componentes del flujo de partículas mediante la amplitud y el cociente carga/amplitud. La componente electromagnética y la muónica forman dos grupos definidos alrededor de 0.6 y 0.9 respectivamente. Los eventos de múltiple partícula (showers) se dispersan en una cola ascendente de 1 a 1.45.

160 se muestra la distribución de eventos teniendo en cuenta la amplitud y el cociente carga/amplitud. Este tipo de representación ofrece mayor información al algoritmo clasificador facilitando su trabajo.

8.4. Análisis temporal de los eventos

En muografía los eventos pueden ser generados por partículas individuales o por varias partículas correlacionadas y no-correlacionadas (no provienen de la misma EAS) que inciden sobre los paneles emulando la trayectoria de una partícula individual.

En la Fig. 161 se expone el tiempo de vuelo de las partículas que inciden sobre MuTe medidas mediante el módulo TDC7200²⁴. Los eventos de partículas individuales y correlacionados tienen un ToF con un rango entre 2 a 30 ns. Los eventos no-correlacionados tienen una diferencia

²⁴ <https://www.ti.com/product/TDC7200>

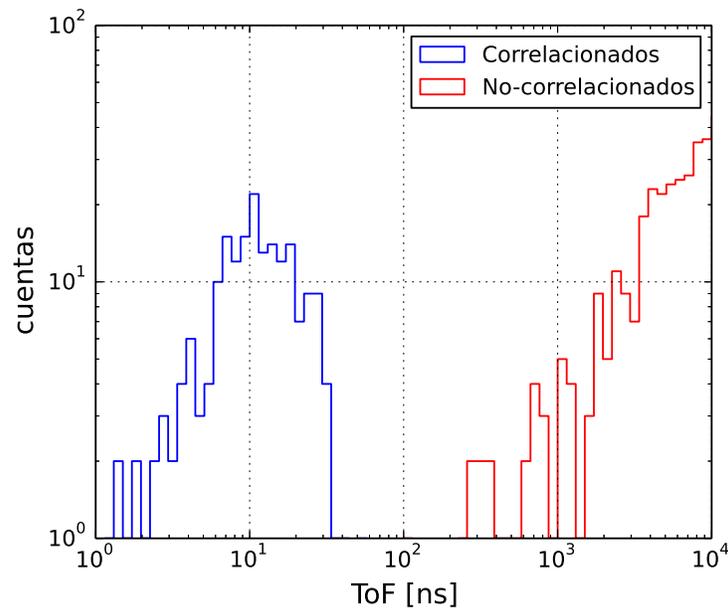


Figura 161. Tiempo de vuelo de las partículas que inciden sobre el detector MuTe. Los eventos de partícula simple y correlacionados (azul) muestran un ToF menor a 40 ns mientras que los eventos no-correlacionados (rojo) tienen un ToF mayores a 300 ns.

temporal entre la incidencia de cada partícula mayor a 300 ns. A medida que aumenta la diferencia temporal entre las partículas no-correlacionadas aumenta también su ocurrencia, sin embargo la probabilidad que ocurra un evento por partículas no correlacionadas con una diferencia temporal por debajo de 200 ns es de ($\sim 0.05\%$).

Es importante mencionar que ambas clases de eventos tienen una región de separación clara entre 50 y 300 ns facilitando la tarea discriminación para detectores que tengan una resolución temporal de decenas de nanosegundos.

En MuTe se registran solamente eventos con ToF menor a 100 ns como muestra la Fig. 162. Estos eventos se caracterizan por tener un valor medio de ~ 9.3 ns. En un hodoscopio ideal (sin retardos en las barras centelladoras) se espera MuTe registre ToF en un rango de 8.3 ns-11.6 ns para una separación de 2.5 m. Sin embargo, el rango de medición esperado es de 2.53 ns-20.9 ns

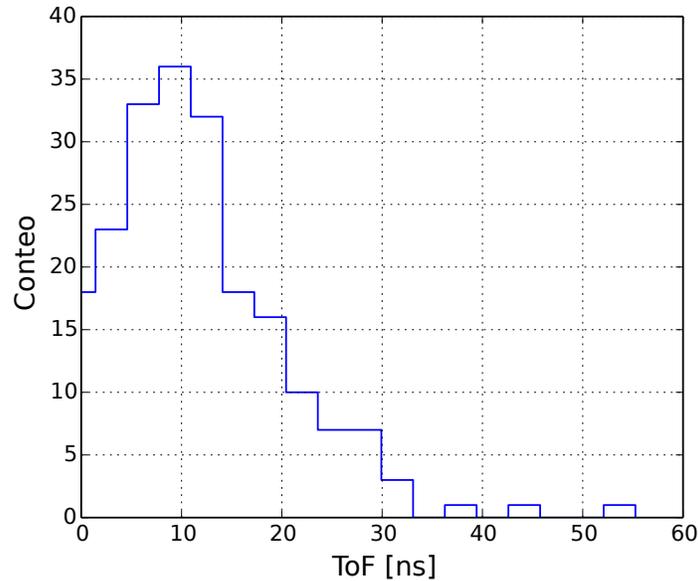


Figura 162. Tiempo de vuelo de las partículas detectadas por MuTe. El rango de ToF esperado es de 2.53 ns-20.9 ns teniendo en cuenta el retraso de la señal en las barras centelladoras que componen el hodoscopio.

teniendo en cuenta el retardo de la señal en las barras centelladoras.

Para la estimación del momento de las partículas incidentes se corrige el retraso temporal causado por las barras centelladoras teniendo en cuenta la matriz de retraso estimada en la sección 4.8.3.

8.5. Partículas de trayectoria inversa

Las partículas de trayectoria inversa también afectan las mediciones en muografía. Como se ha mencionado anteriormente, estos eventos se generan por partículas que cruzan el detector de atrás hacia adelante y generan una traza similar a un evento frontal.

Para evaluar esta componente de ruido se midió la dirección de los eventos detectados durante 10 días. En la Fig. 163 se muestra la distribución angular del flujo frontal (izquierda) e inverso (derecha). El flujo inverso representa $\sim 22\%$ del total de los eventos registrados y depende del án-

gulo de elevación del detector.

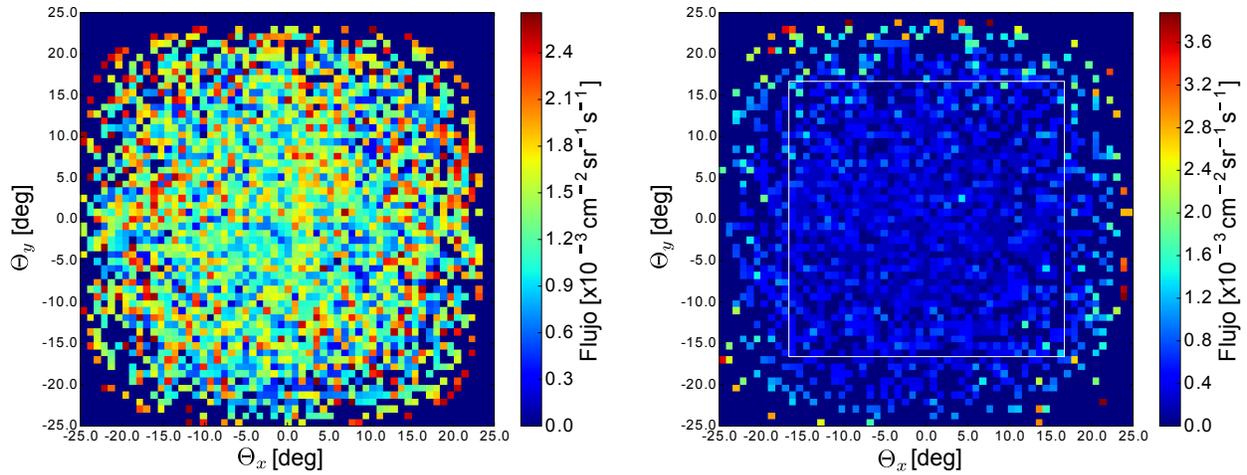


Figura 163. Distribución angular del flujo frontal (izquierda) e inverso (derecho) que incide sobre MuTe para una elevación de 15° . El flujo frontal representa el 78% de los eventos detectados alcanzando 3.23 Hz. Las partículas con energía < 240 MeV son absorbidas por el WCD (recuadro blanco) reduciendo el flujo inverso al 22%.

El WCD, ubicado en la parte posterior del hodoscopio, absorbe las partículas con energía < 240 MeV disminuyendo el flujo inverso. En el histograma (Fig. 163 derecha) la aceptación en coincidencia WCD-Hodoscopio se representa mediante el recuadro blanco. Los eventos de trayectoria inversa por fuera de esa ventana angular no atraviesan el WCD causando un efecto de borde cuyo flujo puede alcanzar hasta $(\sim 3.87 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1})$. El flujo promedio que recorre el WCD es $(\sim 1.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1})$.

8.6. Estimación del momentum

La estimación del momento de las partículas incidentes se hizo con el fin de filtrar los eventos que sufren de dispersión múltiple y afectan la resolución espacial del detector. El momento es calculado usando la información de ToF y de distancia recorrida en el hodoscopio por cada partícula.

La distancia recorrida fue estimada a partir de las componentes angulares de la trayectoria

(θ_x, θ_y)

$$d = \frac{D}{\cos \theta_x \cos \theta_y} \quad (47)$$

donde D es la separación entre los paneles centelladores (2.5 m).

La mayoría de trayectorias recorridas tienen una distancia de ~ 2.5 m y un ToF promedio es de ~ 9.3 ns como se muestra en la Fig. 164.

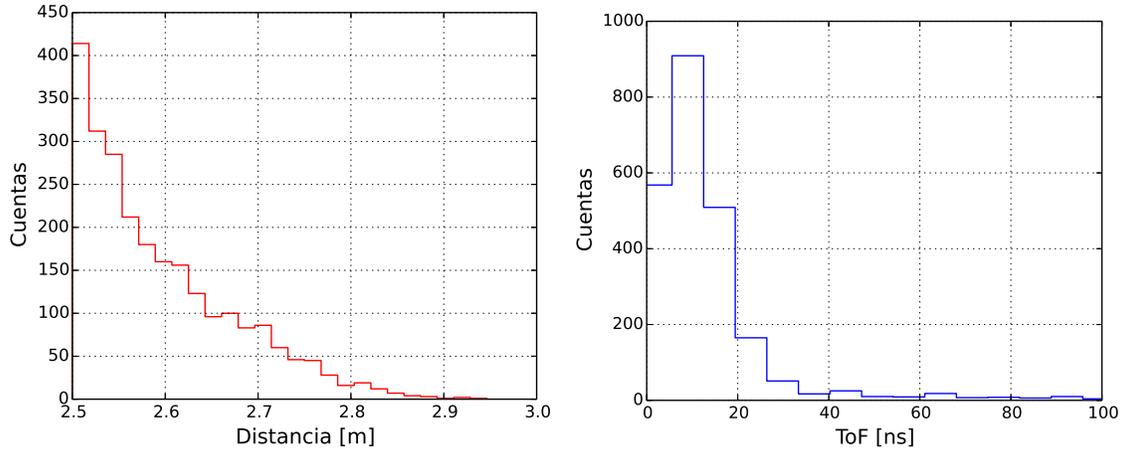


Figura 164. Distribución de distancias recorridas y tiempo de vuelo de los eventos que cruzan el hodoscopio de MuTe. La distancia recorrida de mayor ocurrencia es de 2.5 m y el ToF promedio es de 9.3 ns debido a que el hodoscopio tiene mayor aceptación para trayectorias perpendiculares.

Las mediciones de ToF fueron corregidas con el retraso temporal Δ_t inducido por las barras centelladoras. Este se define como

$$\Delta_t = \Delta_x w \tau \quad (48)$$

donde Δ_x es la distancia diferencial entre los píxeles activados en el panel delantero y trasero, w es el ancho del píxel (4 cm) y τ es el retraso en la barra centelladora (~ 77 ps/cm).

Usando la ecuación 16 se estimó el momento de la partículas para 8 días de registro. En la Fig. 165 se muestra el momento de los eventos detectados. El 54% de las partículas tiene un momento mayor a 1 GeV/c; los muones por debajo de este umbral son filtrados.

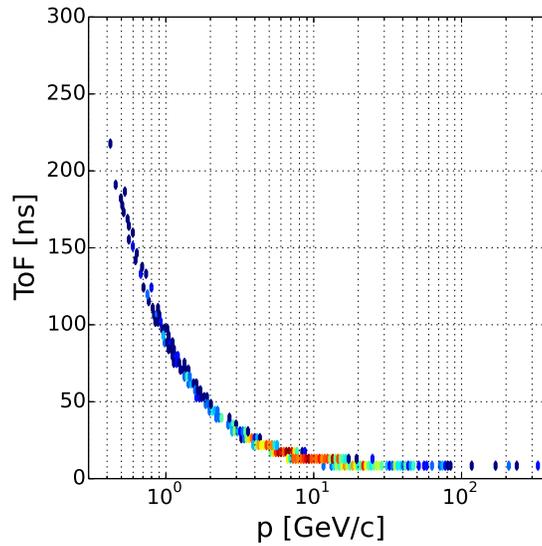


Figura 165. Momentum de las partículas que cruzan el detector MuTe. El momento promedio es de $\sim 2.4 \text{ GeV}/c$ y el 55% de los eventos están por encima de $1 \text{ GeV}/c$.

La resolución temporal efectiva en coincidencia para el hodoscopio ($\sim 138 \text{ ps}$) es igual a la resolución temporal del panel por $\sqrt{2}$ (Moses y cols., 2010). El error por píxel es $\sim 89 \text{ ps}$ tomando en cuenta la resolución espacial del píxel ($4 \text{ cm}/\sqrt{12}$) y el retardo en la barra centelladora ($77 \text{ ps}/\text{cm}$). Este valor se incrementa a $\sim 97 \text{ ps}$ sumando en cuadratura la resolución electrónica (40 ps).

8.7. Clasificación del ruido de fondo en muografía

Los eventos detectados por MuTe fueron clasificados usando su dirección de arribo, su momento y la energía depositada en el WCD. El 78% de los eventos que cruzan el detector ingresan por el frente (*forward*) mientras que el 22% restante ingresan desde atrás (*backward*).

El flujo frontal se compone de partículas con momento $< 1 \text{ GeV}/c$ (*Soft*) y $> 1 \text{ GeV}/c$ (*Hard*). La componente suave del flujo frontal representa $\sim 46\%$ y el restante conforma la componente dura la cual sufre una dispersión angular $< 1^\circ$. Esta dispersión no afecta la resolución espacial del detector ya que tiene una apertura por píxel de 1.6° . El flujo frontal está compuesto

por electrones, positrones y fotones ($\sim 36\%$), muones ($\sim 33\%$) y partículas correlacionadas que llegan en una ventana temporal < 300 ns ($\sim 30\%$).

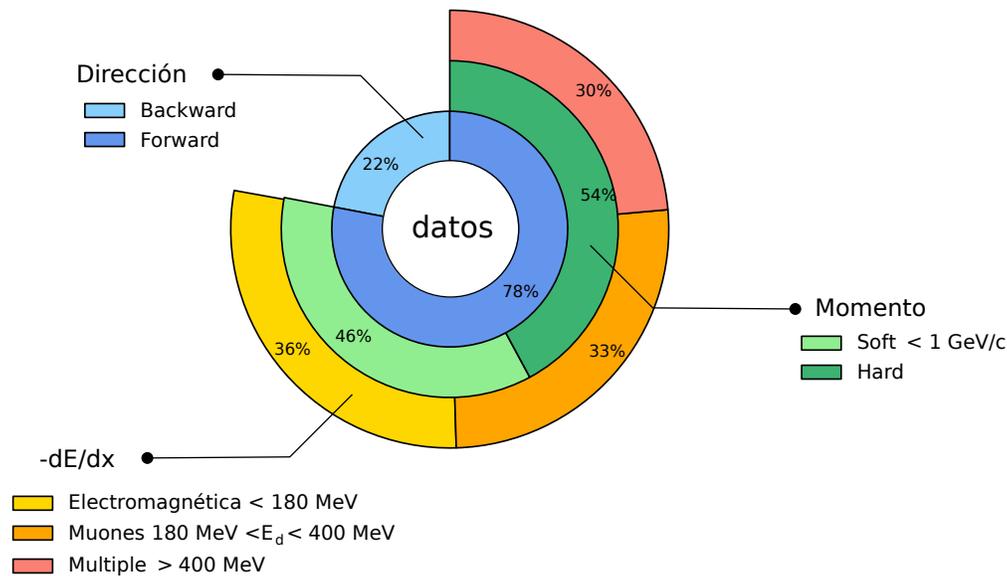


Figura 166. Clasificación de los eventos detectados por MuTe. El flujo frontal de partículas contiene el 78 % de los eventos detectados. El 54 % de estas partículas tienen un momento > 1 GeV/c. El flujo frontal tiene un 36 % de componente electromagnética, 33 % de componente muónica y 30 % de eventos de múltiple partícula.

Los resultados obtenidos concuerdan con estimaciones hechas en otros experimentos donde se indica que el flujo inverso en telescopios de muones puede alcanzar el 50 % (Jourde y cols., 2016). Además, se estima que para ángulos cenitales $> 85^\circ$ el flujo frontal generado por partículas dispersadas llega hasta 50 % (Gómez y cols., 2017).

8.8. Corrección de flujo por efecto de la temperatura

Las variaciones de temperatura pueden incidir en el flujo registrado por el hodoscopio. La función de correlación entre el flujo y la temperatura del detector se obtuvo mediante el análisis de los datos recolectados durante el mes 03/2020.

En la Fig. 167 se muestra la variación del flujo detectado por el hodoscopio y su relación con la temperatura interna de los paneles centelladores. El flujo promedio es ~ 4.2 Hz con una varianza de ~ 0.4 Hz. El flujo disminuye por debajo de 3.5 Hz cuando la temperatura interna de los paneles supera los 35°C .

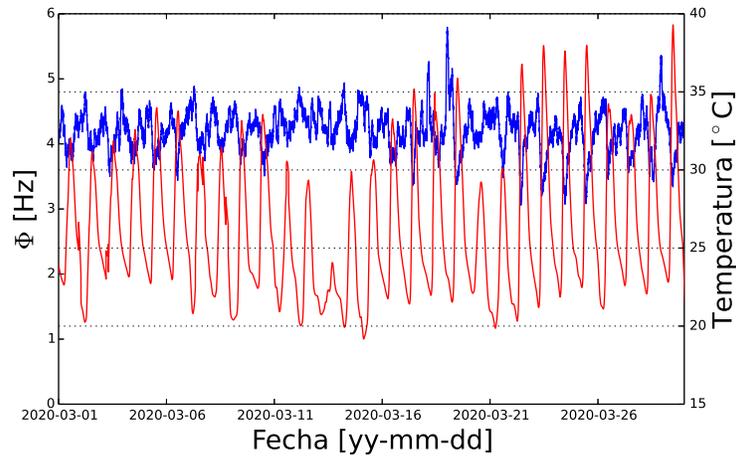


Figura 167. Correlación del flujo medido (azul) por el hodoscopio de MuTe y la temperatura (rojo) de los paneles centelladores. El flujo promedio es ~ 4.2 Hz con una varianza de ~ 0.4 Hz debido a la modulación térmica. El flujo disminuye por debajo de 3.5 Hz cuando la temperatura interna de los paneles supera los 35°C .

El flujo registrado por los paneles en función de su temperatura se modela como

$$\Phi = \alpha T + \beta \quad (49)$$

donde $\alpha = -0.057 \text{ Hz}/^\circ\text{C}$ es el cociente de cambio del flujo dependiendo de la temperatura y $\beta = 5.7$ el intercepto. El flujo corregido (Φ_c) se define

$$\Phi_c = \Phi + \Delta\Phi \quad (50)$$

con

$$\Delta\Phi = \alpha\Delta T \quad (51)$$

donde $\Delta T = T_0 - T$ es el cambio de la temperatura T respecto a $T_0 = 25^\circ\text{C}$.

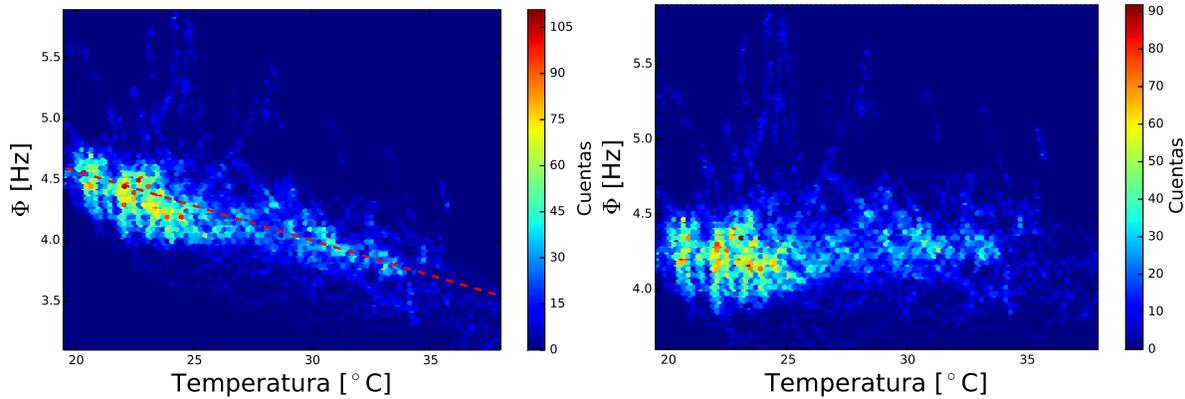


Figura 168. Dependencia térmica del flujo de partículas detectado antes (izquierda) y después (derecha) de la corrección.

La Fig. 168 expone la función de correlación entre el flujo y la temperatura. En la derecha la correlación con los datos crudos y a la izquierda la correlación después de aplicar la corrección.

La modulación del flujo se debe principalmente a la susceptibilidad de los SiPM a la temperatura. En la literatura se han empleado diversos métodos para reducir esta modulación. La implementación de un sistema de control de lazo cerrado de la temperatura de los SiPM con celdas termoelectricas es uno de ellos (Ambrosino y cols., 2014). Esta metodología tiene la desventaja de aumentar considerablemente el consumo energético del detector, lo cual limita su tiempo operacional en condiciones de autonomía y aumenta el costo de implementación.

Un segundo método disminuye la modulación del flujo controlando el voltaje de polarización de los SiPM teniendo en cuenta la curva que relaciona el voltaje de ruptura y la temperatura del SiPM (ver Fig. 85). Este método será implementado en la próxima actualización del MuTe.

La corrección del flujo se puede hacer también en la etapa de procesamiento de los datos registrados. En este caso, se usa la temperatura registrada en los paneles centelladores y la curva voltaje de ruptura/temperatura del SiPM. Este método se usa actualmente en MuTe.

8.9. Autonomía del detector

El detector MuTe ha operado sin interrupción en la adquisición por 2 meses alimentado totalmente por el sistema fotovoltaico. El voltaje que llega a los paneles centelladores varía entre 11.2 V y 13.6 V como se muestra en la Fig. 169.

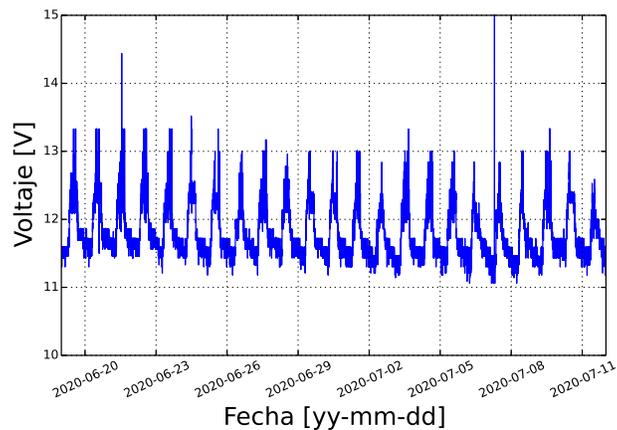


Figura 169. Voltaje de salida del sistema fotovoltaico de MuTe durante 1 mes de operación. El voltaje que llega a los paneles centelladores varía entre 11.2 V y 13.6 V.

La modulación en el voltaje ocurre por la carga y descarga de las baterías del sistema fotovoltaico debido a los ciclos día-noche. Esta variación de voltaje no afecta el desempeño del detector ya que este voltaje es regulado posteriormente a 5 V y ± 3 V. El consumo promedio de cada panel centellador es de 10.5 W.

La transmisión GSM del estado del detector se ha hecho de manera continua durante los dos meses. La copia de respaldo de los datos colectados por el hodoscopio se ha realizado de manera

eficiente durante los últimos 6 meses.

9. Conclusiones

El trabajo realizado en esta tesis está relacionado con el desarrollo de un detector de muones híbrido capaz de realizar muogramas de estructuras geológicas e identificar las principales fuentes de ruido como: el flujo inverso, los muones de bajo momentum, la componente electromagnéticas y los eventos de múltiple partícula.

Con el objetivo de medir el flujo de partículas que atraviesa la estructura geológica desarrollamos un hodoscopio de dos paneles sensibles con una separación configurable hasta 250 cm. Cada panel contiene 60 barras centelladoras dispuestas en una matriz de 900 píxeles; el hodoscopio puede reconstruir 3481 trayectorias. Los SiPM fueron caracterizados bajo condiciones controladas de temperatura y estimulación lumínica. A partir del análisis de los datos colectados encontramos que los niveles de ruido del SiPM (conteo oscuro, crosstalk y afterpulsing) disminuyen por abajo de 10 Hz para amplitudes >3.5 pe. La dependencia térmica del voltaje de ruptura varía con una tasa de cambio de $41.7 \text{ mV}/^\circ\text{C}$.

La atenuación de la señal en las barras centelladoras también fue analizada. La señal de centelleo puede atenuarse hasta un 30 % en el extremo opuesto al SiPM (120 cm) lo cual conlleva a que la atenuación del píxel más alejado (29,29) del panel centellador alcance hasta 50 %. El retraso temporal de la señal a lo largo del centellador fue estimado en ~ 77 ps/cm. Este retardo de tiempo se tuvo en cuenta en la corrección de las mediciones del tiempo de vuelo.

Los paneles centelladores fueron calibrados usando el flujo de fondo de rayos cósmicos. La ganancia de la señal de cada barra centelladora fue ajustada con el fin de obtener una respuesta uniforme. Se estimó un flujo vertical de $\sim 10.7 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$ para una separación entre paneles de 132 cm y un umbral de discriminación de 9 pe. El perfil angular del flujo fue ajustado a una función \cos^n con $n \sim 2$.

Con el fin de determinar la identidad de las partículas que inciden sobre MuTe construimos un detector Cherenkov de agua. El WCD fue calibrado usando el fondo de rayos cósmicos siguiendo dos etapas: la calibración del umbral de discriminación y el voltaje de polarización y la calibración de la energía depositada por las partículas.

Para un voltaje de polarización de 1 kV y un umbral de 110 mV la energía depositada por un muón vertical es de 240 MeV (331.4 ADC.bin). La resolución de energía del WCD es de 0.72 MeV y su rango de medición de 50 MeV a 1.5 GeV. Mediante la energía depositada por las partículas en el WCD pudimos determinar que los eventos registrados por MuTe se componen en su mayoría de partículas electromagnéticas (electrones, positrones y fotones) y muones.

El sistema de medición del tiempo de vuelo de las partículas que atraviesan el hodoscopio fue implementado en una FPGA Spartan 6. Este consta de una línea de retardo de 100 etapas y un oscilador de anillo alcanzando una resolución de ~ 50 ps y un rango de 50 ns.

La resolución angular del MuTe (32 mrad) es similar a la de otros experimentos de muografía como TOMUVOL (8.7 mrad) Cârloganu y cols. (2013), MU-RAY (15 mrad) Ambrosino y cols. (2014), MURAVES (8 mrad) Cimmino y cols. (2017), y DIAPHANE (100 mrad) Lesparre, Marteau, y cols. (2012). Además, el sistema ToF de MuTe logra una mejor resolución (~ 138 ps) comparado con MURAVES (400 ps) y DIAPHANE (1 ns) Jourde y cols. (2013).

MuTe clasifica las partículas incidentes usando características como: la dirección de arribo, el ToF, el momentum y la pérdida de energía. Mediante las mediciones de ToF se determinó que los eventos generados por partículas individuales y los eventos de múltiple partícula correlacionados tienen un ToF < 30 ns. Los eventos no-correlacionados, generados por partículas del fondo de rayos cósmicos, presentan un ToF > 300 ns. La probabilidad que un evento no-correlacionado

cause un falso-positivo es $\sim 0.05\%$.

El flujo medido ($\text{ToF} < 30 \text{ ns}$) se compone por partículas que inciden frontalmente y partículas que inciden por la parte posterior del detector. La dirección de los eventos registrados a una elevación de 15° determinó que el 78% del flujo es frontal y el 22% restante es inverso. El flujo inverso se genera por partículas dispersadas en la superficie terrestre o por partículas de trayectoria horizontal. Este varía dependiendo del ángulo de inclinación del detector alcanzando hasta un 50% del flujo total Jourde y cols. (2016).

Mediante la medición de la energía depositada por las partículas incidentes encontramos que el flujo frontal contiene: una componente electromagnética (36%) con una deposición de energía $< 180 \text{ MeV}$, una componente muónica (33%) de 180 MeV a 400 MeV y eventos de múltiple partícula (30%) con una energía depositada $> 400 \text{ MeV}$. Los eventos de múltiple partícula son principalmente muones remanentes de EAS. Las combinaciones de dos muones tienen mayor probabilidad de incidir en el detector. Usando la estimación del momentum de las partículas frontales se estableció una componente suave ($< 1 \text{ GeV}/c$) y una componente dura ($> 1 \text{ GeV}/c$). La componente suave representa el 46% de los muones y puede sufrir dispersiones angulares $> 5^\circ$.

El detector fue instalado dentro del campus universitario apuntando a la cadena montañosa nororiente de la ciudad de Bucaramanga. Se obtuvo un muograma con dos meses de registro para una elevación de 15° y una separación entre paneles de 250 cm . La transmitancia a cielo abierto se estimó alrededor de 1 mientras que en la región montañosa disminuyó a medida que la profundidad de roca aumentó alcanzando el 1.1% a 87° cenit.

El detector MuTe opera de manera autónoma conectado al sistema fotovoltaico. Esta característica permite que MuTe funcione en cualquier edificio volcánico del país incluso durante temporadas de alta nubosidad. MuTe realiza diariamente una copia de respaldo en el disco duro

central de los datos registrados en el hodoscopio con el fin de asegurar la preservación de los datos. El funcionamiento autónomo del detector fue evaluado por dos meses en los cuales su estado fue transmitido vía GSM mediante mensajes de texto.

El detector MuTe será instalado en el volcán Cerro Machín ubicado en la cordillera Central cerca de Ibagué. Esta actividad no hace parte de los objetivos planteados en esta tesis pero si de los objetivos del proyecto MuTe.

Referencias Bibliográficas

- Acerbi, F., Gundacker, S. (2019, mayo). Understanding and simulating SiPMs Understanding and simulating SiPMs. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment92616–35. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.118> 10.1016/j.nima.2018.11.118
- Aguiar, P., Casarejos, E., Silva-Rodriguez, J., Vilan, J. A., Iglesias, A. (2015, jun). Geant4-GATE Simulation of a Large Plastic Scintillator for Muon Radiography Geant4-GATE simulation of a large plastic scintillator for muon radiography. IEEE Transactions on Nuclear Science6231233–1238. <https://doi.org/10.1109/tns.2015.2431297> 10.1109/tns.2015.2431297
- Allard, D. (2007, marzo). Detecting GRBs with the Pierre Auger Observatory using the single particle technique Detecting GRBs with the pierre auger observatory using the single particle technique. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements165110–115. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2006.11.017> 10.1016/j.nuclphysbps.2006.11.017
- Allard, D., Allekotte, I., Alvarez, C., Asorey, H., Barros, H., Bertou, X., ... Villaseñor, L. (2008, septiembre). Use of water-Cherenkov detectors to detect Gamma Ray Bursts at the Large Aperture GRB Observatory (LAGO) Use of water-cherenkov detectors to detect gamma ray bursts at the large aperture GRB observatory (LAGO). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment595170–72. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.07.041> 10.1016/j.nima.2008.07.041
- Alvarez, L. W., Anderson, J. A., Bedwei, F. E., Burkhard, J., Fakhry, A., Girgis, A., ... Yazolino, L. (1970, feb). Search for Hidden Chambers in the Pyramids Search for hidden chambers in the pyramids. Science1673919832–839. <https://doi.org/10.1126/science.167.3919.832> 10.1126/science.167.3919.832

- Ambrosi, G., y cols. (2011, feb). The MU-RAY project: Volcano radiography with cosmic-ray muons The MU-RAY project: Volcano radiography with cosmic-ray muons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*6281120–123. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.299>
10.1016/j.nima.2010.06.299
- Ambrosino, F., y cols. (2014, febrero). The MU-RAY project: detector technology and first data from Mt. Vesuvius The MU-RAY project: detector technology and first data from mt. vesuvius. *Journal of Instrumentation*902C02029–C02029. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/02/c02029>
10.1088/1748-0221/9/02/c02029
- Anastasio, A., Ambrosino, F., Basta, D., Bonechi, L., Brianzi, M., Bross, A., ... Ciaranfi, R. (2013). The MU-RAY experiment. An application of SiPM technology to the understanding of volcanic phenomena The mu-ray experiment. an application of sipm technology to the understanding of volcanic phenomena. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*718134–137.
- Annunziata, M. (2012). Radiation Physics and Radionuclide Decay Radiation physics and radionuclide decay. En *Handbook of Radioactivity Analysis Handbook of radioactivity analysis* (pp. 1–162). Elsevier. <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-384873-4.00001-3>
10.1016/b978-0-12-384873-4.00001-3
- Arenas-Flórez, M., Pérez-Archila, L. M. 2017. Diseño de un sistema fotovoltaico en DC aislado para alimentar el Telescopio de Muones (MuTe) Diseño de un sistema fotovoltaico en dc aislado para alimentar el Telescopio de Muones (MuTe) Tesis de pregrado. Universidad Industrial de Santander.
- Ariga, A., Ariga, T., Ereditato, A., Käser, S., Lechmann, A., Mair, D., ... Vladymyrov, M. (2018, apr). A Nuclear Emulsion Detector for the Muon Radiography of a Glacier Structure A nuclear emulsion detector for the muon radiography of a glacier structure. *Instruments*227. <https://doi.org/10.3390/instruments2020007>
10.3390/instruments2020007

- Artikov, A., Baranov, V., Blazey, G. C., Chen, N., Chokheli, D., Davydov, Y., ... Zutshi, V. (2018, mayo). Photoelectron yields of scintillation counters with embedded wavelength-shifting fibers read out with silicon photomultipliers Photoelectron yields of scintillation counters with embedded wavelength-shifting fibers read out with silicon photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*89084–95. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.02.023>
10.1016/j.nima.2018.02.023
- Asorey, H. 2012. Los detectores Cherenkov del observatorio Pierre Auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación Los detectores cherenkov del observatorio pierre auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación Tesis Doctoral no publicada. Instituto BalseiroCentro Atómico Bariloche.
- Asorey, H., Hernández-Barajas, S., León-Carreño, F., Núñez, L. A., Peña-Rodríguez, J., Pisco-Guabave, J., ... Suárez-Durán, M. (2019). Hardware-level calibration of the Chitaga Water Cherenkov Detector in the GUANE array for space weather study Hardware-level calibration of the Chitaga water cherenkov detector in the GUANE array for space weather study. *Scientia et Technica*234563–568. <http://dx.doi.org/10.22517/23447214.17511>
10.22517/23447214.17511
- Ballesteros-Delgado, D. L. 2020. Implementación de un sistema de registro de eventos relacionados con rayos cósmicos secundarios Implementación de un sistema de registro de eventos relacionados con rayos cósmicos secundarios Tesis de pregrado. Universidad Industrial de Santander.
- Barenthien, N., y cols. (2016). Scintillator Surface Detectors of the Engineering Array: Production and Validation Scintillator surface detectors of the engineering array: Production and validation [Manual de software informático].
- Baudis, L., Galloway, M., Kish, A., Marentini, C., Wulf, J. (2018, octubre). Characterisation of Silicon Photomultipliers for liquid xenon detectors Characterisation of silicon photomultipliers

for liquid xenon detectors. *Journal of Instrumentation* 1310P10022–P10022. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/p10022> 10.1088/1748-0221/13/10/p10022

Bertou, X., Allison, P., Bonifazi, C., Bauleo, P., Grunfeld, C., Aglietta, M., . . . Villasenor, L. (2006, diciembre). Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 5682839–846. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.07.066> 10.1016/j.nima.2006.07.066

Best, J. 2015. Momentum of particles from Time-of-Flight measurements Momentum of particles from time-of-flight measurements Tesis de pregrado. South Carolina South Carolina Honors College.

Blanpied, G., Kumar, S., Dorroh, D., Morgan, C., Blanpied, I., Sossong, M., . . . Nelson, B. (2015, jun). Material discrimination using scattering and stopping of cosmic ray muons and electrons: Differentiating heavier from lighter metals as well as low-atomic weight materials Material discrimination using scattering and stopping of cosmic ray muons and electrons: Differentiating heavier from lighter metals as well as low-atomic weight materials. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 784352–358. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.027> 10.1016/j.nima.2014.11.027

Bonechi, L., D’Alessandro, R., Giammanco, A. (2020, noviembre). Atmospheric muons as an imaging tool Atmospheric muons as an imaging tool. *Reviews in Physics* 5100038. <https://doi.org/10.1016/j.revip.2020.100038> 10.1016/j.revip.2020.100038

Bonomi, G., Checchia, P., D’Errico, M., Pagano, D., Saracino, G. (2020, febrero). Applications of cosmic-ray muons Applications of cosmic-ray muons. *Progress in Particle and Nuclear Physics* 103768. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2020.103768> 10.1016/j.pnpnp.2020.103768

- Bouteille, S., Attié, D., Baron, P., Calvet, D., Magnier, P., Mandjavidze, I., ... Winkler, M. (2016, oct). A Micromegas-based telescope for muon tomography: The WatTo experiment A micromegas-based telescope for muon tomography: The WatTo experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*834223–228. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.08.002> 10.1016/j.nima.2016.08.002
- Bozza, C., Consiglio, L., D'Ambrosio, N., Lellis, G. D., Sio, C. D., Miyamoto, S., ... et al. (2017, febrero). Nuclear emulsion techniques for muography Nuclear emulsion techniques for muography. *Annals of Geophysics*601. <http://doi.org/10.4401/ag-7384> 10.4401/ag-7384
- Béné, S., Boivin, P., Busato, E., Cârloganu, C., Combaret, C., Dupieux, P., ... Vulpescu, B. (2013, apr). Volcano radiography with GRPCs Volcano radiography with grpcs. *Proceedings of CHEF*.
- Calderón-Ardila, R. 2017. Estudio de centelladores plásticos en el proyecto MuTe para muografía de volcanes Estudio de centelladores plásticos en el proyecto MuTe para muografía de volcanes Tesis de maestría. Universidad Industrial de Santander.
- Carbone, D., Gibert, D., Marteau, J., Diament, M., Zuccarello, L., Galichet, E. (2013, oct). An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy) An experiment of muon radiography at mt etna (italy). *Geophysical Journal International*1962633–643. <https://doi.org/10.1093/gji/ggt403> 10.1093/gji/ggt403
- Cârloganu, C., Niess, V., Béné, S., Busato, E., Dupieux, P., Fehr, F., ... Portal, A. (2013, feb). Towards a muon radiography of the Puy de Dôme Towards a muon radiography of the puy de dôme. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*2155–60. <https://doi.org/10.5194/gi-2-55-2013> 10.5194/gi-2-55-2013
- Catalano, O., Santo, M. D., Mineo, T., Cusumano, G., Maccarone, M., Pareschi, G. (2016, jan). Volcanoes muon imaging using Cherenkov telescopes Volcanoes muon imaging using cherenkov telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,*

- Spectrometers, Detectors and Associated Equipment8075–12. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.10.065> 10.1016/j.nima.2015.10.065
- Cecchini, S., Spurio, M. (2012, nov). Atmospheric muons: experimental aspects Atmospheric muons: experimental aspects. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*12185–196. <https://doi.org/10.5194/gi-1-185-2012> 10.5194/gi-1-185-2012
- Chouet, B. (2003). Volcano seismology Volcano seismology. En *Seismic Motion, Lithospheric Structures, Earthquake and Volcanic Sources: The Keiiti Aki Volume* Seismic motion, lithospheric structures, earthquake and volcanic sources: The keiiti aki volume (pp. 739–788). Springer.
- Cimmino, L. 2014. Inner Imaging of Large Structures Using Cosmic Muons : Design, Assembly and Commissioning of a Muon Telescope Inner Imaging of Large Structures Using Cosmic Muons : Design, Assembly and Commissioning of a Muon Telescope Tesis DoctoralNaples U. <http://www.fedoa.unina.it/id/eprint/9998>
- Cimmino, L., Ambrosino, F., Bonechi, L., Ciaranfi, R., DAlessandro, R., Masone, V., ... Strolin, P. (2017, Feb). The MURAVES telescope front-end electronics and data acquisition The muraves telescope front-end electronics and data acquisition. *Annals of Geophysics*601. <http://doi.org/10.4401/ag-7379> 10.4401/ag-7379
- Collaboration, T. P. A. (2016, febrero). Prototype muon detectors for the AMIGA component of the Pierre Auger Observatory Prototype muon detectors for the AMIGA component of the pierre auger observatory. *Journal of Instrumentation*1102P02012–P02012. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/02/p02012> 10.1088/1748-0221/11/02/p02012
- Dorman, I., Dorman, L. (2014, mayo). How cosmic rays were discovered and why they received this misnomer How cosmic rays were discovered and why they received this misnomer. *Advances in Space Research*53101388–1404. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.04.022> 10.1016/j.asr.2013.04.022

- Eigen, G. (2019, enero). Gain Stabilization of SiPMs and Afterpulsing Gain stabilization of SiPMs and afterpulsing. *Journal of Physics: Conference Series*1162012013. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1162/1/012013> 10.1088/1742-6596/1162/1/012013
- Evoli, C. (2018). The Cosmic-Ray Energy Spectrum. The cosmic-ray energy spectrum. Zenodo. <https://zenodo.org/record/2360277> 10.5281/ZENODO.2360277
- Fehr, F., the Tomuvol Collaboration. (2012). Density imaging of volcanos with atmospheric muons Density imaging of volcanos with atmospheric muons. *Journal of Physics: Conference Series*3755052019. <http://stacks.iop.org/1742-6596/375/i=5/a=052019>
- Fernandez, P. (2017). Neutrino Physics in Present and Future Kamioka Water-Cherenkov Detectors with Neutron Tagging Neutrino physics in present and future Kamioka water-cherenkov detectors with neutron tagging. <http://rgdoi.net/10.13140/RG.2.2.19649.56169> 10.13140/RG.2.2.19649.56169
- Fujii, H., Hara, K., Hashimoto, S., Ito, F., Kakuno, H., Kim, S., ... Yamashita, S. (2013, jul). Performance of a remotely located muon radiography system to identify the inner structure of a nuclear plant Performance of a remotely located muon radiography system to identify the inner structure of a nuclear plant. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*20137. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptt046> 10.1093/ptep/ptt046
- Furlan, M., Rigoni, A., Vanini, S., Zumerle, G., Checchia, P., Cossutta, L., ... Zenoni, A. (2013, jun). Application of muon tomography to detect radioactive sources hidden in scrap metal containers Application of muon tomography to detect radioactive sources hidden in scrap metal containers. En 2013 3rd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (ANIMMA). 2013 3rd international conference on advancements in nuclear instrumentation, measurement methods and their applications (ANIMMA). IEEE. <https://doi.org/10.1109/animma.2013.6728043> 10.1109/animma.2013.6728043

- Genat, J. F., Varner, G., Tang, F., Frisch, H. (2009, aug). Signal processing for picosecond resolution timing measurements Signal processing for picosecond resolution timing measurements. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment6072387–393. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.193> 10.1016/j.nima.2009.05.193
- Gibert, D., Beauducel, F., Déclais, Y., Lesparre, N., Marteau, J., Nicollin, F., Tarantola, A. (2010, febrero). Muon tomography: Plans for observations in the Lesser Antilles Muon tomography: Plans for observations in the lesser antilles. Earth, Planets and Space622153–165. <https://doi.org/10.5047/eps.2009.07.003> 10.5047/eps.2009.07.003
- Gómez, H., Carloganu, C., Gibert, D., Jacquemier, J., Karyotakis, Y., Marteau, J., ... Tonazzo, A. (2016, may). Studies on muon tomography for archaeological internal structures scanning Studies on muon tomography for archaeological internal structures scanning. Journal of Physics: Conference Series718052016. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/718/5/052016> 10.1088/1742-6596/718/5/052016
- Gómez, H., Gibert, D., Goy, C., Jourde, K., Karyotakis, Y., Katsanevas, S., ... Tonazzo, A. (2017, dec). Forward scattering effects on muon imaging Forward scattering effects on muon imaging. Journal of Instrumentation1212P12018–P12018. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/12/p12018> 10.1088/1748-0221/12/12/p12018
- Grieder, P. K. 2010. Extensive Air Showers and High Energy Phenomena Extensive air showers and high energy phenomena. Springer Berlin Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-76941-5> 10.1007/978-3-540-76941-5
- Groom, D. E., Mokhov, N. V., Striganov, S. I. (2001, jul). Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV–100 TeV Muon stopping power and range tables 10 MeV–100 TeV. Atomic Data and Nuclear Data Tables782183–356. <https://doi.org/10.1006/adnd.2001.0861> 10.1006/adnd.2001.0861

- Gruppen, C., Shwartz, B. 2008. Particle Detectors Particle detectors. Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/cbo9780511534966> 10.1017/cbo9780511534966
- Gruttola, D. D. (2014). Particle IDentification with the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC Particle identification with the alice time-of-flight detector at the lhc. Journal of Instrumentation 910C10019. <http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=10/a=C10019>
- Gómez, D. 2011. Muon arrival time distributions and its relationship to the mass composition of ultra high energy cosmic rays : an application to the Pierre Auger Observatory Muon arrival time distributions and its relationship to the mass composition of ultra high energy cosmic rays : an application to the pierre auger observatory. Granada Editorial de la Universidad de Granada.
- Haro, M. S. (2011). Electrónica LAGO: Guía de conexión de hardware Electrónica LAGO: Guía de conexión de hardware [Manual de software informático].
- Haungs, A., y cols. (2015). KCDC The KASCADE Cosmic-ray Data Centre KCDC The KASCADE cosmic-ray data centre. Journal of Physics: Conference Series 6321012011. <http://stacks.iop.org/1742-6596/632/i=1/a=012011>
- Hernández-Barajas, S., León-Carreño, F. 2017. Procedimiento de Instalación, calibración y sincronización del arreglo de detectores Cherenkov (GUANE). Procedimiento de instalación, calibración y sincronización del arreglo de detectores cherenkov (guane). Tesis de pregrado. Universidad Industrial de Santander.
- Huang, W., Jiang, K., Li, C., Tang, Z., Shao, M., Chen, H., Sun, Y. (2013, mar). Design of the photomultiplier tube bases for high dynamic range readout in WCDA Design of the photomultiplier tube bases for high dynamic range readout in WCDA. Chinese Physics C 373036001. <https://doi.org/10.1088/1674-1137/37/3/036001> 10.1088/1674-1137/37/3/036001
- An Introduction to the Silicon Photomultiplier An introduction to the silicon photomultiplier [Manual de software informático]. (2011, 10). Rev. 3.1

- Jaimes-Motta, A. 2018. Estimación de la respuesta de un detector Cherenkov de agua al fondo de rayos cósmicos en Bucaramanga Estimación de la respuesta de un detector cherenkov de agua al fondo de rayos cósmicos en bucaramanga Tesis de pregrado. Universidad Industrial de Santander.
- Jeronimo, Y. (2003). Separation of Cosmic-Ray Components in a Single Water Cherenkov Detector Separation of cosmic-ray components in a single water cherenkov detector. En AIP Conference Proceedings. AIP conference proceedings. AIP. <https://doi.org/10.1063/1.1594371> 10.1063/1.1594371
- Jourde, K., Gibert, D., Marteau, J., de Bremond d’Ars, J., Gardien, S., Girerd, C., ... Carbone, D. (2013, diciembre). Experimental detection of upward going cosmic particles and consequences for correction of density radiography of volcanoes Experimental detection of upward going cosmic particles and consequences for correction of density radiography of volcanoes. Geophysical Research Letters40246334–6339. <https://doi.org/10.1002/2013gl058357> 10.1002/2013gl058357
- Jourde, K., Gibert, D., Marteau, J., de Bremond d’Ars, J., Gardien, S., Girerd, C., Ianigro, J. C. (2016, mar). Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography: a calibration experiment using a water tower Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography: a calibration experiment using a water tower. Scientific Reports61. <https://doi.org/10.1038/srep23054> 10.1038/srep23054
- Kedar, S., Tanaka, H. K. M., Naudet, C. J., Jones, C. E., Plaut, J. P., Webb, F. H. (2013, jun). Muon radiography for exploration of Mars geology Muon radiography for exploration of mars geology. Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems21157–164. <https://doi.org/10.5194/gi-2-157-2013> 10.5194/gi-2-157-2013
- K.K., H. P. (2007). Photomultiplier Tubes: Basics and Applications Photomultiplier tubes: Basics and applications [Manual de software informático].

- Kleinknecht, K. 2005. Detektoren für Teilchenstrahlung Detektoren für teilchenstrahlung. Vieweg+Teubner Verlag. <https://www.springer.com/de/book/9783835100589>
- Klinger, J., Clark, S., Coleman, M., Gluyas, J., Kudryavtsev, V., Lincoln, D., ... Woodward, D. (2015, nov). Simulation of muon radiography for monitoring CO₂ stored in a geological reservoir Simulation of muon radiography for monitoring CO₂ stored in a geological reservoir. International Journal of Greenhouse Gas Control 42644–654. <https://doi.org/10.1016/j.ijggc.2015.09.010> 10.1016/j.ijggc.2015.09.010
- Kolanoski, H., Wermes, N. 2016. Teilchendetektoren Teilchendetektoren. Springer Berlin Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6> 10.1007/978-3-662-45350-6
- Kusagaya, T., Tanaka, H. K. (2015). Muographic imaging with a multi-layered telescope and its application to the study of the subsurface structure of a volcano Muographic imaging with a multi-layered telescope and its application to the study of the subsurface structure of a volcano. Proceedings of the Japan Academy, Series B 919501–510. <https://doi.org/10.2183/pjab.91.501> 10.2183/pjab.91.501
- Langer, H., y cols. (2006). Automatic classification and a-posteriori analysis of seismic event identification at Soufriere Hills volcano, Montserrat Automatic classification and a-posteriori analysis of seismic event identification at soufriere hills volcano, montserrat. Journal of volcanology and geothermal research 15311–10.
- Lechmann, A., Mair, D., Ariga, A., Ariga, T., Ereditato, A., Nishiyama, R., ... Vladymyrov, M. (2018, jun). The effect of rock composition on muon tomography measurements The effect of rock composition on muon tomography measurements. Solid Earth Discussions 1–22. <https://doi.org/10.5194/se-2018-46> 10.5194/se-2018-46
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J. (2011, nov). Bayesian dual inversion of experimental telescope acceptance and integrated flux for geophysical muon tomography Bayesian dual

- inversion of experimental telescope acceptance and integrated flux for geophysical muon tomography. *Geophysical Journal International*1882490–497. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.2011.05268.x>
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Déclais, Y., Carbone, D., Galichet, E. (2010, oct). Geophysical muon imaging: feasibility and limits *Geophysical Journal International*18331348–1361. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.2010.04790.x>
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Komorowski, J. C., F.Nicollin, Coutant, O. (2012, jun). Density muon radiography of La Soufrière of Guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data *Density muon radiography of la soufrière of guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data. Geophysical Journal International*19021008–1019. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.2012.05546.x>
- Lesparre, N., Marteau, J., Déclais, Y., Gibert, D., Carlus, B., Nicollin, F., Kergosien, B. (2012, apr). Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography *Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography. Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*1133–42. <https://doi.org/10.5194/gi-1-33-2012>
- Lippmann, C. (2012, feb). Particle identification *Particle identification. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*666148–172. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.03.009>
- Londono, J. M., Sudo, Y. (2001). Spectral characteristics of volcano-tectonic earthquake swarms in Nevado del Ruiz Volcano, Colombia *Spectral characteristics of volcano-tectonic earthquake swarms in nevado del ruiz volcano, colombia. Journal of volcanology and geothermal research*112137–52.

MAROC3 Maroc3 [Manual de software informático]. (2012, 2). Rev. 1

MAROC3 test board Labview manual Maroc3 test board labview manual [Manual de software informático]. (2014, 1). Rev. 3

Marteau, J., Carlus, B., Gibert, D., Ianigro, J. C., Jourde, K., Kergosien, B., Rolland, P. (2016, junio). Muon tomography applied to activevolcanoes Muon tomography applied to activevolcanoes. En Proceedings of International Conference on New Photo-detectors — PoS(PhotoDet2015). Proceedings of international conference on new photo-detectors — PoS(PhotoDet2015). Sissa Medialab. <https://doi.org/10.22323/1.252.0004> 10.22323/1.252.0004

Marteau, J., d'Ars, J. B., Gibert, D., Jourde, K., Gardien, S., Girerd, C., Ianigro, J. C. (2014, feb). Implementation of sub-nanosecond time-to-digital convertor in field-programmable gate array: applications to time-of-flight analysis in muon radiography Implementation of sub-nanosecond time-to-digital convertor in field-programmable gate array: applications to time-of-flight analysis in muon radiography. Measurement Science and Technology253035101. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/25/3/035101> 10.1088/0957-0233/25/3/035101

Marteau, J., Gibert, D., Lesparre, N., Nicollin, F., Noli, P., Giacoppo, F. (2012, dec). Muons tomography applied to geosciences and volcanology Muons tomography applied to geosciences and volcanology. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment69523–28. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.11.061> 10.1016/j.nima.2011.11.061

McNutt, S. R. (1992). Volcanic tremor Volcanic tremor. Encyclopedia of earth system science4417–425.

Menedeu, E. L. (2016, jun). RPC application in muography and specific developments RPC application in muography and specific developments. Journal of Instrumentation1106C06009–

C06009. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/06/c06009> 10.1088/1748-0221/11/06/c06009

Messenger, R., Abtahi, A. 2017. Photovoltaic systems engineering Photovoltaic systems engineering. CRC press.

Morishima, K., y cols. (2017, nov). Discovery of a big void in Khufu's Pyramid by observation of cosmic-ray muons Discovery of a big void in khufu's pyramid by observation of cosmic-ray muons. *Nature*5527685386–390. <https://doi.org/10.1038/nature24647> 10.1038/nature24647

Morris, C. L., Alexander, C. C., Bacon, J. D., Borozdin, K. N., Clark, D. J., Chartrand, R., ... Blanpied, G. S. (2008, octubre). Tomographic Imaging with Cosmic Ray Muons Tomographic imaging with cosmic ray muons. *Science & Global Security*161-237–53. <https://doi.org/10.1080/08929880802335758> 10.1080/08929880802335758

Moses, W. W., y cols. (2010, junio). Optimization of a LSO-Based Detector Module for Time-of-Flight PET Optimization of a LSO-based detector module for time-of-flight PET. *IEEE Transactions on Nuclear Science*5731570–1576. <https://doi.org/10.1109/tns.2010.2047266> 10.1109/tns.2010.2047266

Nagamine, K. 2003. Introductory Muon Science Introductory muon science. Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CB09780511470776.012>

Nagamine, K. (2016). Radiography with cosmic-ray and compact accelerator muons: Exploring inner-structure of large-scale objects and landforms Radiography with cosmic-ray and compact accelerator muons: Exploring inner-structure of large-scale objects and landforms. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*928265–289. <https://doi.org/10.2183/pjab.92.265> 10.2183/pjab.92.265

Nagamine, K., Iwasaki, M., Shimomura, K., Ishida, K. (1995, mar). Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible applica-

tion to volcanic eruption prediction Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*3562-3585–595. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)01169-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)01169-9) 10.1016/0168-9002(94)01169-9

Nagamine, K., Tanaka, H. K., Nakamura, S. N., Ishida, K., Hashimoto, M., Shinotake, A., . . . Hatanaka, A. (2005). Probing the inner structure of blast furnaces by cosmic-ray muon radiography Probing the inner structure of blast furnaces by cosmic-ray muon radiography. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*817257-260. <https://doi.org/10.2183/pjab.81.257> 10.2183/pjab.81.257

Nagy, F., Hegyesi, G., Kalinka, G., Molnár, J. (2017, marzo). A model based DC analysis of SiPM breakdown voltages A model based DC analysis of SiPM breakdown voltages. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*84955–59. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.01.002> 10.1016/j.nima.2017.01.002

Nappi, E., Seguinot, J. (2006, julio). Ring Imaging Cherenkov Detectors: The state of the art and perspectives Ring imaging cherenkov detectors: The state of the art and perspectives. *La Rivista del Nuovo Cimento*288091130. <http://doi.org/10.1393/ncr/i2006-10004-6> 10.1393/ncr/i2006-10004-6

National Council on Radiation Protection and Measurements (Ed.). 1987. Exposure of the population in the United States and Canada from natural background radiation: recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements Exposure of the population in the United States and Canada from natural background radiation: recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements (n.º no. 94). Bethesda, MDThe Council.

- Nishiyama, R., Ariga, A., Ariga, T., Käser, S., Lechmann, A., Mair, D., ... Schlunegger, F. (2017, jun). First measurement of ice-bedrock interface of alpine glaciers by cosmic muon radiography. *Geophysical Research Letters* 44:126244–6251. <https://doi.org/10.1002/2017gl073599>
- Nishiyama, R., Miyamoto, S., Naganawa, N. (2014, apr). Experimental study of source of background noise in muon radiography using emulsion film detectors. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems* 3:129–39. <https://doi.org/10.5194/gi-3-29-2014>
- Nishiyama, R., Taketa, A., Miyamoto, S., Kasahara, K. (2016, mayo). Monte Carlo simulation for background study of geophysical inspection with cosmic-ray muons. *Geophysical Journal International* 206:21039–1050. <https://doi.org/10.1093/gji/ggw191>
- Oláh, L., Barnaföldi, G. G., Hamar, G., Melegh, H. G., Surányi, G., Varga, D. (2013). Cosmic Muon Detection for Geophysical Applications. *Advances in High Energy Physics* 2013:1–7. <https://doi.org/10.1155/2013/560192>
- Oláh, L., Tanaka, H., Varga, D. (2017, agosto). Investigation of background sources of muography. In *Proceedings of 35th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2017)*. Sissa Medialab. <https://doi.org/10.22323/1.301.0347>
- Oláh, L., Tanaka, H. K., Ohminato, T., Varga, D. (2018, feb). High-definition and low-noise muography of the Sakurajima volcano with gaseous tracking detectors. *High-definition and low-noise*

- muography of the sakurajima volcano with gaseous tracking detectors. *Scientific Reports*81. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-21423-9> 10.1038/s41598-018-21423-9
- Oláh, L., Tanaka, H. K. M., Hamar, G., Varga, D. (2018, diciembre). Investigation of the limits of high-definition muography for observation of Mt Sakurajima Investigation of the limits of high-definition muography for observation of mt sakurajima. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*377213720180135. <https://doi.org/10.1098/rsta.2018.0135> 10.1098/rsta.2018.0135
- Oláh, L., Varga, D. (2017, julio). Investigation of soft component in cosmic ray detection Investigation of soft component in cosmic ray detection. *Astroparticle Physics*9317–27. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.06.002> 10.1016/j.astropartphys.2017.06.002
- Olive, K. A. (2014, agosto). Review of Particle Physics Review of particle physics. *Chinese Physics* C389090001. <https://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001> 10.1088/1674-1137/38/9/090001
- Peña-Rodríguez, J., Vásquez-Ramírez, A., Sanabria-Gómez, J. D., Núñez, L. A., Sierra-Porta, D., Asorey, H. (2019). Calibration and first measurements of MuTe: a hybrid Muon Telescope for geological structures Calibration and first measurements of mute: a hybrid muon telescope for geological structures. En *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019)*. 36th international cosmic ray conference (icrc 2019). <https://inspirehep.net/literature/1755467>
- Perry, J. 2013. Advanced applications of cosmic-ray muon radiography Advanced applications of cosmic-ray muon radiography Tesis Doctoral no publicada. AlbuquerqueThe University of New Mexico.
- Pesente, S., Vanini, S., Benettoni, M., Bonomi, G., Calvini, P., Checchia, P., ... Zumerle, G. (2009, jun). First results on material identification and imaging with a large-volume muon tomography prototype First results on material identification and imaging with a large-volume

- muon tomography prototype. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 6043738–746. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.03.017> 10.1016/j.nima.2009.03.017
- Peña-Rodríguez, J., Pisco-Guabave, J., Sierra-Porta, D., Suárez-Durán, M., Arenas-Flórez, M., Pérez-Archila, L. M., ... Núñez, L. A. (2020, agosto). Design and construction of MuTe: a hybrid Muon Telescope to study Colombian Volcanoes Design and construction of MuTe: a hybrid muon telescope to study colombian volcanoes. Journal of Instrumentation 1509P09006–P09006. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/P09006> 10.1088/1748-0221/15/09/P09006
- Photomultiplier Tube R5912 Photomultiplier tube r5912 [Manual de software informático]. (1998, 9). Rev. 1
- Pla-Dalmau, A., Bross, A., Rykalin, V. (2003). Extruding plastic scintillator at Fermilab Extruding plastic scintillator at fermilab. En 2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No.03CH37515). 2003 IEEE nuclear science symposium. conference record (IEEE cat. no.03ch37515). IEEE. <https://doi.org/10.1109/nssmic.2003.1352007> 10.1109/nssmic.2003.1352007
- Procureur, S. (2018, jan). Muon imaging: Principles, technologies and applications Muon imaging: Principles, technologies and applications. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 878169–179. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.08.004> 10.1016/j.nima.2017.08.004
- Reyna, D. (2006, Apr). A Simple Parameterization of the Cosmic-Ray Muon Momentum Spectra at the Surface as a Function of Zenith Angle A Simple Parameterization of the Cosmic-Ray Muon Momentum Spectra at the Surface as a Function of Zenith Angle Inf. Téc. n.º hep-ph/0604145. <http://cds.cern.ch/record/942762>

- Rivetti, A. 2015. CMOS: Front-end electronics for radiation sensors CMOS: front-end electronics for radiation sensors. CRC Press. <https://doi.org/10.1201/b18599> 10.1201/b18599
- Rivetti, A., Delaurenti, P. (2007, marzo). A fast large dynamic range shaping amplifier for particle detector front-end A fast large dynamic range shaping amplifier for particle detector front-end. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment5721392–393. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.10.206> 10.1016/j.nima.2006.10.206
- Rosas-Carbajal, M., Jourde, K., Marteau, J., Deroussi, S., Komorowski, J.-C., Gibert, D. (2017, jul). Three-dimensional density structure of La Soufrière de Guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data Three-dimensional density structure of la soufrière de guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data. Geophysical Research Letters44136743–6751. <https://doi.org/10.1002/2017gl074285> 10.1002/2017gl074285
- Salazar, H., Villasenor, L. (2008, junio). Ground detectors for the study of cosmic ray showers Ground detectors for the study of cosmic ray showers. Journal of Physics: Conference Series116012008. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/116/1/012008> 10.1088/1742-6596/116/1/012008
- Sánchez-Villafrades, J. 2019. Diseño e implementación de un sistema para la caracterización de los SiPM del Telescopio de Muones (MuTe) Diseño e implementación de un sistema para la caracterización de los sipm del telescopio de muones (MuTe) Tesis de pregrado. Universidad Industrial de Santander.
- Sánchez-Villafrades, J., Peña-Rodríguez, J., Núñez., L. A. (2018). Control de temperatura para el estudio del voltaje de ruptura de SIPMs Control de temperatura para el estudio del voltaje de ruptura de SIPMs. En Memorias Congreso Internacional de Ciencias Básicas e Ingeniería 2016. Memorias congreso internacional de ciencias básicas e ingeniería 2016. Revista Orinoquia.

- Santo, M. D., Catalano, O., Mineo, T., Cusumano, G., Maccarone, M., Parola, V. L., . . . Zuccarello, L. (2017, octubre). A new technique for probing the internal structure of volcanoes using cosmic-ray muons A new technique for probing the internal structure of volcanoes using cosmic-ray muons. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*291-293122–125. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2017.06.025> 10.1016/j.nuclphysbps.2017.06.025
- Saracino, G., Amato, L., Ambrosino, F., Antonucci, G., Bonechi, L., Cimmino, L., . . . Varriale, A. (2017, apr). Imaging of underground cavities with cosmic-ray muons from observations at Mt. Echia (Naples) Imaging of underground cavities with cosmic-ray muons from observations at mt. echia (naples). *Scientific Reports*71. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-01277-3> 10.1038/s41598-017-01277-3
- S. Argiro, M. D., D. V. Camin, Guerard, C. K. (1999). Passive and Active PMT Biasing Networks II Passive and active PMT biasing networks II. Dipartimento di Fisica dell Università degli Studi di Milano.
- Sehgal, R., y cols. (2016). Simulations and Track Reconstruction for Muon Tomography using Resistive Plate Chambers Simulations and track reconstruction for muon tomography using resistive plate chambers. *DAE Symposium in Nuclear Physics*611034-1035. <https://inspirehep.net/literature/1603850>
- Shannon, J., Zhou, J., Clarkine, J. (2007). Optical fiber tips and their applications Optical fiber tips and their applications [Manual de software informático].
- Shi, L., Wang, Y., Huang, X., Wang, X., Zhu, W., Li, Y., Cheng, J. (2014, dec). A high time and spatial resolution MRPC designed for muon tomography A high time and spatial resolution MRPC designed for muon tomography. *Journal of Instrumentation*912C12038–C12038. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/12/c12038> 10.1088/1748-0221/9/12/c12038

- Spurio, M. 2015. *Particles and Astrophysics* Particles and astrophysics. Springer International Publishing. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-08051-2> 10.1007/978-3-319-08051-2
- Suárez-Durán, M. 2019. *Variaciones del flujo de radiación cósmica en distintos escenarios geofísicos* Variaciones del flujo de radiación cósmica en distintos escenarios geofísicos Tesis Doctoral no publicada. Universidad Industrial de Santander.
- Tanaka, H., Nagamine, K., Kawamura, N., Nakamura, S., Ishida, K., Shimomura, K. (2003, julio). Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*5073657–669. [https://doi.org/10.1016/s0168-9002\(03\)01372-x](https://doi.org/10.1016/s0168-9002(03)01372-x) 10.1016/s0168-9002(03)01372-x
- Tanaka, H. K., Uchida, T., Tanaka, M., Shinohara, H., Taira, H. (2009, jan). Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of satsuma-iwojima volcano, japan. *Geophysical Research Letters*361. <https://doi.org/10.1029/2008gl036451> 10.1029/2008gl036451
- Tang, S. W., Yu, Y. H., Zhou, Y., Sun, Z. Y., Zhang, X. H., Wang, S. T., ... Wang, Z. M. (2016, may). A large area plastic scintillation detector with 4-corner-readout A large area plastic scintillation detector with 4-corner-readout. *Chinese Physics C*405056001. <https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/5/056001> 10.1088/1674-1137/40/5/056001
- Tapia, A., Dueñas, D., Rodríguez, J., Betancourt, J., Martínez-Caicedo, D. A. (2016). First Monte Carlo simulation study of Galeras volcano structure using muon tomography First monte carlo simulation study of galeras volcano structure using muon tomography. *En Proceedings of Science Proceedings of science* (p. 885).

The LAGO Collaboration. (2016, jun). The data acquisition system of the Latin American Giant Observatory (LAGO) The data acquisition system of the latin american giant observatory (LAGO). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 82034–39. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.02.101> 10.1016/j.nima.2016.02.101

The Pierre Auger Collaboration. (2015, octubre). The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory The Pierre Auger cosmic ray observatory. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 798172–213. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.06.058> 10.1016/j.nima.2015.06.058

The Pierre Auger Collaboration. (2017, sep). Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV. Science 35763571266–1270. <https://doi.org/10.1126/science.aan4338> 10.1126/science.aan4338

Torres, D., Martínez, D., Torres, R., Tapia, A., Betancourt, J., Rodríguez, J., ... Arturo, D. (2019). Galeras Volcano internal structure characterization using geological and geophysics techniques as input to muon tomography studies Galeras volcano internal structure characterization using geological and geophysics techniques as input to muon tomography studies. En APS Meeting Abstracts Aps meeting abstracts (p. Y05.002).

Valencia-Otero, M. 2016. Estudio de los componentes de secundarios en cascadas originadas por rayos cósmicos para aplicaciones sobre estructuras geológicas Estudio de los componentes de secundarios en cascadas originadas por rayos cósmicos para aplicaciones sobre estructuras geológicas Tesis de pregrado. Universidad Industrial de Santander.

Vanini, S., Calvini, P., Checchia, P., Garola, A. R., Klinger, J., Zumerle, G., ... Zenoni, A. (2018, diciembre). Muography of different structures using muon scattering and absorption algorithms Muography of different structures using muon scattering and absorption algorithms.

Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences377213720180051. <https://doi.org/10.1098/rsta.2018.0051> 10.1098/rsta.2018.0051

Vásquez-Ramírez, A., Suárez-Durán, M., Jaimes-Motta, A., Calderón-Ardila, R., Peña-Rodríguez, J., Sánchez-Villafrades, J., ... Núñez, L. (2020, agosto). Simulated response of MuTe, a hybrid Muon Telescope Simulated response of MuTe, a hybrid muon telescope. *Journal of Instrumentation*1508P08004–P08004. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/08/p08004> 10.1088/1748-0221/15/08/p08004

Vasquez-Ramírez, A. 2018. Estimación de la respuesta generada por el detector MuTe al paso de partículas cargadas Estimación de la respuesta generada por el detector mute al paso de partículas cargadas Tesis de maestría. Universidad Industrial de Santander.

Venus638FLPx GPS Receiver Venus638flpx gps receiver [Manual de software informático]. (2011, 1). Rev. 7

Vesga-Ramirez, A., Sierra-Porta, D., Pena-Rodriguez, J., Sanabria-Gomez, J. D., Valencia-Otero, M., Sarmiento-Cano, C., ... Nunez, L. A. (2017). Muon Tomography sites for Colombian volcanoes Muon tomography sites for colombian volcanoes. *ArXiv e-prints*. <https://arxiv.org/abs/1705.09884>

Vesga-Ramírez, A. 2018. Inversión geofísica a partir de datos de muongrafía volcánica para el proyecto MuTe Inversión geofísica a partir de datos de muongrafía volcánica para el proyecto MuTe Tesis de maestría. Universidad Industrial de Santander.

Vásquez-Ramírez, A., Suárez-Durán, M., Jaimes-Motta, A., Calderón-Ardila, R., Peña-Rodríguez, J., Sánchez-Villafrades, J., ... Núñez, L. A. (2020). Simulated Response of MuTe, a Hybrid Muon Telescope Simulated response of MuTe, a hybrid muon telescope. *Journal of Instrumentation (JINST)*.

- Williams, M. C. (2012, oct). Particle identification using time of flight Particle identification using time of flight. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*3912123001. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/39/12/123001> 10.1088/0954-3899/39/12/123001
- Wolf, M. 2014. High-Performance Embedded Computing High-performance embedded computing. Elsevier. <https://doi.org/10.1016/c2012-0-07058-5> 10.1016/c2012-0-07058-5
- Xu, H., Pancheri, L., Betta, G.-F. D., Stoppa, D. (2017, mayo). Design and characterization of a p/n-well SPAD array in 150nm CMOS process Design and characterization of a p/n-well SPAD array in 150nm CMOS process. *Optics Express*251112765. <https://doi.org/10.1364/oe.25.012765> 10.1364/oe.25.012765
- Yang, X., Downie, E., Farrell, T., Peng, H. (2013, marzo). Study of light transport inside scintillation crystals for PET detectors Study of light transport inside scintillation crystals for PET detectors. *Physics in Medicine and Biology*5872143–2161. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/58/7/2143> 10.1088/0031-9155/58/7/2143
- Zhong, J., Jiang, X. (2017, enero). A case study of using cosmic ray muons to monitor supercritical CO2 migration in geological formations A case study of using cosmic ray muons to monitor supercritical CO2 migration in geological formations. *Applied Energy*1851450–1458. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2016.03.025> 10.1016/j.apenergy.2016.03.025
- Zhong, J., Yi, J., Xie, Q., Jiang, X. (2015, aug). A Feasibility Study of using Cosmic Ray Muons to Monitor Supercritical CO2 Migration in Geological Formations A feasibility study of using cosmic ray muons to monitor supercritical CO2 migration in geological formations. *Energy Procedia*752299–2304. <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2015.07.423> 10.1016/j.egypro.2015.07.423

Contribuciones y publicaciones

Los resultados de este trabajo han sido divulgados en publicaciones y eventos nacionales e internacionales. Abajo se listan y se hace explícito mi aporte en cada una de ellos.

- [1] Peña-Rodríguez, J., Pisco-Guavabe, J., Sierra-Porta, D., Suárez-Durán, M., Arenas-Flórez, M., Pérez-Archila, L. M., Sanabria-Gómez, J. D., Asorey, H., Núñez, L. A. *Design and construction of MuTe: A hybrid muon telescope to study colombian volcanoes*, Journal of Instrumentation (JINST), Vol. 15, Num. 09, p.p. P09006–P09006, 2020.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/P09006>.

Aporte: Diseño electrónico del detector MuTe, proceso de calibración y primeras mediciones. Autor corresponsal del artículo, responsable de la redacción general de la segunda versión del artículo.

- [2] Vásquez-Ramírez, A., Suárez-Durán, M., Jaimes-Motta, A., Calderón-Ardila, R., Peña-Rodríguez, J., Sánchez-Villafrades, J., Sanabria-Gómez, J. D., Asorey, H., Núñez, L. A. *Simulated response of MuTe, a hybrid muon telescope*, Journal of Instrumentation (JINST), Vol. 15, Num. 08, p.p. P08004–P08004, 2020.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/08/P08004>.

Aporte: Proceso de calibración de las barras centelladoras, los paneles centelladores y el WCD. Comparación del espectro de energía depositada en el WCD con las simulaciones en GEANT4. Responsable de la redacción de la sección: Diseño instrumental de MuTe.

- [3] Vesga-Ramírez, A., Sierra-Porta, D., Peña-Rodríguez, J., Sanabria-Gómez, J. D., Valencia-Otero, M., Sarmiento-Cano, C., Suárez-Durán, M., Asorey, H., Núñez, L. A. *Muon tomography sites for colombian volcanoes*, Annals of Geophysics, Vol. 63, Num. 6, 2020.
<https://doi.org/10.4401/ag-8353>.

Aporte: Diseño conceptual del detector MuTe. Responsable de la redacción de la sección: El instrumento.

- [4] Asorey, H., Hernández-Barajas, S., León-Carreño, F., Núñez, L. A., Peña-Rodríguez, J., Pisco-Guabave, J., Sierra-Porta, D., Suárez-Durán, M. *Hardware-level calibration of the Chitaga water cherenkov detector in the Guane array for space weather study*, Scientia et Technica, Vol. 23, Num. 4, p.p. 563-568, 2018.

<https://doi.org/10.22517/23447214.17511>.

Aporte: Diseño de una metodología de calibración del detector Cherenkov en agua Chitaga aplicado en MuTe. Autor corresponsal del artículo, responsable de la redacción general.

- [5] Asorey, H., Calderón-Ardila, R., Forero-Gutiérrez, K., Nuñez, L., Peña-Rodríguez, J., Salamanca-Coy, J., Sanabria-Gómez, D., Sánchez-Villafrades, J., Sierra-Porta, D. *miniMuTe: A muon telescope prototype for studying volcanic structures with cosmic ray flux*, Scientia et Technica, Vol. 23, Num. 3, p.p. 386-390, 2018.

<https://doi.org/10.22517/23447214.17501>.

Aporte: Implementación del prototipo de telescopio de muones (miniMuTe) y primeras mediciones en el volcán Cerro Machín. Autor corresponsal del artículo, responsable de la redacción general.

- [6] Asorey, H., Calderón-Ardila, R., Carvajal-Bohorquez, C. R., Hernández-Barajas, S., Ramírez, L. M., Jaimes-Motta, A., León-Carreño, F., Peña-Rodríguez, J., J. Pisco-Guavabe, J. S. G., Suárez-Durán, M., Vásquez-Ramírez, A., Forero-Gutiérrez, K., Salamanca-Coy, J., Núñez, L. A., Sierra-Porta, D. *Astroparticle projects at the eastern Colombia region: Facilities and instrumentation*, Scientia et Technica, Vol. 23, Num. 3, p.p. 392-397, 2018.

<https://doi.org/10.22517/23447214.17561>.

Aporte: Instrumentación de los diferentes experimentos en detección de partículas: MuTe, Guane y Escaramujo.

- [7] Hernández-Barajas, S., León-Carreño, Y., Peña-Rodríguez, J., Núñez, L. A. *Modeling and simulation of the R5912 photomultiplier for the LAGO project*. En preparación para IEEE Sensors.

<https://arxiv.org/abs/2009.06101>.

Aporte: Modelado y simulación del fotomultiplicador R5912 usado en MuTe y la colaboración LAGO. Autor corresponsal del artículo, responsable de la redacción general.

- [8] Peña-Rodríguez, J., Núñez, L. A., Asorey, H. *Characterization of background noise in muography using the Muon Telescope (MuTe)*, In Proceedings of 40th International Conference on High Energy Physics PoS(ICHEP2020), 2020.

<https://doi.org/10.22323/1.390.0984>.

Aporte: Análisis de las principales componentes de ruido en muografía usando datos colectados por el detector MuTe. Ponente y autor corresponsal del artículo.

- [9] Peña-Rodríguez, J., Vásquez-Ramírez, A., Sanabria-Gómez, J., Nunez, L., Sierra-Porta, D., Asorey, H. *Calibration and first measurements of MuTe: a hybrid Muon Telescope for geological structures*, In Proceedings of 36th International Cosmic Ray Conference PoS(ICRC2019), 2019.

<https://doi.org/10.22323/1.358.0381>.

Aporte: Proceso de calibración y mediciones iniciales del detector MuTe. Ponente y autor corresponsal del artículo.

- [10] Peña-Rodríguez, J., Vásquez-Ramírez, A., Núñez, L. A., Calderón-Ardila, R., Sanabria-Gómez, J., Asorey, H. *A hybrid muon telescope for imaging volcano structures*, International School on Astroparticle Physics - ISAPP 2019, 2019.

Aporte: Diseño y construcción del telescopio de muones MuTe. **Premio al mejor aporte experimental del ISAPP2019**. Ponente y autor corresponsal del poster.

- [11] Sánchez-Villafrades, J., Peña-Rodríguez, J., Núñez, L. A., Calderón-Ardila, R. *Control de*

temperatura para el estudio del voltaje de ruptura de SiPMs, II congreso internacional de ciencias básicas e ingeniería - CICI 2018, 2018.

Aporte: Metodología de calibración de los fotomultiplicadores de Silicio del detector MuTe.
Responsable de la redacción general del artículo.

Apéndices

Apéndice A. Experimentos en muografía

Desde mediados del siglo pasado se han venido desarrollando experimentos en muografía, uno de estos fue implementado por L. Alvarez y colaboradores con el objetivo de buscar cámaras ocultas en la pirámide de Chephren, (Alvarez y cols., 1970). Recientemente, H. Tanaka y colaboradores (Nagamine y cols., 2005; H. K. Tanaka y cols., 2009) y N. Lesparre y colaboradores (Lesparre y cols., 2010, 2011; Lesparre, Marteau, y cols., 2012) han marcado la línea en el campo de la muografía con diversos estudios sobre la viabilidad de la técnica. Gran parte de los telescopios de muones actuales están enfocados en el estudio de volcanes; los experimentos más representativos son: MuRay (Ambrosi y cols., 2011), ToMuVol (Cârloganu y cols., 2013) y Diaphane (Lesparre, Marteau, y cols., 2012).

En este apéndice se presenta un resumen de las características más importantes de los tres telescopios muones: MuRay, ToMuVol y Diaphane. En este caso, se describen las tecnologías de detección implementadas en los hodoscopios, los dispositivos sensores, la configuración de los paneles y su resolución angular.

MuRay

El detector MuRay (Anastasio y cols., 2013) fue desarrollado para hacer muografía en el Monte Vesuvius. El prototipo está compuesto por tres estaciones de 1 m^2 . Cada estación está formada por dos planos ortogonales cada uno de los cuales está compuesto por dos módulos adyacentes de 32 centelladores plásticos triangulares como se ilustra en la Fig. 170, (Lesparre, Gibert, y cols., 2012). La distancia entre los paneles externos es de 1 m logrando una resolución de 8 mrad (Cimmino y cols., 2017).

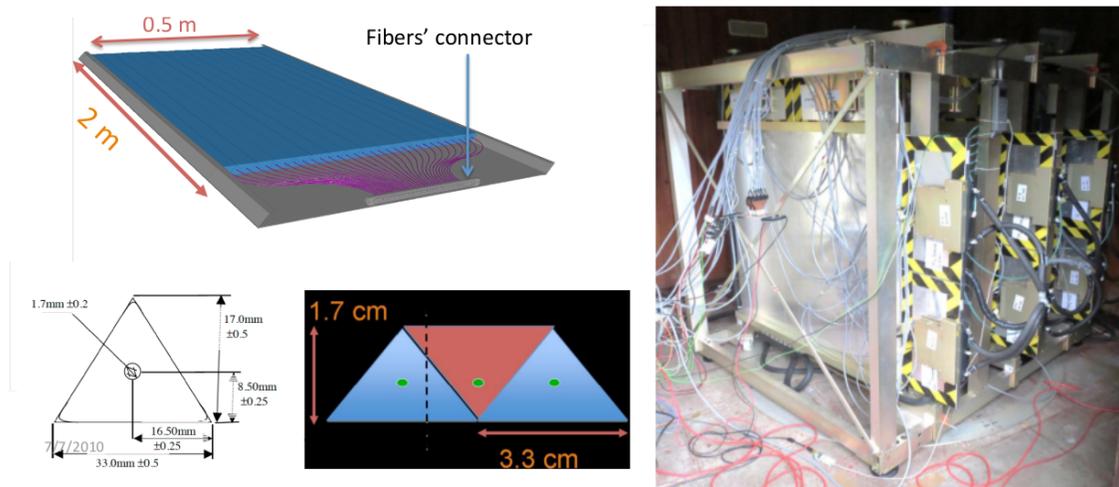


Figura 170. Telescopio MuRay. En la parte superior izquierda se muestra uno de los módulos de MuRay conformado por 32 barras y sus respectivas fibras WLS. En la parte inferior izquierda, las dimensiones de los centelladores triangulares y posicionamiento dentro del módulo. En la parte derecha, la estructura del telescopio MuRay (Lesparre, Gibert, y cols., 2012).

Cada barra centelladora es acoplada a un SiPM mediante una fibra óptica WLS, con un pico de absorción es de 406 nm y uno de emisión de 492 nm, para convertir la señal luminosa en una señal eléctrica. Este esquema ofrece gran robustez mecánica y bajo consumo energético (~ 1 mW/canal), sin embargo, la ganancia de los SiPM depende de la temperatura afectando el desempeño del detector en general. Para resolver este problema, se instaló un sistema de control de temperatura de los SiPM mediante módulos Peltier estabilizando la temperatura a 25°C .

La información del flujo de muones proveniente de cada módulo de 32 barras es procesada por una *tarjeta esclava* la cual se compone de un Circuito Integrado de Aplicación Específica (ASIC) de 32 canales y un FPGA (Cimmino y cols., 2017). En cada canal, la señal del SiPM es acoplada capacitivamente a una etapa de preamplificación cuya ganancia es programable. El consumo de la electrónica de lectura junto con la alimentación de los SiPM es de 25 W.

Una tarjeta *maestra* administra todas las tarjetas *esclavas* (12 en total) en el telescopio

MuRay. Esta tarjeta está equipada por un computador embebido (Raspberry Pi) que alcanza una velocidad de transferencia de datos de 20 Mbps.

Sistema de disparo de MuRay. Cuando una partícula pasa por el telescopio y genera una señal con una amplitud mayor a un umbral, un circuito de discriminación produce un disparo local. El valor del umbral se configura mediante un registro de 10 bits y la señal de disparo tiene una duración de 100 ns.

Cada estación es conectada a un multiplexor el cual tiene la lógica OR de las dos tarjetas esclavas de cada plano adyacente y la lógica AND de los dos planos ortogonales que componen la estación. La señal de disparo de cada estación es conectada a multiplexor que determina la coincidencia de las tres estaciones. Cuando se cumple completamente la lógica de disparo se produce una señal de disparo global que inicia la adquisición de datos.

Reducción del ruido. La mayor ventaja que tiene MuRay es la capacidad de medir el ToF el cual es usado para filtrar los “muones de albedo” (muones que provienen desde la parte posterior del detector) y eventos generados por lluvias verticales. Los muones de albedo se reconocen por tener un ToF negativo y los muones verticales no pueden generar una coincidencia triple, por lo tanto, estos eventos se pueden eliminar teniendo en cuenta dichas condiciones.

El ToF es medido mediante un conversor de tiempo digital (TDC) basado en la técnica de expansión de tiempo. La resolución del sistema ToF es de ~ 400 ps.

ToMuVol

El detector está construido por 4 capas de ~ 1 m², conformadas por seis RPC cada una. El detector obtiene una resolución de 8.7 mrad con una separación entre planos de 1 m (Cârloganu y cols., 2013). Cada RPC es de 50 x 33 cm² y contiene un gas ionizante con 93% tetrafloruro de etano,

5.5% de isobutano y 1.5% de hexafluoruro de azufre. El voltaje de operación de las RPC es de 7.5 kV y tiene un control de ganancia dependiendo de las variaciones de temperatura y presión atmosférica del entorno.

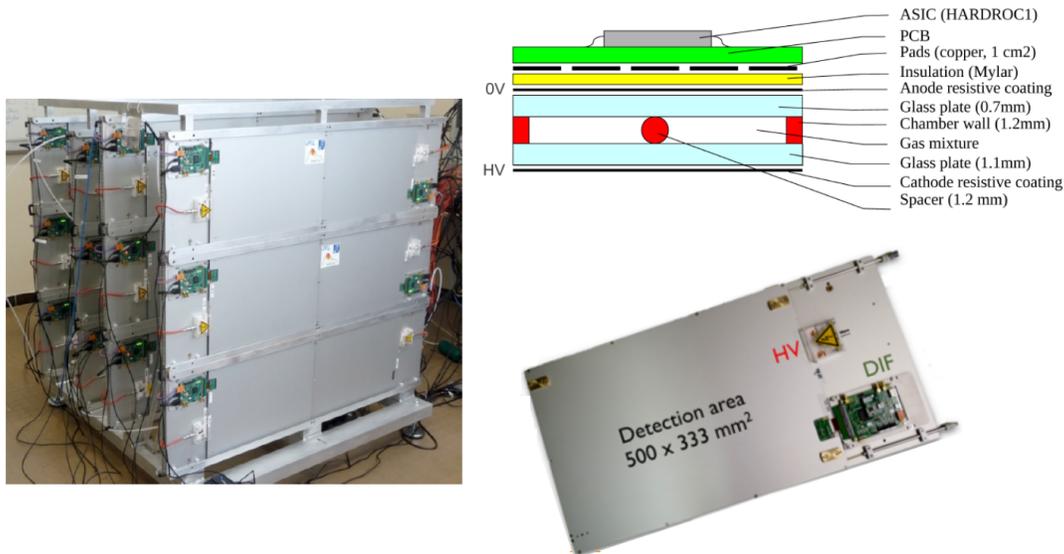


Figura 171. Telescopio ToMUVol. En la parte izquierda se muestra el hodoscopio formado por 4 paneles cada uno de los cuales se compone de 6 RPC. En la parte superior derecha se muestra la estructura de las RPC usadas. En la parte inferior derecha, uno de los módulos RPC con su respectiva electrónica de lectura basada en la usada por el experimento CALICE (Cimmino, 2014).

Las RPC son leídas por medio de *pads* de 1 cm^2 (en total 40000) con un consumo de 1.5 mW/canal . El sistema de lectura está compuesto por el ASIC de 64 canales que se encarga de discriminar los eventos. Por otra parte, el detector necesita un Control Lógico Programable para monitorear la composición del gas, el voltaje de polarización y las variables ambientales.

El detector es controlado remotamente y tiene un sistema de auto-disparo. Una de las principales desventajas de ToMuVol es que cualquier fuga de gas degrada su eficiencia de detección (Menedeu, 2016).

Sistema de disparo de ToMuVol. Cada sección de 8x8 pads es leída por un ASIC. Los ASIC amplifican las señales provenientes de las RPC y almacenan hasta 128 eventos que superan un umbral configurable. Una estampa temporal establecida por un reloj de 5 MHz es asociada a cada evento. Cuando un ASIC registra 128 eventos, se genera una señal de disparo global que inicia la lectura de los eventos almacenados temporalmente en el detector. Durante este período de lectura el detector no detecta eventos. Este lapso de tiempo representa el mayor aporte al tiempo muerto del detector (Béné y cols., 2013).

Reducción del ruido de fondo. Dos fuentes de ruido fueron identificadas por ToMuVol durante la detección en el Puy de Dome: los muones horizontales que inciden en el detector desde la parte trasera y los muones de baja energía que son dispersados por la superficie del volcán, los cuales generan un fondo dominante sobre la señal de interés proveniente de los muones que lo atraviesan. La eliminación de estos artefactos se hace *offline* mediante la comparación con datos de gravimetría.

Diaphane

El detector tiene tres planos formados de 16 x 16 centelladores plásticos rectangulares de 80 cm de largo de 5 x 1 cm² de sección rectangular como se observa en la Fig. 172. La distancia entre los paneles exteriores del hodoscopio es de 115 cm (Cimmino, 2014). En este caso, el detector usa dos tipos de fibra óptica WLS para optimizar el acople del espectro de absorción y emisión y disminuir la longitud de atenuación. Una fibra es usada para recolectar los fotones dentro del centellador y otra para llevarlos hasta el fotosensor. El ángulo total de apertura del telescopio puede ser ajustado cambiando la distancia entre los paneles (Lesparre, Gibert, y cols., 2012). La lectura de las señales lumínicas procedentes de las fibras ópticas se realiza mediante un PMT multiánodo (MAPMT) de 64 canales (H8804-mod5 o H8804-200mod) de Hamamatsu.

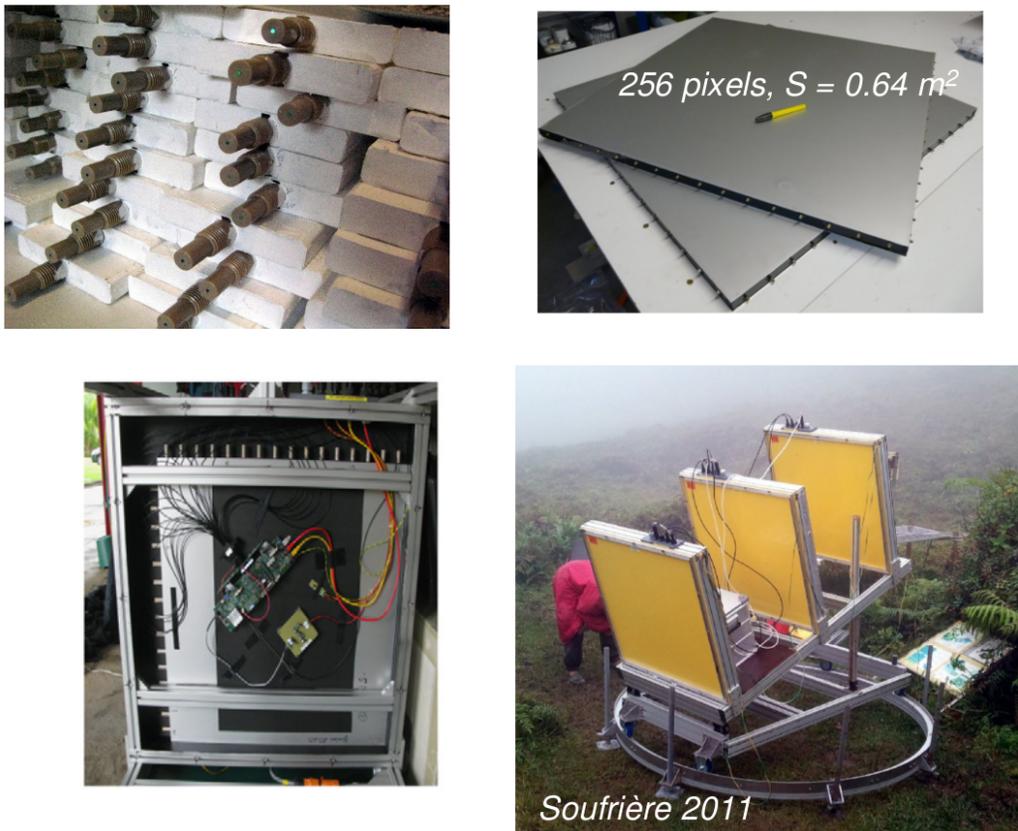


Figura 172. Telescopio Diaphane. En la parte izquierda superior se muestran las barras centelladoras rectangulares con su correspondiente acople óptico. En la parte izquierda inferior, uno de los paneles de Diaphane con su electrónica de lectura. En la parte derecha superior, los paneles de 256 píxeles. En la parte derecha inferior, el telescopio Diaphane instalado en la Soufrière de Guadeloupe (Cimmino, 2014).

Una de sus principales características es un sistema de reloj distribuido, regulado por GPS, que sincroniza todos los nodos del sistema. Este asigna una marca de tiempo a los eventos después de hacer una corrección debido a los retardos generados por la propagación de las señales.

El sistema de adquisición de datos consta de un Módulo Controlador de Ethernet, compuesto por una CPU RISC de 32 bits bajo Linux, una FPGA y un FIFO, conectado a una Tarjeta Madre de Control que incluye un ADC rápido, un módulo de alto voltaje y un sistema de reloj.

Diaphane tiene una resolución de 100 mrad y un consumo de potencia de ~ 36 W (Lesparre, Marteau, y cols., 2012). La principal desventaja del detector son las fibras ópticas externas que van desde la barra centelladora hasta el MAPMT ya que son expuestas a fuentes de luz externas que inducen ruido al detector.

Sistema de disparo de Diaphane. El sistema de disparo se basa en una arquitectura de dos niveles: el nivel 0 (L0) aplicado a los planos individuales y el nivel 1 (L1) aplicado *online* por el DAQ a los datos registrados desde todos los planos. Las condiciones de disparo son las siguientes:

- L0: al menos un canal sobre el umbral de un foto-electrón (p.e) y al menos un canal sobre el umbral de 0.2 p.e. en la dirección opuesta (coincidencia XY).
- L1: al menos 2 disparos L0 en una ventana de coincidencia de 100 ns.

Cada evento registrado contiene la intensidad de la señal en cuentas ADC, la estampa temporal y las coordenadas X y Y de la interacción. El proceso de lectura es continuo, los datos son procesados *online* y almacenados localmente. La estampa de tiempo es establecida con una resolución de 10 ns y es sincronizada a través de un GPS.

Reducción del ruido de fondo. El detector Diaphane reduce el ruido causado por los muones verticales mediante la instalación de una tercera matriz de detección la cual aumenta el factor de coincidencia a 3 y disminuye la probabilidad que el telescopio sea disparado por tres eventos verticales.

Por otra parte, el ruido generado por los muones de baja energía que se dispersan en la superficie del volcán se elimina a través de pantallas absorbentes ubicadas entre los paneles detectores (Lesparre, Marteau, y cols., 2012).

Apéndice B. Interfaz del MAROC3A en LabVIEW

La MAROC3A cuenta con una interfaz de usuario diseñada en el entorno de desarrollo LabVIEW²⁵ la cual permite realizar tareas de calibración. La interfaz se divide en siete ventanas: control lento, registros FPGA y de lectura, mediciones DAC y DC, Scurve, medición de carga, adquisición estándar y configuración.

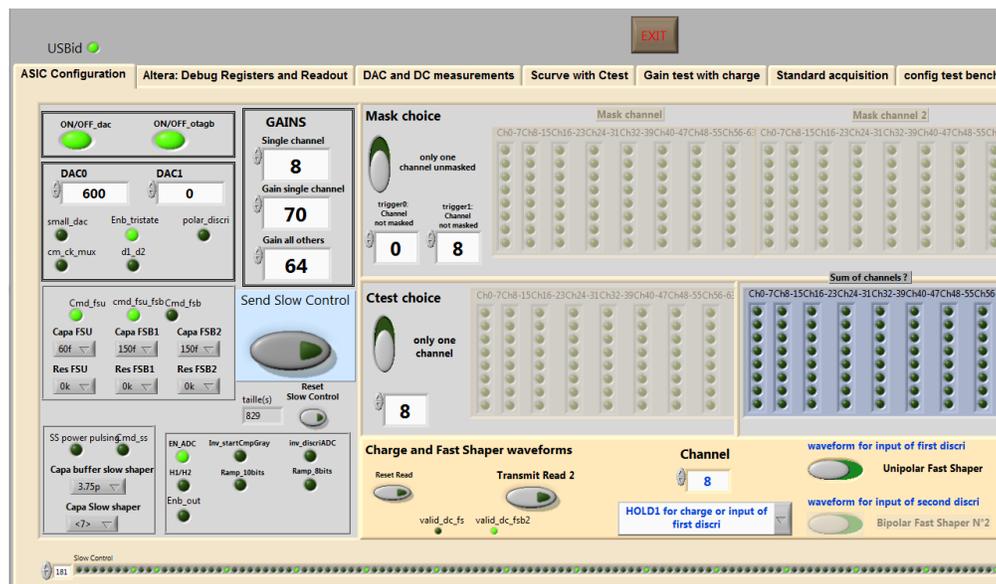


Figura 173. Pestaña de control lento. En la parte superior de izquierda a derecha: los paneles de configuración del umbral de discriminación, ganancias y enmascaramiento. En la parte central: el panel de conexión del formador rápido, el botón de envío, el panel de elección del canal de prueba y el panel de suma de canales. En la parte inferior: el panel de conexión del formador lento, los parámetros de medición de carga y el panel de transmisión de la señal *Ctest*.

En la ventana de control lento (Fig. 173) se configuran todos los parámetros de adquisición: ganancia por canal, umbral de discriminación (DAC0 y DAC1), formadores (rápidos y lento) y enmascaramiento de canales. Una vez los parámetros son configurados se envían a la MAROC3A usando el botón *Send Slow Control*.

²⁵ <https://www.ni.com/es-co/shop/labview.html>

La segunda ventana (Fig. 174) permite configurar los registros de lectura y escritura de la FPGA. Los registros de la FPGA se establecen en seis palabras (*Word_0-Word_5*).



Figura 174. Registros de la FPGA. Escritura (arriba) y lectura (abajo) de los registros de configuración de la FPGA mediante seis palabras (*Word_0-Word_5*).

En la ventana de lectura (Fig. 175) se hace mediciones de un determinado número de eventos (1,10,100 y 500) a detectar. El histograma de eficiencia de disparo permite observar cuantos eventos se registran en cada uno de los 64 canales. Con la variabilidad de disparo entre canales se efectúa el ajuste de ganancias por canal y así uniformizar las respuesta de las barras centelladoras.

En la ventana *Scurve* se evalúa la eficiencia de disparo por canal dependiendo del umbral de discriminación. Esta prueba permite establecer el umbral óptimo de discriminación dependiendo de la tasa de eventos esperada. Ver Fig. 176.

En la ventana de adquisición estándar (Fig. 177) el usuario puede observar la curva de eficiencia de todos los canales para un valor umbral determinado. Además, se puede configurar el

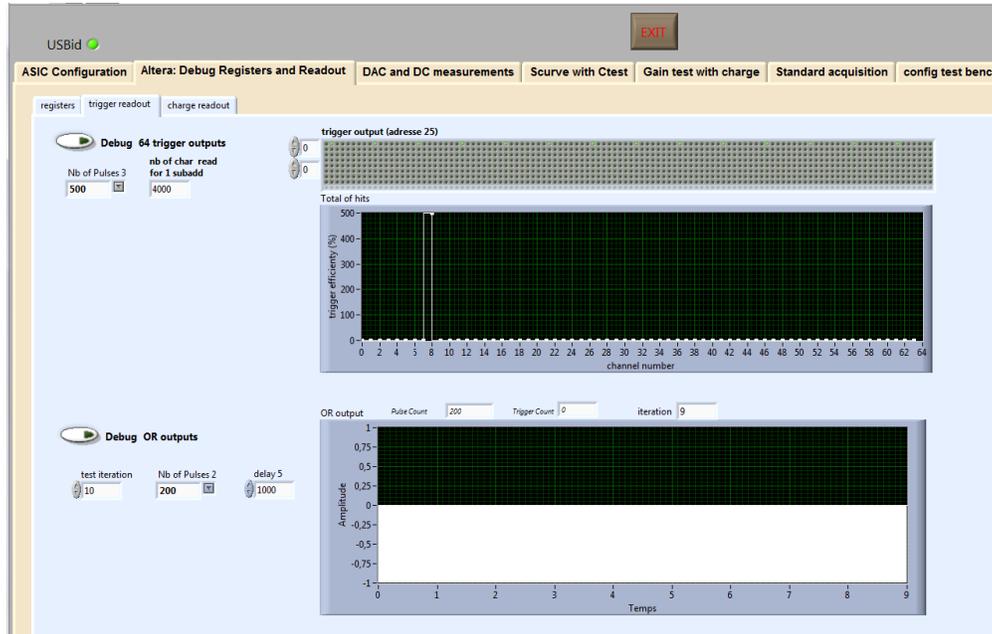


Figura 175. Pestaña de disparo. En la parte superior izquierda se configura el número de pulsos a adquirir (1, 10, 100 o 500), en la derecha se observa el histograma de disparo por canal. En la parte inferior el panel de prueba de las salidas OR.

número de eventos a registrar (1, 10, 100 o 500).

En la última pestaña (Fig. 178) se muestra un esquema básico de la tarjeta de desarrollo MAROC3A y sus principales componentes. En la parte superior se debe introducir el nombre del dispositivo (*DeviceDescriptionStr*) y el serial (*sernumstr*). El indicador *USBid* muestra el estado de la conexión (brillante-conectado u opaco-desconectado).

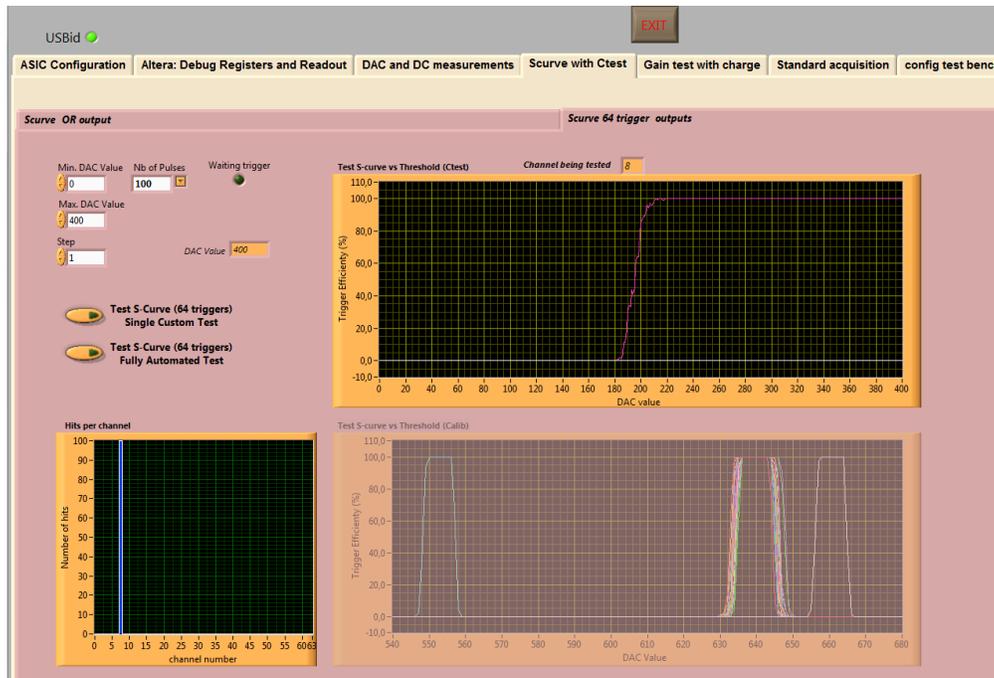


Figura 176. Pestaña SCurve. En la parte superior izquierda se configura el rango del umbral de discriminación y el número de pulsos a registrar. En la derecha se muestra la curva de eficiencia del canal Ctest. En la parte inferior, el número de eventos por canal y las curvas de eficiencia de todos los canales.



Figura 177. Pestaña de adquisición estándar. En la derecha se muestran las curvas de eficiencia para un rango de discriminación determinado. A la derecha se muestran las curvas de eficiencia dependiendo del umbral para todos los canales.

x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x

Mask first discriminator output, **for** 'All'[0] **for** 'individual'[1] : 0
mask_OR1_all_ch [0,1] : 1

ch0-7	ch8-15	ch16-23	ch24-31	ch32-39	ch40-47	ch48-55	ch56-63
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x
x	x	x	x	x	x	x	x

cmd_CK_mux [0,1] : 1
d1_d2 [0,1] : 1
inv_discrADC [0,1] : 1
polar_discr [0,1] : 0
Enable_tristate [0,1] : 0
valid_dc_fsb2 [0,1] : 0
sw_fsb2_50f [0,1] : 1

sw_fbs2_100f [0,1]	: 1
sw_fsb2_100k [0,1]	: 0
sw_fsb2_50k [0,1]	: 1
valid_dc_fs [0,1]	: 0
cmd_fsb_fsu [0,1]	: 1
sw_fsb1_50f [0,1]	: 0
sw_fsb1_100f [0,1]	: 1
sw_fsb1_100k [0,1]	: 0
sw_fsb1_50k [0,1]	: 0
sw_fsu_100k [0,1]	: 0
sw_fsu_50k [0,1]	: 0
sw_fsu_25k [0,1]	: 0
sw_fsu_40f [0,1]	: 0
sw_fsu_20f [0,1]	: 1
H1_H2_choice [0,1]	: 0
EN_ADC [0,1]	: 1
sw_ss_1200f [0,1]	: 0
sw_ss_600f [0,1]	: 0
sw_ss_300f [0,1]	: 0
ON/OFF_ss [0,1]	: 0
swb_buf_2p [0,1]	: 0
swb_buf_1p [0,1]	: 0
swb_buf_500f [0,1]	: 0
swb_buf_250f [0,1]	: 1
cmd_fsb [0,1]	: 1
cmd_ss [0,1]	: 1
cmd_fsu [0,1]	: 0

X	X	X	X	X	X	X	X
X	X	X	X	X	X	X	X
X	X	X	X	X	X	X	X
X	X	X	X	X	X	X	X
X	X	X	X	X	X	X	X

MAROC parameters were **set**

Apéndice D. Parámetros de control lento

Los parámetros que el usuario puede configurar son:

- * **Parámetro [Rango]**, descripción
- 1. **ON/OFF_otabg [0,1]**, habilita la alimentación del *bandgap*
- 2. **ON/OFF_dac [0,1]**, habilita la alimentación de los DAC
- 3. **small_dac [0,1]**, decrementa la pendiente del DAC0 para mayor precisión
- 4. **DAC1_value [0-1024]**, valor del umbral para el segundo discriminador, acoplado con el formador rápido bipolar (FSB2)
- 5. **DAC0_value [0-1024]**, valor del umbral para el primer discriminador, acoplado con el formador rápido bipolar de ganancia media (FSB1) o el formador rápido unipolar (FSU)
- 6. **enb_outADC [0,1]**, habilita la salida del ADC Wilkinson
- 7. **inv_startCmptGray [0,1]**, habilita los comparadores del ADC Wilkinson
- 8. **ramp_8bit [0,1]**, establece la resolución del ADC Wilkinson a 8 bits
- 9. **ramp_10bit [0,1]**, establece la resolución del ADC Wilkinson a 10 bits
- 10. **Mask second discriminator output, for 'All'[0] for 'individual'[1]**, enmascaramiento total o individual de las salidas del segundo discriminador
- 11. **mask_OR2_all_ch [0,1]**, enmascara todas las salidas del segundo discriminador, [0] habilitar y [1] deshabilitar
- 12. **Mask first discriminator output, for 'All'[0] for 'individual'[1]**, enmascaramiento total o individual de las salidas del primer discriminador
- 13. **mask_OR1_all_ch [0,1]**, enmascara todas las salidas del primer discriminador, [0] habilitar y [1] deshabilitar
- 14. **cmd_CK_mux [0,1]**

15. **d1_d2 [0,1]**, elección de la salida de disparo, [0] disparo del DAC0 y [1] disparo del DAC1
16. **inv_discriADC [0,1]**, inversión de la salida del ADC
17. **polar_discri [0,1]**, polaridad de la señal de disparo, [0] polaridad alta y [1] polaridad baja
18. **Enable_tristate [0,1]**, habilita las salidas de disparo
19. **valid_dc_fsb2 [0,1]**, habilita las mediciones DC del FSB2
20. **sw_fsb2_50f [0,1]**, habilita el capacitor de 50 fF del FSB2
21. **sw_fsb2_100f [0,1]**, habilita el capacitor de 100 fF del FSB2
22. **sw_fsb2_100k [0,1]**, habilita la resistencia de 100 k Ω del FSB2
23. **sw_fsb2_50k [0,1]**, habilita la resistencia de 50 k Ω del FSB2
24. **valid_dc_fs [0,1]**, habilita las mediciones DC del FSB1 y FSU
25. **cmd_fsb_fsu [0,1]**, elige entre el FSB1 [0] y el FSU [1] como entrada al primer discriminador (DAC0)
26. **sw_fsb1_50f [0,1]**, habilita el capacitor de 50 fF del FSB1
27. **sw_fsb1_100f [0,1]**, habilita el capacitor de 100 fF del FSB1
28. **sw_fsb1_100k [0,1]**, habilita la resistencia de 100 k Ω del FSB1
29. **sw_fsb1_50k [0,1]**, habilita la resistencia de 50 k Ω del FSB1
30. **sw_fsu_100k [0,1]**, habilita la resistencia de 100 k Ω del FSU
31. **sw_fsu_50k [0,1]**, habilita la resistencia de 50 k Ω del FSU
32. **sw_fsu_25k [0,1]**, habilita la resistencia de 25 k Ω del FSU
33. **sw_fsu_40f [0,1]**, habilita el capacitor de 40 fF del FSU
34. **sw_fsu_20f [0,1]**, habilita el capacitor de 20 fF del FSU
35. **H1_H2_choice [0,1]**, escoge la entrada del ADC Wilkinson

36. **EN_ADC [0,1]**, habilita la conversión ADC
37. **sw_ss_1200f [0,1]**, habilita el capacitor de 1200 fF del formador lento
38. **sw_ss_600f [0,1]**, habilita el capacitor de 600 fF del formador lento
39. **sw_ss_300f [0,1]**, habilita el capacitor de 300 fF del formador lento
40. **ON/OFF_ss [0,1]**, habilita la alimentación del formador lento
41. **swb_buf_2p [0,1]**, habilita el capacitor de 2 pF del búfer antes del formador lento
42. **swb_buf_1p [0,1]**, habilita el capacitor de 1 pF del búfer antes del formador lento
43. **swb_buf_500f [0,1]**, habilita el capacitor de 500 fF del búfer antes del formador lento
44. **swb_buf_250f [0,1]**, habilita el capacitor de 250 fF del búfer antes del formador lento
45. **cmd_fsb [0,1]**, habilita la señal de entrada al FSB1 y FSB2
46. **cmd_ss [0,1]**, habilita la señal de entrada al formador lento
47. **cmd_fsu [0,1]**, habilita la señal de entrada al FSU
48. **Set gain for channels [0-255]**, establece la ganancia para todos los canales
49. **Do you want set a channel with a different gain? (yes [1], no [0])**, establece la ganancia para canales individuales
50. **Sum channels, for 'All'[0] for 'individual'[1]**, suma de todos los canales o de canales específicos
51. **sum_all_ch [0,1]**, habilita la suma de todos los canales
52. **Ctest channels, for 'All'[0] for 'individual'[1]** , selecciona los canales de prueba, total o de manera individual
53. **Ctest_all_ch [0,1]**, habilita todos los canales como canales de prueba

Apéndice E. Funciones del algoritmo *Rosetta*

Función *Begin_Maroc*

- 1: Busca los dispositivos conectados
 - 2: Abre el dispositivo USB específico – "SERNUM01A"
 - 3: Establece la latencia – **2 ms**
 - 4: Establece el tamaño de los búfers – **txsize = 8192, rxsize = 32768**
 - 5: Establece los *timeouts* – **tx = 5 ms, rx = 5 ms**
-

Función *Begin_Read*

- 1: Escribe los registros de la FPGA
 - 2: Lee los registros de la FPGA para verificar su escritura
 - 3: Obtiene la latencia de comunicación
 - 4: Escribe los parámetros de funcionamiento del MAROC3A en la memoria FIFO de la FPGA
 - 5: Escribe los registros desde la memoria FIFO de la FPGA a la MAROC3A
-

Función *Read_Hits*

- 1: Habilita el ADC externo y el ADC Wilkinson
 - 2: Inicia el ADC externo
 - 3: Establece el número de eventos a ser leídos
 - 4: Inicia el bloque de disparo
 - 5: Lee los eventos
 - 6: Reorganiza los datos, es decir, pasan de 8 palabras de 8 bits a una palabra de 64 bits
 - 7: Guarda los eventos en el archivo de datos *MuTe_P1_yyyy_mm_ddHhh.dat*
 - 8: Limpia el FIFO de la FPGA
-

Apéndice F. Sistema fotovoltaico

La capacidad de almacenamiento requerido por el sistema fotovoltaico de Mute en un día (C_A) es calculado usando la ecuación (Messenger Abtahi, 2017),

$$C_a = \frac{E_c(1 + F_s)}{\eta_{pb} \eta_{cdb} \eta_{rc} \eta_{pc} D_b} \quad (52)$$

donde E_c es la carga energética considerando el uso de convertidores DC/DC, F_s es el factor de escala, η_{pb} la eficiencia de los conductores, η_{cdb} la eficiencia de las baterías, η_{rc} la eficiencia de carga y descarga de la batería, η_{pc} la eficiencia del control de carga y D_b la profundidad de descarga de la batería. E_c se define como

$$E_c = E_x + \frac{E_\gamma}{\eta_{dcdc}} \quad (53)$$

donde E_x es la carga energética sin convertidores DC/DC, E_γ la carga energética con convertidores DC/DC y η_{dcdc} la eficiencia de los convertidores DC/DC. De (53) con $E_x = 58.57$ Wh y $E_\gamma = 746.24$ Wh, obtenemos $E_c = 844.08$ Wh. Usando $\eta_{pb} = 0.97$, $\eta_{cdb} = 0.95$, $\eta_{rc} = 0.95$, $\eta_{pc} = 0.98$, $D_b = 0.8$ y $F_s = 0.2$ (sobredimensión del 20%), obtenemos el valor de $C_a = 1472.75$ Wh. La capacidad de almacenamiento total del sistema fotovoltaico se obtiene mediante,

$$C_{at} = \frac{C_a D_a}{V_{nb}} \quad (54)$$

donde D_a es el número de días de autonomía y V_{nb} es el voltaje nominal del banco de baterías. En este caso, se establecieron seis días de autonomía con un voltaje nominal de 12 V, resultando en una capacidad total de almacenamiento de $C_{at} = 736.38$ Ah. Teniendo en cuenta las condiciones de movilidad y nubosidad del sitio de observación, se recomiendan 4 baterías de 205 Ah con un peso individual de 65 Kg y una profundidad de descarga de 80%.

En la Fig. 179 se muestra la implementación del sistema fotovoltaico de MuTe. Se compone de dos paneles solares de 18 V conectados en paralelo. Cada panel solar tiene una protección de

sobre-corriente (fusible FDS-32B de FEEO²⁶) conectada en serie y una protección de sobre-voltaje (SPD FSP-D40 de FEEO) conectada en paralelo. La salida del sistema de protección se conectan al controlador de carga (MPPT100/30 de Victron Energy²⁷) en los terminales PV \pm . El banco de almacenamiento, compuesto por dos baterías Mtek²⁸ MT123400 (12 V/340 Ah), se conecta en paralelo a los terminales BAT \pm del controlador. El terminal BAT- se conecta directamente y el BAT+ en serie con un fusible. Un interruptor (FPV-63DC C40 de FEEO) permite desconectar los paneles solares.

²⁶ <https://www.feeo.com.cn/>

²⁷ <https://www.solartopstore.com/pages/victron>

²⁸ <http://www.mtek-sa.com/>

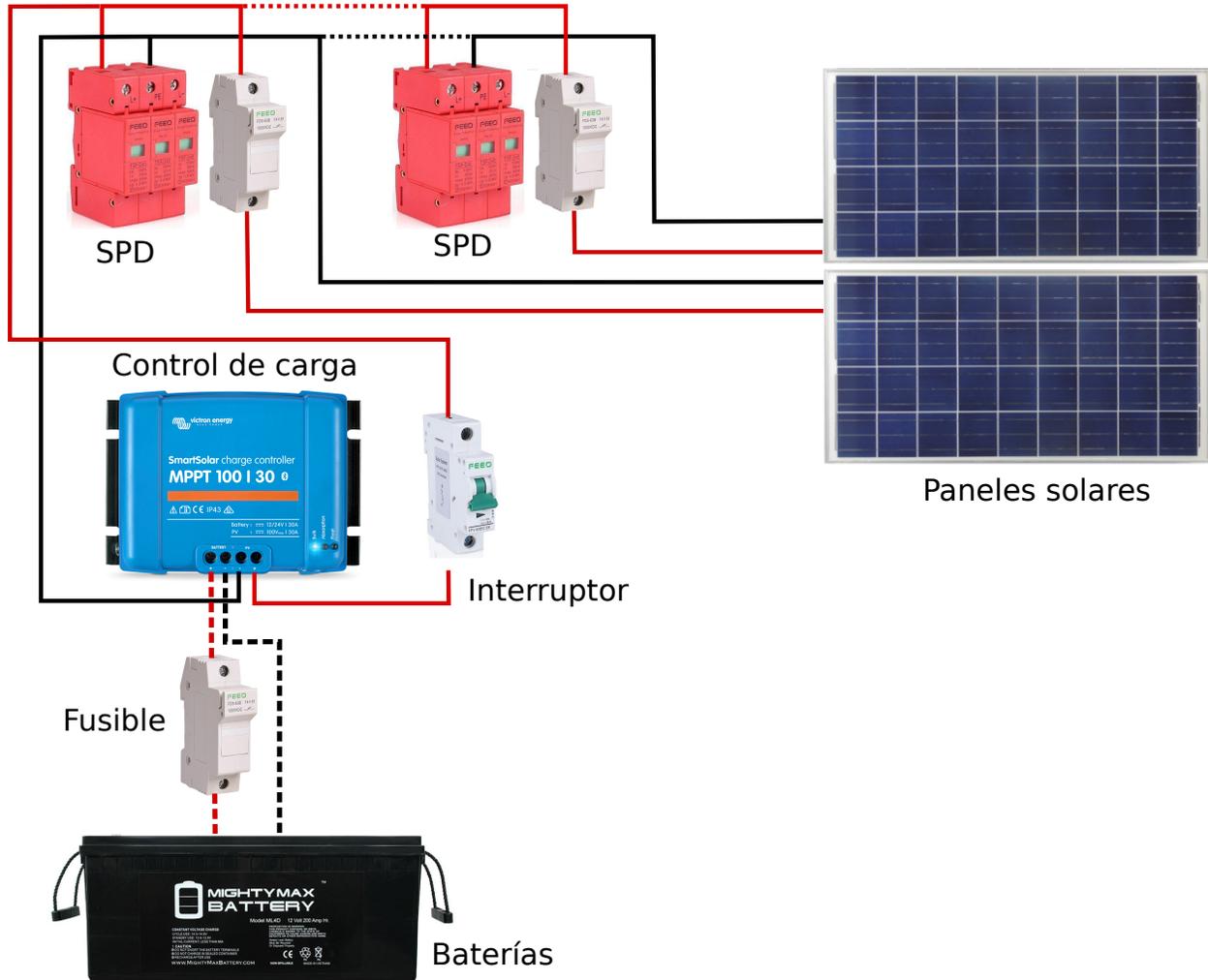


Figura 179. Conexión del sistema fotovoltaico de MuTe. Dos paneles solares de 18 V se conectan en paralelo al controlador de carga (MPPT100/30). Cada panel solar tiene un sistema de protección de sobre-corriente (fusible) y de sobre-voltaje (SPD). El banco de baterías se conecta a los terminales BAT± del controlador. Un fusible en serie a BAT+ protege al detector de daños por sobre-corriente. El interruptor permite desconectar los paneles solares.

Apéndice G. Análisis Mecánico

En este apéndice se analiza el estrés mecánico por carga y por vibración del instrumento tomando en cuenta el diseño estructural y las fuentes de movimiento debido a sismos y viento. La simulaciones hechas con el software SOLIDWORKS 3D CAD MODELING predicen el comportamiento estático y dinámico del instrumento.



Figura 180. Estructura del detector MuTe. El WCD se sitúa en el centro de masa de la estructura facilitando la elevación angular (máx. 15°). La distancia entre los paneles varía desde 40 cm a 250 cm.

Diseño estructural. Como se muestra en la Fig. 180, el hodoscopio, el WCD, la electrónica de lectura y el servidor central están montados sobre una estructura metálica. El marco consiste de un paralelepípedo $4.2\text{ m} \times 2.8\text{ m} \times 1.8\text{ m}$ de ángulos de acero ASTM A-36 de 3.2 mm de espesor mecánicamente ensamblados con tornillos de 0.5 pulgadas de diámetro. El telescopio puede ser elevado hasta 15° respecto a la horizontal.

Análisis de vibraciones y respuesta a sismos. Se calcularon las frecuencias naturales y modos de vibración de la estructura bajo las influencias externas del viento y actividad sísmica volcánica las cuales pueden afectar la integridad del telescopio.

Los movimientos debido a la actividad volcánica pueden ser (McNutt, 1992; Londono Sudo, 2001; Langer y cols., 2006; Chouet, 2003):

- terremotos volcano-tectónicos asociados a la fractura en áreas activas debido al movimiento de fluidos con picos de frecuencias 2 y 15 Hz.
- temblores de largo duración con frecuencias de 1 a 2 Hz, atribuidos a cambios de presión en grietas, cavidades y ductos.

Modo	Frecuencia (Hz)	Max. vibración (Hz)
1	1.6	0.01272
2	5.0149	0.0113
3	5.6445	0.0303
4	7.5633	0.0361
5	7.5702	0.0166

Tabla 12

Análisis de vibraciones del instrumento. La primera columna indica las frecuencias naturales de la estructura mientras la segunda muestra el máximo de la respuesta vibratoria cuando la estructura está en resonancia.

Como se observa en la tabla 12, el instrumento experimenta vibraciones mínimas (< 0.04 Hz) debido a los movimientos causados por sismos propios de ambientes volcánicos cuyo rango de frecuencia va de 1.6 Hz a 7.5 Hz. La respuesta de la estructura garantiza la integridad estructural en contra de sismos debido a la actividad volcánica.

Carga estática y por viento. EL objetivo del análisis estático de carga es simular el comportamiento del instrumento debido a deformaciones que pueden generar fallas estructurales.

Las cargas principales de la estructura son: el volumen de agua dentro del WCD (~ 1728 Kg) y los paneles centelladores (~ 70 Kg cada uno). La malla de simulación se compuso de 2.6×10^6 elementos finitos con un tamaño de 15 ± 5 mm. La Fig. 181 (izquierda) muestra los resultados teniendo deflexiones que van desde 0 mm hasta 3.29 mm con el máximo pico de estrés en el soporte WCD. Estas deformaciones no representan un problema mecánico considerable para el instrumento.

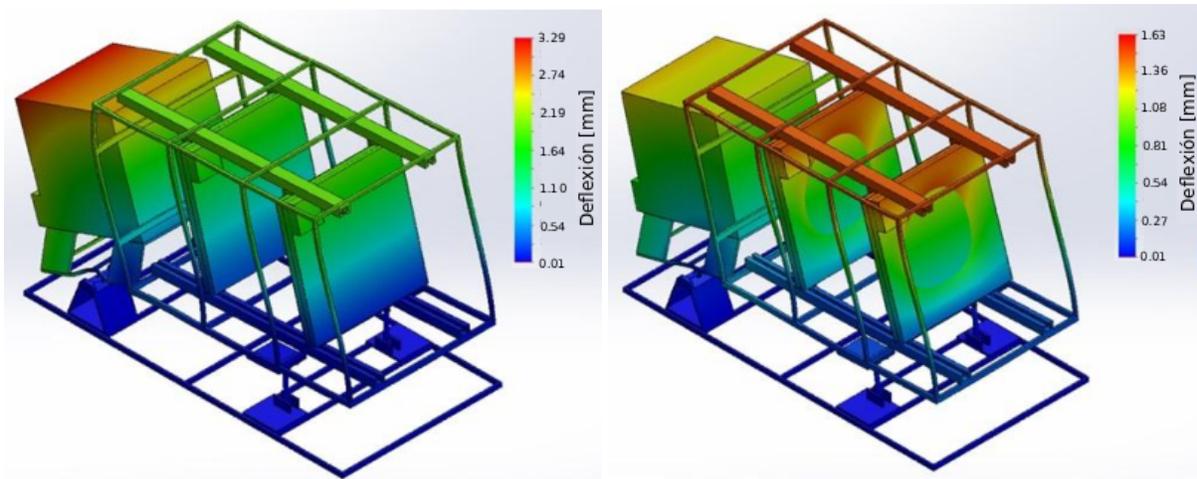


Figura 181. Mapa de carga estática (izquierda) y dinámica (derecha) de la estructura. La máxima deflexión de la estructura es de 3.29 mm en la parte trasera del WCD debido al peso del volumen de agua. La máxima presión por viento ocurre en la parte superior de los paneles centelladores logrando un desplazamiento de 1.63 mm.

Para determinar la carga dinámica debido al viento, se usaron datos meteorológicos del volcán Cerro Machín obtenidos del IDEAM ²⁹. La máxima velocidad de viento es 30 m/s con una

²⁹ <http://atlas.ideam.gov.co/visorAtlasVientos.html>

probabilidad de 4%. En la parte derecha de la Fig. 181 se muestra el estrés de la estructura debido a la carga de viento. La estructura sufre deflexiones hasta de 1.63 mm en la parte frontal de los paneles centelladores. Estas deformaciones no representan una afectación significativa para el instrumento.

Transferencia de calor en la estructura. La distribución de temperatura en la estructura se simuló teniendo en cuenta las fuentes térmicas (por conducción, convección y radiación) generadas por las condiciones ambientales y de funcionamiento del detector. Estos procesos incluyen la temperatura ambiente, radiación solar, enfriamiento por viento y calor debido al consumo eléctrico.

El análisis térmico permite observar la distribución de calor en la estructura y como esta podría afectar algunos componentes (SiPMs y barras centelladoras) del detector. La simulación térmica se llevó a cabo usando el módulo de calor del software SOLIDWORKS con los parámetros expuestos en la tabla 13. Los datos de temperatura media, radiación solar y velocidad de viento fueron extraídos del IDEAM.

En la Fig. 182 observamos las áreas de máxima temperatura en el detector. En el centro de los paneles centelladores la temperatura alcanza $\sim 60^{\circ}\text{C}$ ya que la radiación solar calienta su superficie metálica. La temperatura promedio en el resto de la estructura es de 23°C . La parte frontal de los paneles centelladores tiene una temperatura menor que la trasera debido al enfriamiento generado por el viento que incide sobre el detector. El volumen de agua dentro del WCD permite que su temperatura no supere los 40°C .

La distribución de temperatura permite identificar las áreas críticas en la estructura del detector. Se pueden plantear soluciones para mejorar la disipación de calor de la estructura como poli-sombras para proteger el detector de la radiación solar directa y a su vez permitir la circulación

Tabla 13

Parámetros del análisis térmico de la estructura.

Propiedades del material		Fuentes de calor	
Material estructural	AISI 1020	Temperatura del cielo	-10 °C
Modelo	IEL ^a	Electrónica WCD	5.2 W
Conductividad térmica	47 W/(m K)	Servidor central	12.5 W
Calor específico	420 J/(kg K)	Electrónica paneles	12.3 W
Densidad	7900 kg/m ³	Radiación solar	4500 W/(m ² day)
Medio Cherenkov	Agua	Coefficiente de convección	10 W/(m ² K)
Modelo	IEL ^a	Temperatura ambiental media	16 °C
Conductividad térmica	0.61 W/(m K)	Temperatura base del agua	10 °C
Calor específico	4200 J/(kg K)		
Densidad	1000 kg/m ³		

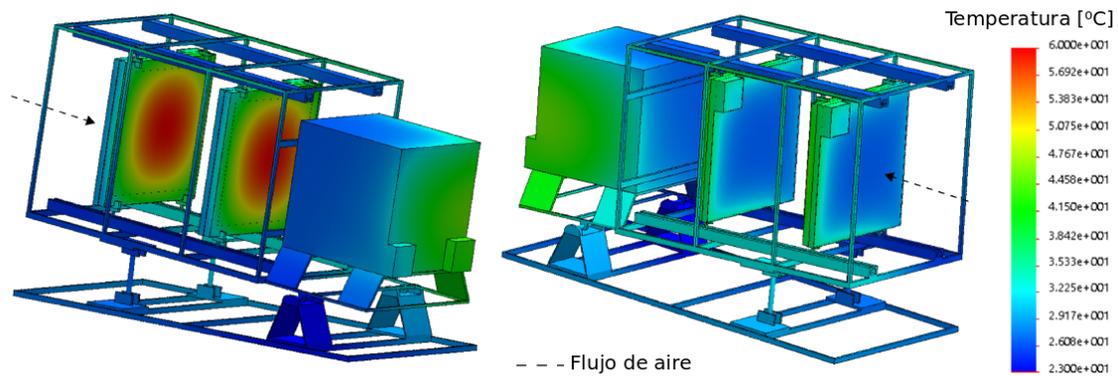
^a Isotrópico elástico lineal

Figura 182. Distribución de temperatura en la estructura de MuTe. La temperatura máxima (60°C) ocurre en la parte trasera de los paneles centelladores debido a la radiación solar, mientras que la parte frontal es enfriada (23°C) por convección del aire incidente (flecha punteada). El WCD tiene una temperatura máxima de 40°C debido a la disipación por el volumen de agua almacenado.

del aire.

Apéndice H. Conectividad GSM

El detector MuTe se comunica con el servidor remoto a través de la red GSM Claro³⁰ teniendo en cuenta su gran cobertura en las zonas de interés. En el volcán Cerro Machín, la red GSM tiene una potencia entre -81 a 90 dBm como se muestra en la Fig. 183.

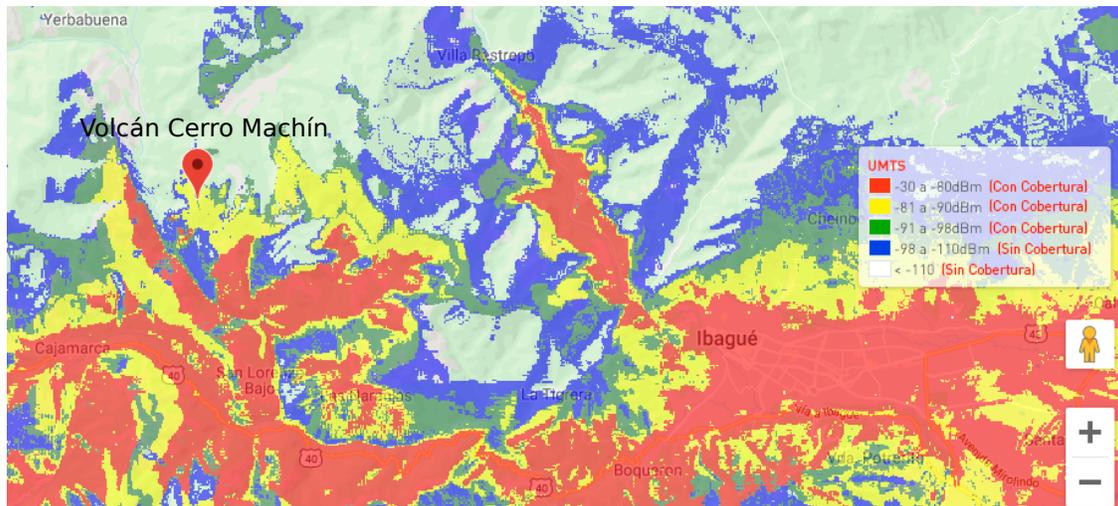


Figura 183. Mapa de conectividad GSM en el volcán Cerro Machín. La cobertura alta (rojo) tiene una potencia de -30 a -80 dBm, la media (amarilla) de -81 a -90 dBm y la baja de -91 a -98 dBm. Los sitios sin cobertura (azul y transparente) tienen una potencia <-98 dBm.

La red GSM ofrece una cobertura promedio de -81 a 90 dBm a lo largo de la Cordillera Central donde se encuentra la mayoría de los edificios volcánicos del país. Esta característica permite que MuTe pueda enviar su estado de funcionamiento independientemente del volcán que este escaneando.

En la Fig. 184 se expone el mapa de conectividad GSM de Colombia resaltando la ubicación de los volcanes más representativos: Azufral, Cumbal, Galeras, Puracé, Nevado del Huila, Nevado del Tolima, Nevado del Ruiz y Santa Isabel.

³⁰ <https://www.claro.com.co/personas/soporte/mapas-de-cobertura/>

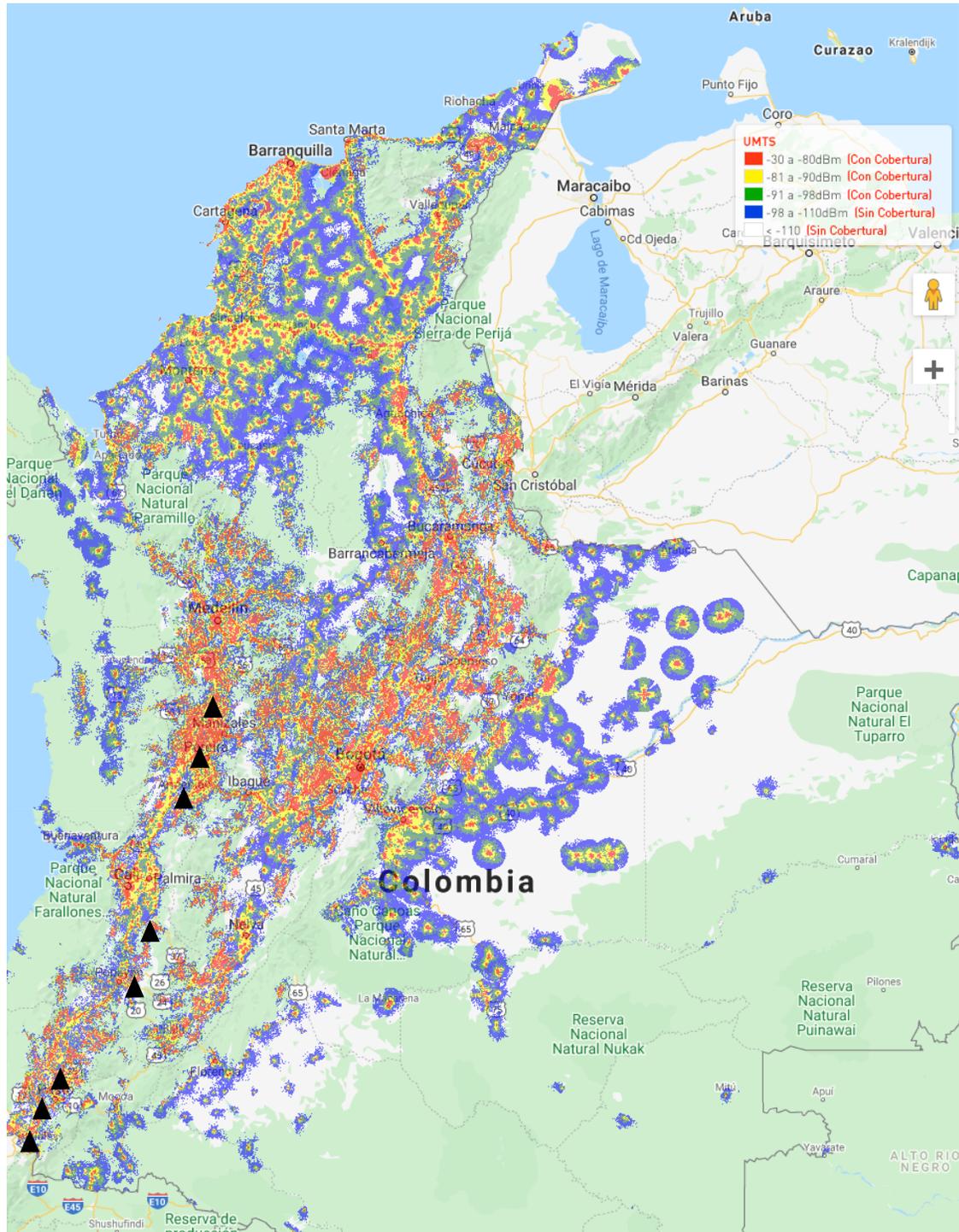


Figura 184. Mapa de conectividad GSM Claro Colombia. De abajo hacia arriba se resaltan (triángulo) los edificios volcánicos: Azufral, Cumbal, Galeras, Puracé, Nevado del Huila, Nevado del Tolima, Nevado del Ruiz y Santa Isabel