
Sistemas de detección de partículas basados en fotomultiplicadores con matriz de Silicio, con aplicaciones a muongrafías de volcanes.

Y. ODA

oda.yasuo93@gmail.com

Directores: Arnaldi H., Asorey H. y Bertou X.

Física Experimental IV

Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo

-
26 de Mayo, 2016
-

Resumen

En este trabajo se caracterizó y calibró un sistema de detección de muones originados por rayos cósmicos, basado en detectores ópticos semiconductores. El objetivo del detector es estudiar la estructura interna de volcanes, a través de una técnica conocida como *muongrafía*. Se utilizaron fotomultiplicadores con matriz de Silicio, plásticos centelladores, fibras ópticas y las electrónicas de los proyectos LAGO y ASC-II/SSD. Se obtuvieron curvas de calibración de tensión y se estudió la respuesta del detector a la temperatura. Se consiguió distinguir entre la llegada de fotones de forma individual, en el rango de 2 a 10 fotones. Se hizo una simulación simplificada para complementar el estudio del detector. Se utilizaron distintas configuraciones para centelladores, agregando pegamento óptico en algunos casos, sin presentar diferencias significativas. Se midió en coincidencia usando barras centelladoras formando un píxel, obteniendo resultados coherentes con la bibliografía.

I. INTRODUCCIÓN

I.1. Muones

I.1.a. Partícula elemental

El muón (μ^-) es una partícula elemental de la familia de los leptones, que al igual que el electrón tiene carga negativa y espín $\frac{1}{2}$; cuenta con una masa de $105,7 \text{ MeV}/c^2$, aproximadamente 200 veces más masivo que el electrón. Al muón y a su antipartícula se los denota como μ^- y μ^+ , respectivamente. Ambos son inestables y decaen con una vida media de $\sim 2,2 \mu\text{s}$ [1] mediante los siguientes procesos:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad (1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \quad (2)$$

I.1.b. Rayos cósmicos

La principal fuente de muones de la que se dispone es la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera. Cuando una partícula altamente energética ($\gtrsim 10^2 \text{ TeV}$) proveniente del espacio exterior interactúa con un núcleo presente en la atmósfera, se producen reacciones entre las cuales aparecen muones como productos y subproductos. Estos productos se llaman partículas secundarias, en general son también de alta energía ($\sim \text{GeV}$), y suelen producir reacciones en cadena de interacciones y decaimientos llamadas *lluvias atmosféricas*. [2, p. 31]

Debido a que en primera instancia puede considerarse a la llegada de rayos cósmicos de manera isótropa, suponemos que de estos procesos se pueden encontrar muones provenientes de todas las direcciones del cielo. La distribución angular sigue una ley $\sim \cos(\theta)^2$, donde θ es el ángulo cenital que se mide desde la vertical.

Las primeras interacciones hadrónicas tienen lugar en los altos niveles de la atmósfera en algún punto entre los 10 km y los 40 km de altura. Debido a la escasez de átomos presentes tienen una mayor probabilidad de decaer que de interactuar [2, p. 32]. A partir de la interacción entre protones p y algún núcleo de la atmósfera pueden producirse kaones K y piones π , que decaen dando lugar a muones μ^\pm . Estos ocurren mediante los siguientes procesos:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu [99, 99\%] \quad (3)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu [63, 43\%], \quad (4)$$

y sus conjugados de carga, donde entre corchetes se indica la fracción del total de reactivos que decae a esos productos en particular [2, p. 42]. El K^+ decae con probabilidad de 21, 13% en $\pi^+\pi^0$, que decaen luego en más muones. Con esto puede intuirse que la proporción de muones en las interacciones de rayos cósmicos no será despreciable, tema que se trata en la siguiente sección.

I.1.c. Espectro de energías

Para posibilitar su detección, es importante conocer el rango de energías con que los muones llegan al nivel del mar. En la figura 1 se puede observar el espectro de momentos (la cantidad de partículas) para distintas partículas secundarias producidas en la atmósfera por un protón de 425 TeV, entre ellas los μ^\pm . Se puede ver en la figura que para estos, el máximo de flujo está alrededor de los 3 GeV/c, mientras que el espectro se corta en 1 TeV/c para momentos altos, y en 100 MeV/c para momentos menores. Esto los hace los más energéticos de todo el espectro.

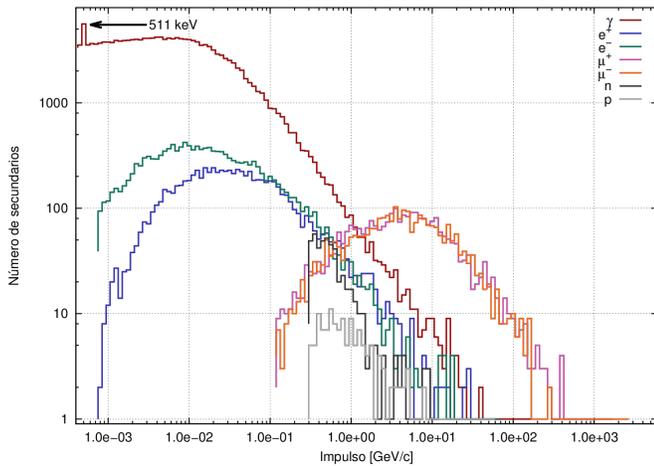


Figura 1: Distribución de impulsos para partículas secundarias producidas en la atmósfera por un protón de 425 TeV. Se pueden ver en rosa y naranja las curvas correspondientes a los μ^- y μ^+ . [2, p. 229]

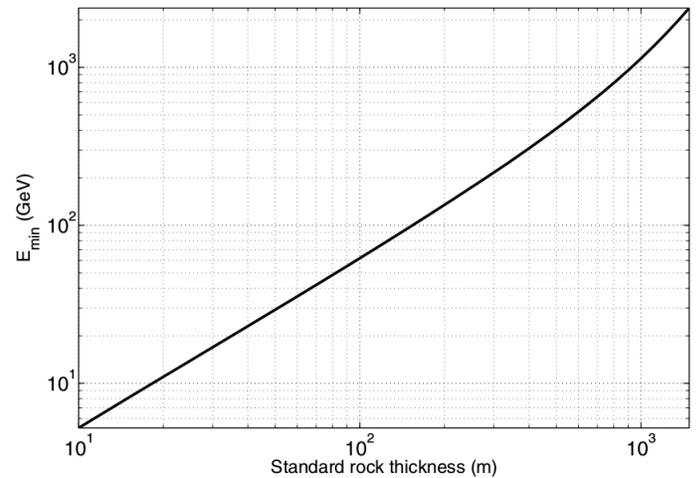


Figura 2: Energía necesaria que debe tener un muón para penetrar una distancia dada de roca estándar, con densidad $\rho = 2,65 \text{ g cm}^{-3}$. [3]

I.1.d. Penetración

Debido a las altas energías de los muones atmosféricos (a veces llegando al TeV), y a que el poder de frenado para estos se mantiene aproximadamente constante en un amplio rango de energías, los muones recorren varios metros de agua o roca antes de ser absorbidos.

En el caso del agua, en un rango de entre $\sim 200 \text{ MeV}/c$ y $\sim 150 \text{ GeV}/c$, el poder de frenado ronda los 2 MeV cm^{-1} . [2, p.239]

En la figura 2 se puede observar la energía necesaria que debe tener un muón para ser capaz de atravesar una distancia dada de roca estándar (término de uso común en geología, se llama así a una roca de densidad $\rho = 2,65 \text{ g cm}^{-3}$).

Se puede ver que, aproximadamente, para que sea capaz de recorrer una distancia de 1 km debe ingresar en la roca con una energía de 1 TeV.

I.2. Volcanes

Es interesante el estudio de los volcanes por diversas razones, siendo una de las principales que la cercanía de algunos volcanes a asentamientos urbanos puede constituir un factor de riesgo. En particular, el interés de este trabajo está puesto en mediciones de la actividad del volcán, que cuenten con mayor precisión que técnicas más tradicionales de estudios geológicos.

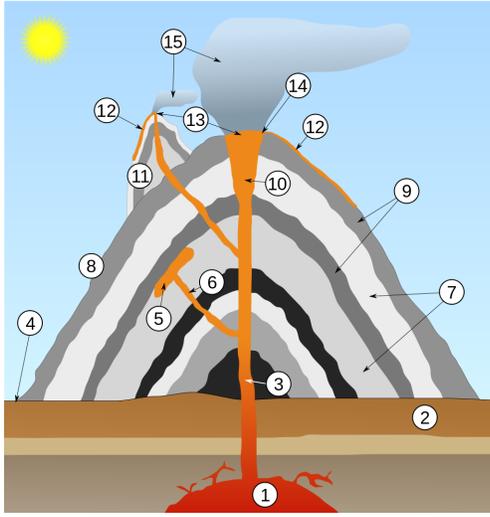


Figura 3: *Esquema de un estratovolcán. Con el número 11 se señala una chimenea secundaria, que puede ser difícil de detectar con los métodos tradicionales [Imagen tomada de Wikipedia].*

Por ejemplo, en la figura 3 se puede ver un esquema de las estructuras internas que puede presentar un estratovolcán, como el volcán Copahue. Con el número 11 se señala una chimenea secundaria, que puede resultar difícil de identificar con los métodos usuales.

El método de muongrafía, estudiado en este trabajo, promete una mayor resolución espacial respecto a las técnicas sismológicas usadas habitualmente en geología, lo cual permitiría distinguir esta clase de estructuras.

I.3. Muongrafías

El método que se estudió en este trabajo se llama *muongrafía*, y es análogo a las radiografías con rayos X. La idea consiste en utilizar los muones producidos por rayos cósmicos en la atmósfera como fuente de radiación penetrante. El flujo de rayos cósmicos está bien estudiado y conocido, en especial su dependencia con la altura, con lo cual se puede suponer conocida la llegada de muones. Entonces, si se mide el flujo de muones que logra atravesar un volcán se puede obtener la *opacidad*, que se calcula

como:

$$I = \int_L \rho(\xi) d\xi, \quad (5)$$

donde ρ es la densidad, y ξ es la coordenada que parametriza una dada trayectoria L [3]. Se puede obtener la opacidad con la diferencia entre los muones que llegan al volcán y los que lo atraviesan. Dado que el objetivo es reconstruir la densidad del volcán a partir de la opacidad, se busca medir suficientes recorridos L distintos (es decir muones con trayectorias distintas). Para esto es necesario conocer la geometría del volcán.

Un esquema de esta configuración se muestra en la figura 4. Se puede ver que muones con distintas trayectorias recorren distintas distancias dentro del volcán. Pero conociendo la dirección de movimiento se puede reconstruir la trayectoria, y conociendo la geometría del volcán, junto con la ecuación (5) se puede reconstruir la densidad del volcán.

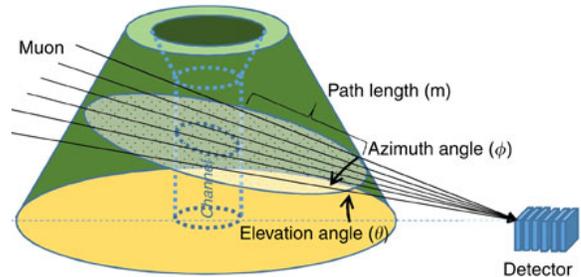


Figura 4: *Esquema de una muongrafía. Es crucial ser capaz de identificar la dirección con la que los muones atraviesan el volcán [4].*

I.3.a. Detector

Para conocer la dirección de movimiento, se utilizan unos detectores como los que se observan en la figura 5, que actúan como cámaras de muones (en lugar de fotones). Se construyen unas grillas (matrices) utilizando barras hechas con plásticos centelladores, formando un

pixelado. Se puede conocer el paso de una partícula por una barra centelladora, midiendo el efecto que la partícula tiene sobre el material (producción de fotones).

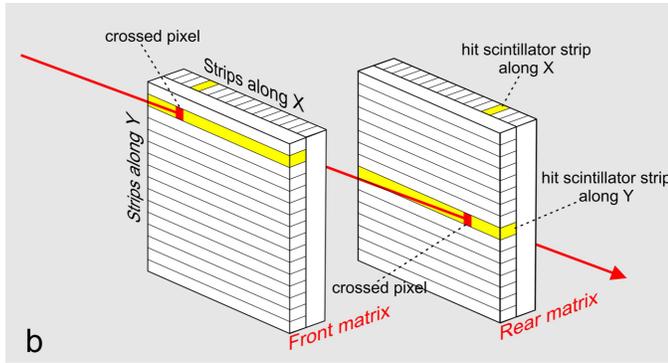


Figura 5: Esquema de funcionamiento de una cámara de muones. Un muón incide y activa una barra horizontal y otra vertical en cada matriz, permitiendo así determinar la dirección incidente [5].

Cruzando dos barras (señaladas con amarillo en la figura), cuando una partícula pase por el área en común se detectará una coincidencia entre las barras. Así se puede conocer con una precisión de un píxel (dado por el ancho de las barras), el paso de una partícula por el detector. Para conocer la dirección de la partícula se colocan dos de estas grillas de modo de contener la región de estudio dentro del campo de visión de la cámara. El principio explotado es el de que por dos puntos pasa una única recta.

En la figura 6 se puede ver una foto de un detector utilizado para muonografías en uso. Cada matriz en este detector tiene 320 píxeles.

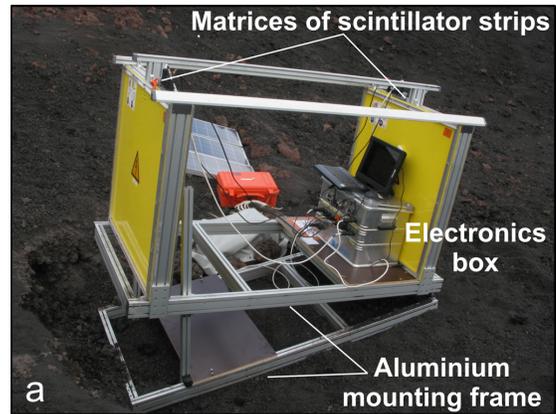


Figura 6: Cámara de muones utilizada en el monte Etna durante el verano de 2010 [5]. Las placas amarillas corresponden a las matrices de la figura 5.

Para conseguir la detección de un muón se utilizan, por un lado, barras de un material centellador que al ser atravesado emite una cantidad de fotones proporcional a la energía que le entrega la partícula. Estos fotones deben ser recolectados por algún dispositivo suficientemente sensible como para poder distinguir la llegada de fotones individuales. Para esto último se utilizaron fotomultiplicadores de Silicio. Centelladores y fotomultiplicadores de Silicio se detallan en la siguiente sección, junto con una breve descripción de la electrónica utilizada.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL

II.1. Centelladores

Los detectores centelladores hacen uso de que algunos materiales, al interactuar con radiación ionizante, emiten un pequeño destello de luz (un centelleo). En este proceso se excitan e ionizan átomos y moléculas del material que, al volver a su estado original, emiten fotones típicamente en un rango de energía cercano al del espectro visible (~ 300 nm). Algunos pocos de estos materiales tienen una conversión eficiente de energía de excitación a luz, y se los llama *centelladores*.

De acuerdo al tipo de emisión característica de cada material, se pueden dividir en dos tipos: *fluorescentes* y *fosforescentes*. En los fluorescentes, el proceso de emisión cuenta con tiempos característicos del orden de los 10 ns, mientras que los fosforescentes demoran tiempos más largos hasta la emisión (minutos u horas) [6].

Los centelladores utilizados en este trabajo pertenecen al tipo de centelladores organo-plásticos (en contraste a los inorgánicos, u organo-líquidos), y dentro del grupo de los fluorescentes. Estos consisten de un compuesto centellador primario y otro llamado *wavelengthshifter* (que pueden ser PTP, B-PBD, PPO o POPOP). El primero, generalmente con una concentración del orden de 20 veces mayor que el segundo, emite en el espectro UV, espectro en el cual el camino libre medio en el plástico es de unos pocos milímetros. El segundo absorbe los fotones UV y los reemite en mayores longitudes de onda, cambio que se busca para facilitar su posterior detección. Estos compuestos se encuentran disueltos en soluciones poliméricas, llamadas plásticos base, de forma homogénea (aproximadamente un 1 % en peso del primario). Los plásticos base más utilizados son el poliestireno, el polimetilmetacrilato y el poliviniltolueno. La ventaja de trabajar con centelladores plásticos es que se son sencillos de fabricar y se los puede moldear a la forma deseada [6].

Dado que se quiere trabajar con volúmenes relativamente grandes respecto al camino libre medio de los fotones, para poder aprovechar los fotones producidos por estos procesos se coloca usualmente una fibra óptica que atraviesa el centellador. Su función es recolectar estos fotones, que de otra forma se escaparían o terminarían siendo absorbidos por el centellador. El principio físico explotado es la reflexión total interna. En la figura 7 se puede observar el esquema de un centellador en barra con una fibra óptica en su interior.

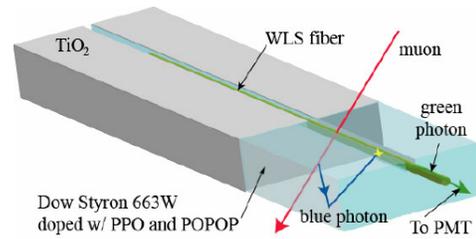


Figura 7: Se observa un plástico centellador con forma de barra siendo excitada por un muón. Se señala la trayectoria del muón (rojo), y un fotón producido por su paso (azul), que se refleja en la pared del centellador cubierta con TiO_2 , y la fibra óptica (verde). [7]

Se trabajó con plásticos centelladores Dow Styron 663W dopado con PPO y POPOP, y una fibra óptica Y-11(200) [8] que reemite al verde (530 nm) [9]. Las dimensiones de las barras eran de 4 cm x 1 cm x 30 cm. Además, para maximizar el ingreso de fotones en la fibra, se cubrió la barra centelladora con TiO_2 y papel de aluminio autoadhesivo, que favorecía la reflexión de los fotones dentro del material.

Un detector centellador cuenta entonces con un material centellador como primer transductor, que transforma la radiación ionizante en fotones visibles. Pero para poder obtener información de estos se debe poder transformar estos fotones en señal eléctrica medible. Para ello se utilizan comúnmente tubos fotomultiplicadores (PMT, del inglés *PhotoMultiplier Tube*). Actualmente la tecnología de los semiconductores ha permitido el desarrollo de fotodiodos suficientemente sensibles, de modo que puedan reemplazar a los PMT. En este trabajo fueron utilizados unos dispositivos a base de semiconductores conocidos como fotomultiplicadores de Silicio (SiPM, del inglés *silicon photomultiplier's*). Estos serán descritos a continuación, junto con sus ventajas y desventajas frente a los PMT.

II.2. Fotomultiplicadores de Silicio

Los fotomultiplicadores de Silicio (o SiPM, por sus siglas en inglés *Silicon photomultiplier*) son dispositivos de

detección de fotones relativamente nuevos (su desarrollo comenzó en 1993). Consisten de $\sim 10^4$ diodos de avalancha (o APD, por sus siglas en inglés *avalanche photodiode*), que constituyen el área de detección. Se llama *cell pitch* a la longitud de un lado de celda, y actualmente se encuentran SiPMs con *cell pitch* en el rango de 25 μm a 100 μm . Las celdas funcionan en modo Geiger, lo que quiere decir que cada APD cuenta fotones sin ninguna información sobre la energía o el número de eventos simultáneos.

Los SiPM son semiconductores, es decir, tienen una banda de valencia y una de conducción separadas por un *gap* de energía pequeño. Por ello, cuando un fotón interactúa con el material, los electrones de la banda de valencia son fácilmente promovidos a la banda de conducción. Algunos fotones tienen la energía suficiente como para excitar electrones en su paso por el material. Con lo cual, aplicando una tensión apropiada, estos electrones se pueden coleccionar para formar una corriente medible, luego de ser amplificada.

Desde un punto de vista electrónico, un SiPM está compuesto por un arreglo de fotodiodos (APD) inversamente polarizados, entre ellos conectados en paralelo, como se muestra en la figura 8. Además, al igual que los diodos, los SiPM poseen una característica intrínseca llamada tensión de ruptura v_{bd} (o en inglés, *breakdown voltage*), que se define como la tensión a la cual empieza a conducir el diodo polarizado en inversa. Sobre el SiPM se aplica una tensión de polarización v_b , necesariamente mayor a la v_{bd} de modo que haya conducción. Luego de aplicar una $v_b > v_{bd}$ sobre el SiPM, aparece un campo eléctrico que acelera los portadores de carga libres. A partir de estas dos tensiones se define

$$v_{ov} \equiv v_b - v_{bd}, \quad (6)$$

como sobretensión (*overvoltage*), que más tarde será de utilidad.

Cada celda tiene también una llamada resistencia de *quenching* R_q , asociada a las características constructivas de cada celda, y representa un factor de pérdidas.

Se suele colocar, en serie con el SiPM, una resistencia por la cual circula corriente cuando hay una cascada de electrones producida por la llegada de un fotón. Esta resistencia produce una caída de tensión sobre el SiPM, con lo cual disminuye por debajo de la v_{bd} y deja de conducir. Llegado este punto, la tensión aplicada al SiPM aumenta nuevamente debido a que no hay caída de tensión en sobre la resistencia, volviéndose mayor a la v_{bd} , con lo cual se repite el ciclo. A partir de este comportamiento de aumento y disminución de corriente se pueden obtener unos pulsos de tensión, que se mostrarán más adelante junto con los ruidos típicos asociados a estos detectores.

En la figura 9 se pueden observar algunas de las características mencionadas, entre ellas la gran variación en la corriente que se produce con una pequeña variación en tensión, una vez superada la v_{bd} . A diferencia de los diodos comunes, los SiPM están optimizados para trabajar en este rango de tensiones que implican grandes variaciones de corrientes.

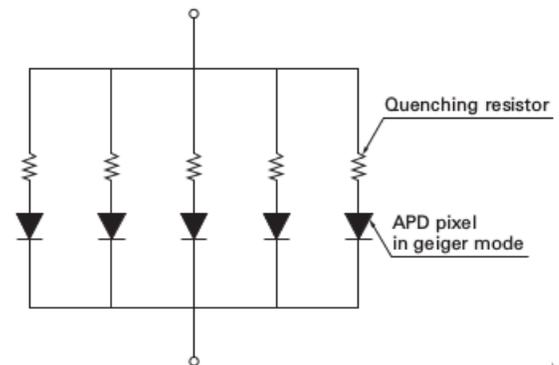


Figura 8: Las celdas de un SiPM son fotodiodos polarizados en inversa y conectados en paralelo entre sí. Además, se modela con una resistencia de *quenching*.

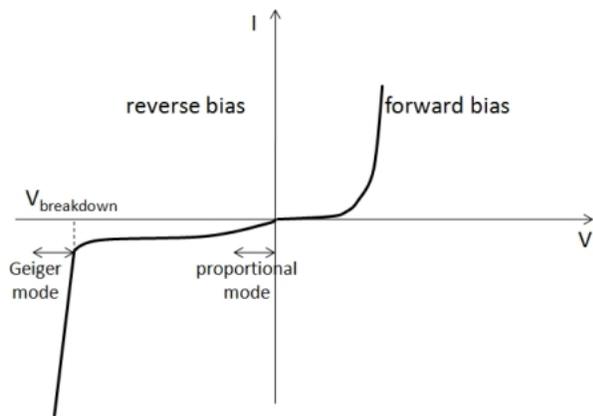


Figura 9: Curva de diodo. Cuando está polarizado en inversa, es posible llegar a un rango de tensiones cerca de v_{bd} en el cual una pequeña variación produce un gran cambio en corriente.

El esquema circuital mediante el cual se lee un SiPM se observa en la figura 10, donde el SiPM está representado como un diodo polarizado en inversa. El capacitor y la resistencia se colocan para corregir variaciones de alta frecuencia sobre la tensión aplicada al SiPM, de modo que sea lo más estable posible. La resistencia además controla la corriente para evitar que se queme el SiPM. Luego la corriente es convertida a tensión a la salida de un amplificador operacional actuando en configuración de transimpedancia. La tensión puede luego ser amplificada por una segunda etapa para adaptarla al rango de entrada del sistema de lectura.

Una característica a destacar de los SiPM frente a los PMT es la eficiencia de detección de fotones (*photon detection efficiency*, PDE), es decir el porcentaje de fotones detectados del total que llega al detector. Esta es mayor en el caso de los SiPM, alcanzando en algunos casos un 50 % [10] [11] (en el rango UV), mientras que en los PMT están típicamente entre 5 % y 25 % (con el máximo en el verde, 530 nm).

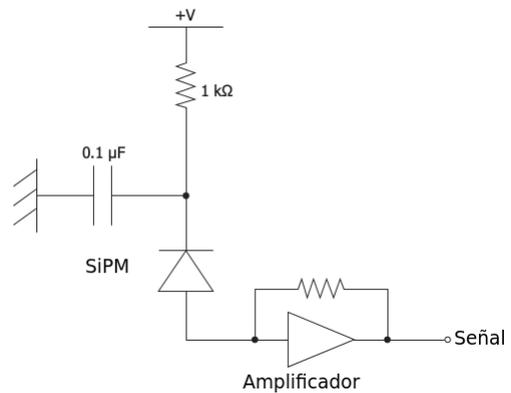


Figura 10: Esquema circuital del funcionamiento de un SiPM. Se puede ver que se aplica una tensión continua, junto con un filtro capacitivo para estabilizarla. La resistencia que se coloca debe ser lo suficientemente grande como para controlar la corriente que circula por el SiPM y no quemarlo, pero lo suficientemente chica como para que no afecte de manera significativa la tensión aplicada sobre el SiPM. La corriente a la salida del SiPM es luego amplificada y convertida en tensión.

Además, las tensiones típicas a las que debe ser sometido un PMT para su correcto funcionamiento es del orden del kV, mientras que en los SiPM se puede trabajar de forma óptima con tensiones de operación del orden de los 60 V, lo que en general los vuelve mucho más simples que los PMT.

Debido a que su principio de funcionamiento es distinto, se ha conseguido reducir el tamaño de los SiPM al orden del mm^2 , presentando una ventaja significativa frente a los PMT en cuanto a experimentos que deben ser fácilmente trasladables y de dimensiones pequeñas. En cambio, los SiPM presentan una desventaja en caso de necesitar grandes áreas de detección.

Por último, se cuentan entre sus ventajas frente a los PMT una ganancia alta e insensibilidad a campos magnéticos. Pero por otro lado, su principal desventaja es que tienen una fuerte dependencia con la temperatura.

Es sabido que el v_{bd} aumenta linealmente con la tem-

peratura:

$$v_{bd}(T) = v_{bd}(T_0) + \beta(T - T_0), \quad (7)$$

donde $T_0 = 0^\circ C$ y β es una constante que depende de cada SiPM, que varía de $10\text{mV}^\circ C^{-1}$ a $100\text{mV}^\circ C^{-1}$. Esto quiere decir que, a v_b constante (es la que se aplica de forma externa) y de acuerdo a la ecuación 6, la v_{ov} disminuye con la temperatura mientras que aumenta v_{bd} . Dado que factores como la ganancia, ruido y PDE dependen de la v_{ov} , es importante estudiar la dependencia de estos factores con la temperatura.

Además aparecen otros problemas asociados a los SiPM, que son:

- El *ruido térmico*: es el dominante en tiempos largos de medición, aparece por la promoción aleatoria de portadores de carga.
- El *crosstalk óptico*: algunas veces electrones y huecos en una cascada de una celda pueden recombinarse formando un fotón que activa una celda contigua, generando una falsa detección. Este fenómeno se puede reducir mejorando el aislamiento entre las distintas celdas.
- El *afterpulsing*: cuando hay impurezas en los cristales de silicio puede ocurrir que algún portador de carga quede atrapado durante un tiempo, generando una cascada al verse liberado.

En las figuras 11, 12 y 13 se pueden ver mediciones para distintos modelos de SiPM. En todas las imágenes se observa la señal que se obtiene luego de amplificar la corriente del SiPM y convertirla en pulso de tensión. Se puede ver la historia de los pulsos, dada por los colores de las curvas. En la figura 11, que corresponde a un SiPM Hamamatsu S11028 (S11), se puede ver que hay muchos pulsos concentrados en las tensiones más bajas, representados con color naranja. Esto se debe a que corresponden a la llegada al SiPM de un fotón individual, y vienen dados por *ruido térmico*. Por el color y el ancho, este es el tipo de eventos más probable. Además, hay pulsos menos probables de aproximadamente el doble y el triple de amplitud, los cua-

les corresponden a la detección simultánea de dos y tres fotones, respectivamente. La probabilidad de detección simultánea disminuye con la cantidad de fotones, como es de esperar; esto está asociado al fenómeno de *crosstalk óptico*. Los pulsos secundarios a la derecha de los principales llegan con menor frecuencia a medida que transcurre el tiempo; estos corresponden al *afterpulsing*.

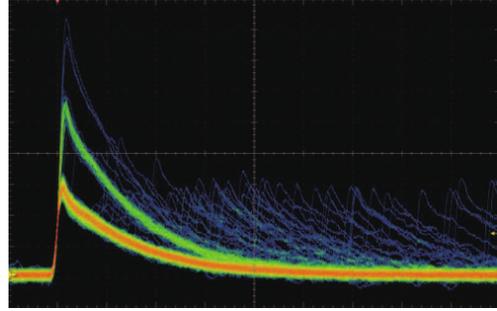


Figura 11: Registro de pulsos para un SiPM Hamamatsu S11028, como la que se observaría en un osciloscopio. Ver texto para más detalle. [10]

En la figura 12, que corresponde a un modelo posterior, Hamamatsu S12571 (S12), se ve que se lograron corregir los pulsos dispersos de la derecha desaparecieron casi completamente, pero que aumentaron los pulsos debido al *crosstalk*.

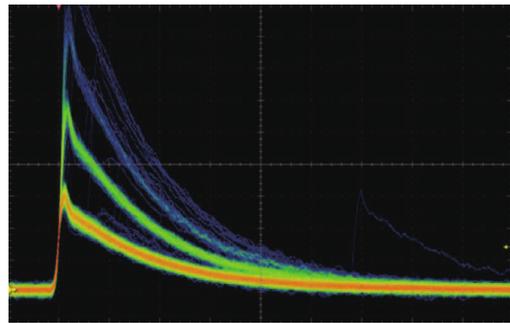


Figura 12: Se observan pulsos análogos a los de la figura 11, pero para un modelo posterior. Se puede ver que el *crosstalk óptico* empeora, debido a que aparecen pulsos de más fotones. En cambio el *afterpulsing* mejoró considerablemente. [10]

Finalmente, en la figura 13 se presenta la misma gráfica para el Hamamatsu S13360 (S13), que salió al mercado en el año 2015, y que muestra una fuerte corrección del *crosstalk* frente al S12, y si bien empeora el *afterpulsing*, se nota una mejoría considerable frente al S11.

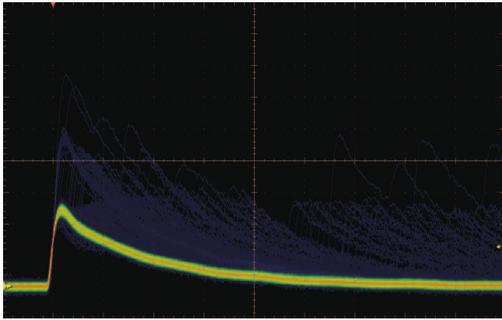


Figura 13: Se observan pulsos análogos a los de las figuras 11 y 12, para un modelo posterior. Se puede ver que en comparación con el modelo S11 de la figura 11, mejoró tanto en *crosstalk* óptico como en *afterpulsing* considerablemente.[11]

Cabe mencionar que en el laboratorio se utilizaron SiPMs S12 y S13, el S11 se presentó por cuestiones ilustrativas.

II.3. Temperatura

Debido a la fuerte dependencia de la ganancia del sistema de medición con la temperatura, fue necesario instalar un termómetro en las cercanías del SiPM. De este modo, se logró hacer tanto una calibración como posteriores correcciones a la toma de datos.

Para ello se utilizó una tarjeta comercial Seeeduino Stalker v2.3 que estaba presente en el laboratorio. La tarjeta cuenta con un microcontrolador ATMEGA 328 y se programa con el software y lenguaje Arduino. La resolución que posee este dispositivo es de $0.25\text{ }^{\circ}\text{C}$. En la figura 14 se muestra un Seeeduino Stalker. La conexión con la PC se hizo mediante un UartSBee v4.0 que es necesario para

la comunicación y programación de la tarjeta vía puerto USB.

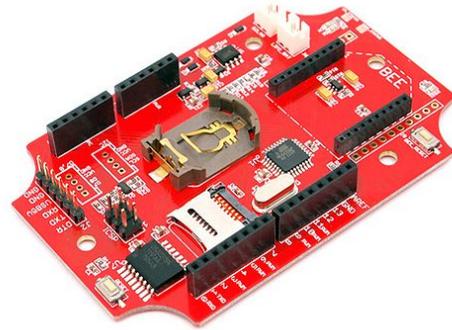


Figura 14: Seeeduino Stalker utilizado para medir la temperatura en la experiencia.

El programa utilizado para controlar este dispositivo se hizo durante la experiencia.

II.4. Electrónica adosada al SiPM

Para amplificar los pulsos obtenidos del SiPM se utilizó una electrónica originalmente construida para el proyecto ASC-II/SSD [12], pero adaptada para cumplir los requerimientos necesarios de amplificación de tensión y forma de los pulsos. Esta electrónica se muestra en la figura 15. Fue necesario agregar un filtro pasa bajo para filtrar los ruidos de alta frecuencia y estabilizar así la tensión aplicada al SiPM, junto con un adaptador de tensión para llegar a los rangos de trabajo de los SiPM (del orden de los 50 V).

A la salida de esta etapa de amplificación y conformación de los pulsos, se utilizó la electrónica del proyecto *LAGO* (Latin American Giant Observatory) para procesar los pulsos obtenidos.



Figura 15: *Placa de electrónica utilizada para alimentar el SiPM y amplificar la corriente generada por este. La salida del circuito estaba dada por pulsos de tensión, como los que se ven en la figura 13.*

II.5. Electrónica de lectura

Para la adquisición de datos se utilizó la electrónica del proyecto LAGO, con una FPGA Digilent Nexys II de control. La placa utilizada se presenta en la figura 16 [13]. Este dispositivo controlaba tanto la adquisición de los datos como la configuración de la tensión aplicada sobre los SiPM y el nivel de disparo con el que se adquieren los pulsos.



Figura 16: *Placa de LAGO utilizada para la adquisición de datos.*

Así, los pulsos eran discretizados en valores de 0 a 1024, en unidades que llamamos ADC y equivale a $1 \text{ ADC} = 1,96 \text{ mV}$. El tiempo se midió en unidades de 25 ns, dadas por el reloj interno de la electrónica de 40 MHz. El resultado de este procesamiento inicial eran archivos de texto donde en cada línea se imprimía el valor de tensión registrado en ese instante. Para lograr registrar principalmente eventos de física y no ruido electrónico o de otro tipo, era posible fijar umbrales de disparo (o en inglés, *trigger*). Es decir, un pulso era registrado sólo si superaba un valor de tensión previamente determinado.

Para pasar de un valor digital en la PC a una tensión continua a la salida se usa un DAC, que es la unidad en que se discretiza la tensión en valores de 0 a 4096. A continuación se presenta el primer resultado que consiste en una calibración entre DAC (Digital Analog Converter) y tensión en voltios.

III. ANÁLISIS DE DATOS Y RESULTADOS

III.1. Calibración de tensión

Dado que los SiPM tienen un rango de trabajo alrededor de los 60 V, y que la tensión se controla mediante la electrónica de LAGO en unidades de DAC, fue necesario contar con una calibración que permitiera convertir entre estas unidades. Debido a la fuerte dependencia del sistema de medición con las tensiones de ruptura v_{bd} y de trabajo v_b , era de suma importancia contar con calibraciones para operar correctamente. Las calibraciones para los dos SiPM utilizados se pueden ver en las figuras 17 y 18.

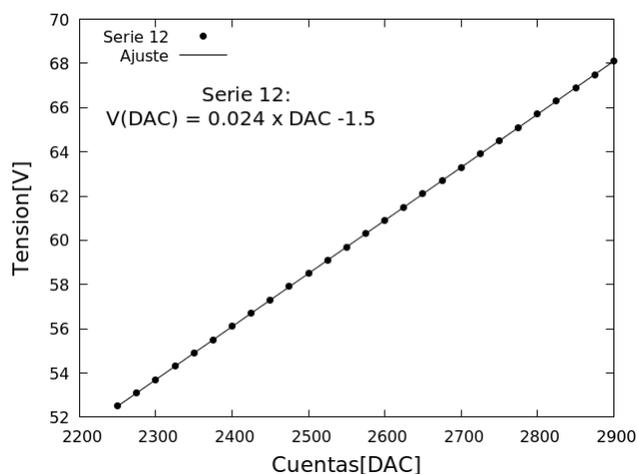


Figura 17: Curva de calibración para tensión en función de DAC para el S12.

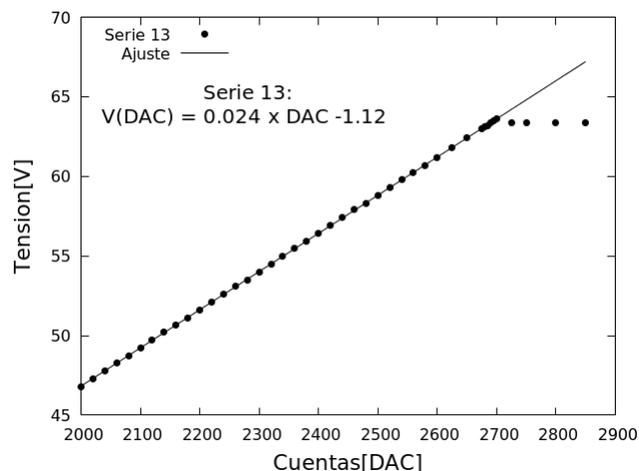


Figura 18: Curva de calibración para tensión en función de DAC para el S13. La relación es lineal hasta un valor de 63V, cuando se llega al límite de la fuente.

Aparecen dos curvas de calibración, debido a que se contaba con dos placas como la que se ve en la figura 15, una que funcionaba con el SiPM S12 y la otra con el S13. Ambos SiPM tienen tensiones de ruptura y de trabajo distintas, por lo que se hicieron calibraciones independientes.

III.2. Pulsos

Los pulsos detectados se discretizan, como se mencionó en la sección II.5, en valores de 0 a 1024 ADC. En la figura 19 se muestra un pulso genérico, medido al comienzo de la experiencia. Las unidades de tiempo se basan en un reloj interno de la electrónica de 40 MHz, es decir que cada intervalo de tiempo es un intervalo de 25 ns.

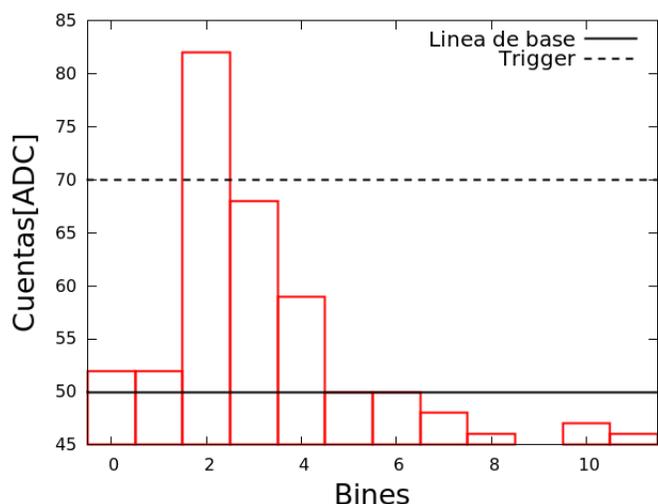


Figura 19: Pulso obtenido de un SiPM luego de ser discretizado por la adquisición de LAGO.

Se señalan en la figura el trigger, que es el mínimo valor en ADC que el pulso debe superar para ser registrado, y la llamada línea de base, que es el valor a partir del cual se miden las tensiones. Esta última se redefine constantemente, tomando promedios periódicamente sobre la tensión que se mide cuando no se supera el trigger. La línea de base se utiliza para evitar corrimientos de nivel por temperatura en mediciones largas. Se consideró en todos los casos que la línea de base era de 50 ADC, en la sección siguiente se hace un estudio más detallado.

Se puede ver que para el pulso presentado, los intervalos de tiempo mayores al séptimo se encuentran por debajo de la línea de base. Si se compara con los pulsos de las figuras 11 a 13 del osciloscopio, es algo que en esos casos no ocurre. Se trata de un efecto conocido como *undershoot*. Se debe a que la respuesta de la electrónica es más lenta que los fenómenos que se intentan medir. A lo largo del trabajo esto se logró corregir modificando la electrónica, obteniendo pulsos como los que se ven en la figura 20.

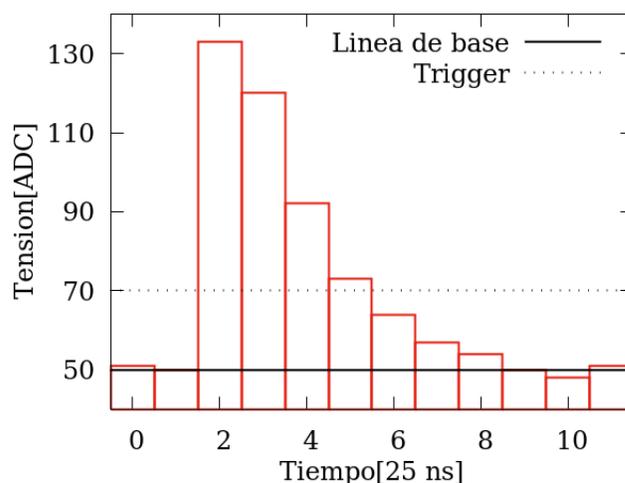


Figura 20: Pulso obtenido de un SiPM luego de ser discretizado por la adquisición de LAGO, y luego de corregir el undershoot.

Luego de modificar la electrónica para mejorar la forma de los pulsos y la respuesta de la electrónica, el undershoot prácticamente desaparece.

III.3. Línea de base

Tomando los valores de tensión en ADC correspondientes al primer intervalo temporal de cada pulso, se puede obtener información de la línea de base. Esto se debe a la forma en que la electrónica de LAGO registra los pulsos, para lo cual registra valores de tensión hasta que alguno supera el trigger, e imprime los dos valores de tensión anteriores y los nuevos siguientes. Debido a que los pulsos tienen una forma de caída abrupta, eventualmente puede influir al segundo intervalo, pero en general el primero corresponde al valor del cero de tensión en ese instante. En la figura 21 se muestra el primer bien de una serie de 5000 pulsos consecutivos. Se puede ver que algunos son más chicos que 50, otros más grandes, y algunos son mucho más grandes. Estos pueden corresponder a pulsos grandes, donde el primer intervalo estaba influenciado por el pulso. El promedio de todos los valores da 50.39 ADC, cercano

al valor de 50 que se utilizó para restar a todos los pulsos.

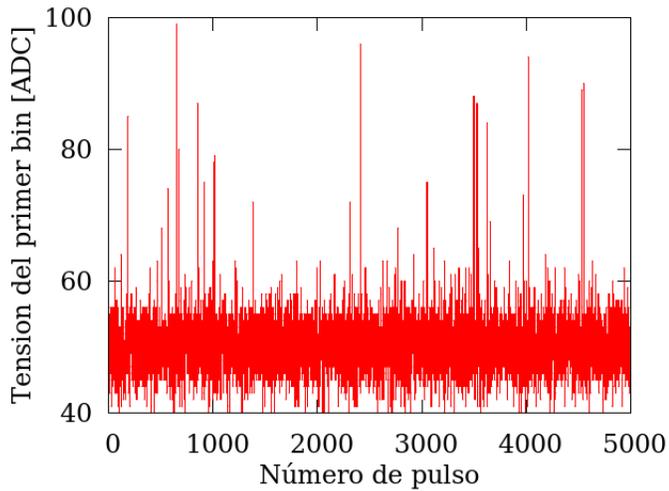


Figura 21: *Primeros intervalos de una serie de pulsos consecutivos. De esta manera se puede estudiar las fluctuaciones de la línea de base.*

Este resultado, junto con una gran estadística de pulsos (del orden de $1e7$ pulsos por medición), es lo que justifica haber considerado la línea de base como 50 ADC, independientemente de las fluctuaciones.

III.4. Histogramas de carga

III.4.a. El comienzo

A partir de los pulsos, sumando los valores de tensión en ADC correspondientes a cada intervalo temporal se puede calcular el valor equivalente a la integral del pulso. Dado que las unidades temporales son intervalos de 25 ns, y se considera el ancho de cada elemento del histograma como una unidad, la integral da en unidades de ADC. Para distinguir de las unidades de tensión, se llama a las unidades de carga ADCq. Cabe mencionar que la suma se hace restando la línea de base, que como ya se mencionó, se consideró siempre de 50 ADC a pesar de las fluctuaciones que pudiera sufrir.

En la figura 22 se puede ver un histograma de carga hecho con las primeras mediciones obtenidas, una vez que se logró hacer funcionar el sistema de medición.

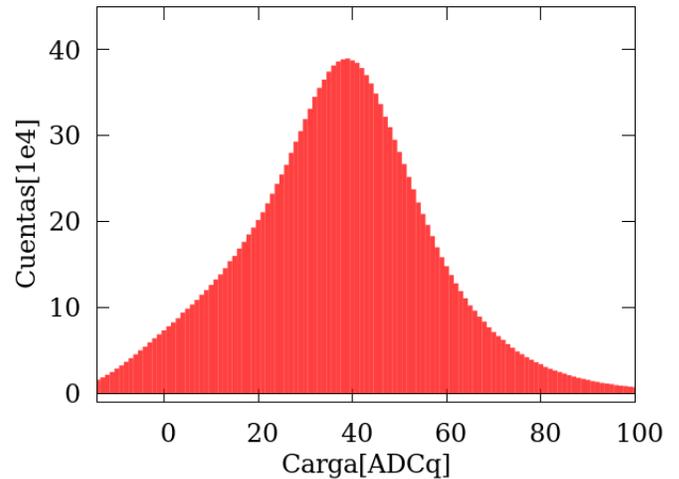


Figura 22: *Histograma de carga de una hora de medición. Los valores negativos de carga aparecen por fluctuaciones de la línea de base.*

Se puede ver una acumulación de cargas en el rango de 40 ADCq, que decrece rápidamente a medida que las cargas se hacen mayores. Cabe destacar que esta toma de datos se hizo sin centellador sobre el SiPM, con lo cual no hubo eventos reales medidos, todo lo que se observa corresponde a los distintos ruidos que aparecen sobre el sistema de medición.

Además se ve que hay una cantidad no despreciable de eventos con cargas negativas, los cuales ocurren cuando los pulsos son chicos y la línea de base es baja.

A lo largo del trabajo se logró mejorar la electrónica lo suficiente como para poder obtener información adicional de estos histogramas, que modificaba sensiblemente su forma cualitativa. En la siguiente sección se trata esto.

III.4.b. Fotones

Como se comentó en la sección III.4.a, un análisis posible sobre los pulsos registrados es el histograma de carga. Luego de realizar diversas mejoras sobre la electrónica de la adquisición, se obtuvo una curva de cargas como la que se observa en la figura 23.

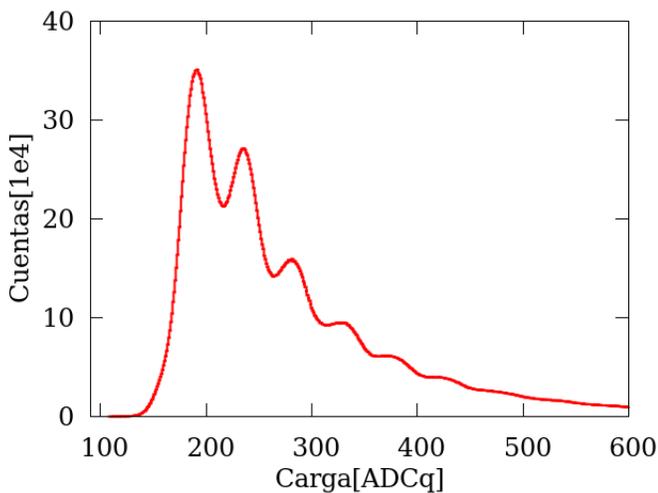


Figura 23: *Histograma de carga. Aparecen unas ondulaciones en la curva, que corresponden a la llegada de fotones individuales. En particular, el primer pico que se ve corresponde a la llegada al detector de 5 fotones simultáneamente. La curva es una suma de gaussianas.*

Se pueden ver unas ondulaciones, más pronunciadas para cargas menores, que luego van decreciendo en amplitud. Se recuerda que existe una relación de proporcionalidad entre la energía que dejan las partículas que atraviesan el centellador y los fotones producidos en este. A su vez, por cada fotón que llega al SiPM aparece una corriente determinada, y la corriente que aparece por la llegada simultánea de varios fotones estará dada por la suma de las corrientes correspondientes a fotones individuales. Lo que se observa en la figura es esa discretización, la cuantización de la carga que viene dada por la producción de fotones en el centellador.

Al pasar por la fibra óptica los fotones quedan en el verde (530 nm), lo que es coherente con que el espaciado entre los picos sea constante, siguiendo la idea de que la diferencia entre la energía que hay entre un pico y el siguiente es la correspondiente a un fotón. Bajo esta interpretación, la distribución de energías alrededor del centro debe ser normal. Debería ser posible, por lo tanto, ajustar con funciones gaussianas cada pico por separado, sumarlas y obtener la curva medida. Esto es lo que se observa en la figura 24 una serie de ajustes gaussianos hechos a cada pico. Se puede ver que ajustan muy bien cada pico por separado, y como regla general los valores de estos ajustes fueron utilizados para determinar valores como el centro del pico y la dispersión. Un ajuste de suma de gaussianas sobre la curva total se puede ver en la figura 25.

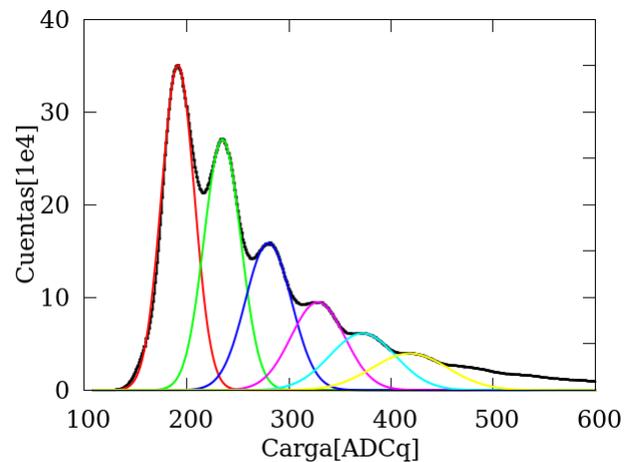


Figura 24: *Histograma de carga con ajustes de gaussianas a cada pico. Se ve que ajustan bien de forma independiente, aunque estas no son las gaussianas que componen la suma total.*

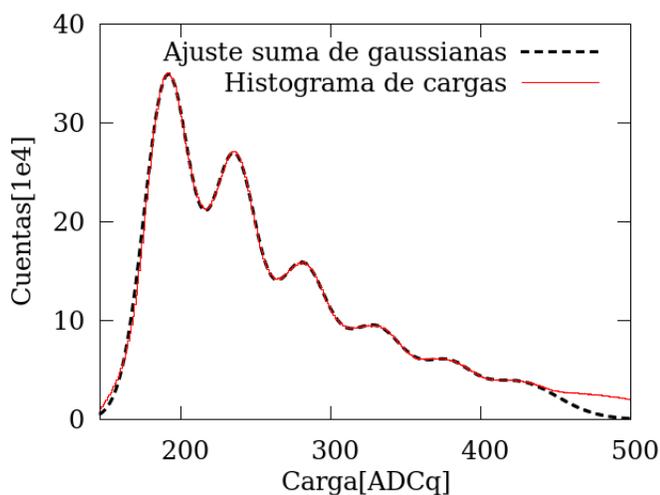


Figura 25: *Histograma de carga con ajustes de suma de gaussianas.*

Cabe mencionar que, dado que bajo esta interpretación el histograma es una suma de gaussianas, los picos ajustados sobre la histograma van a sufrir una desviación respecto a las curvas individuales. El corrimiento será mayor cuanto mayor sea la carga, debido a que las colas de las gaussianas serán más pesadas en proporción a las alturas.

Se destaca el valor que tiene haber alcanzado este resultado puesto que, como se verá en secciones posteriores, permite determinar factores de gran importancia en el sistema de medición como la ganancia. Además, con esto se evidencia la relevancia que tiene la electrónica en este tipo de detectores.

III.5. Simulación

Para entender un poco más la información de los histogramas de carga, se hizo una simulación simplificada en python, usando la librería *random.py*. El resultado se observa en la figura 26. Se consideró solamente el crosstalk, y si r es la probabilidad de obtener dos fotones cuando hubo un sólo evento, se supuso que se puede extender a que la probabilidad de tener $N+1$ fotones con un sólo evento real es r^N . Con lo cual se observa que la altura de

cada pico es una fracción fija del anterior. Comparando con una medición, simulando la misma cantidad de eventos, se obtuvo un valor de crosstalk del 60 %, que es muy cercano al que se menciona la hoja de datos del SiPM S12, de ~ 55 %.

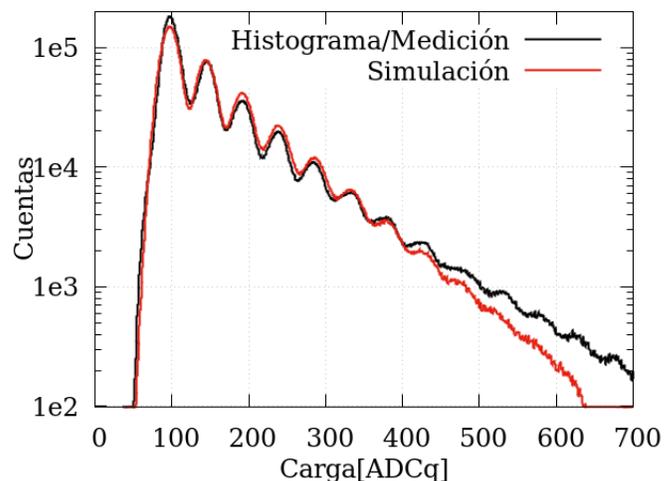


Figura 26: *Histograma de carga comparado con simulación. Se ve que para eventos de cargas chicas se parecen, pero para cargas grandes discrepan. Esto se debe a que en la simulación sólo se consideró el ruido, no se tuvieron en cuenta los eventos de física, que están asociados a cargas mayores.*

Lo que se observa es que la simulación del crosstalk se parece a las mediciones para cargas menores, pero para cargas mayores discrepa. Esto se debe a que en la medición aparecen señales que son reales, mediciones de eventos físicos que en la simulación no se tuvieron en cuenta, y como ya se mencionó los eventos físicos dejan cargas mayores en el sistema de medición. Por esa razón, cuanto mayor sea la carga que interviene, mayor será la proporción de eventos reales que aparezcan, y mayor será la discrepancia.

A pesar de la discrepancia, la coincidencia en las cargas menores resulta en que a primera aproximación, puede ser válido considerar que la probabilidad de ver $N+1$ fotones a partir de un sólo fotón es r^N , donde r es el crosstalk.

III.5.a. Trigger

Al variar el corte sobre los picos de los pulsos (trigger), se obtienen figuras como las que se observan en la figura 27.

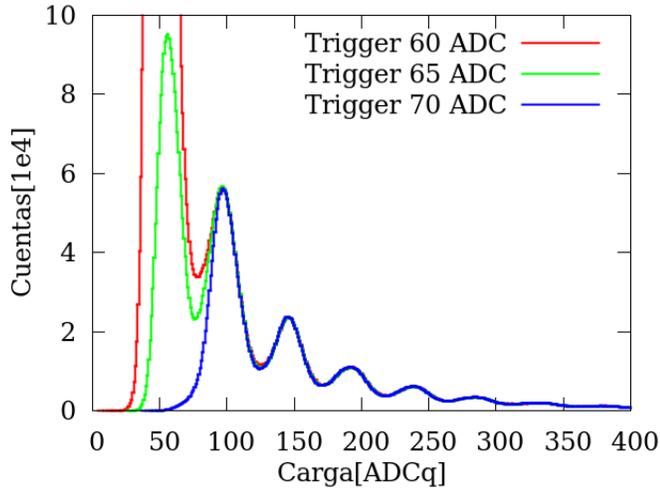


Figura 27: Histograma de carga variando el trigger (corte sobre altura de pulso).

Se ve que manteniendo todas las condiciones de medición (tiempo, centellador, tensión, SiPM) salvo el trigger, no se ven afectados los eventos de carga mayor, que son los que corresponden a eventos físicos. Por otro lado, eventos de carga menor se pierden. Esto se debe a que existe una relación entre la altura del pulso y la carga. La altura del pico se debe al mayor número de electrones que pasan simultáneamente en un pulso, mientras que de la carga se obtiene la cantidad de electrones totales que circularon. A pesar de esto, la relación explícita entre la altura de un pico y la carga depositada no está clara, y la carga da la proporcionalidad con la energía depositada por una partícula en el centellador, por lo que no se trabaja con la altura de los pulsos.

III.6. Centelladores y pegamiento óptico

Los centelladores utilizados estaban en formato de barras, como se mencionó en la sección II.1. Se utilizaron dos configuraciones distintas, con una barra individual y con dos barras espejadas, siempre con una fibra óptica en el medio. Además se armaron otro par de barras pero colocándoles pegamento óptico *epoxy*. En las figuras 28 y 29 se observan mediciones hechas durante cinco minutos con los SiPM, series 12 y 13, para las cuatro configuraciones de centelladores antes mencionadas. No se observan diferencias significativas, que corresponden al ruido de los SiPM y es independiente del centellador utilizado.

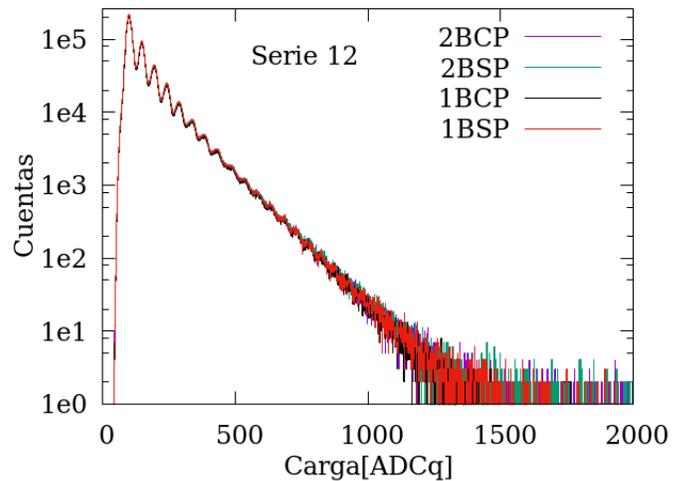


Figura 28: Histogramas de carga con distintas configuraciones de barras centelladoras, medidas con el SiPM S12 durante 5 minutos. (1,2)B(S,C)P quiere decir (1,2) Barras (Con, Sin) Pegamento.

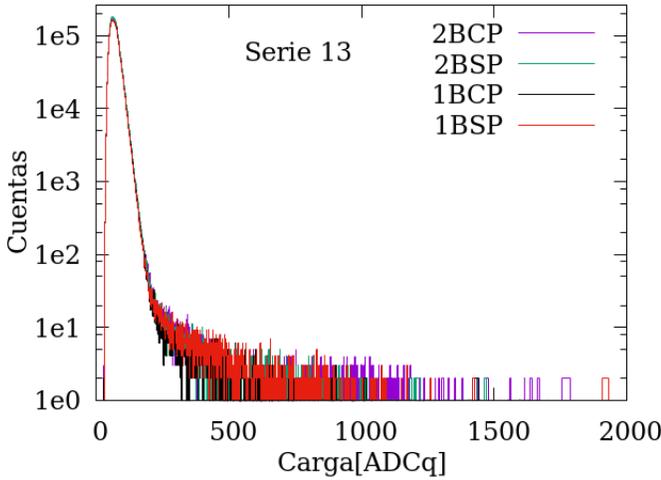


Figura 29: *Histogramas de carga con distintas configuraciones de barras centelladoras, medidas con el SiPM S13 durante 5 minutos. (1,2)B(C,S)P quiere decir (1,2) Barras (Con, Sin) Pegamento.*

Este resultado es significativo, puesto que descarta tanto la necesidad de usar el pegamento óptico, como las dos barras juntas.

III.7. Ganancia

El estudio de los ajustes gaussianos explicado en la sección III.4.a se utilizó para determinar la ganancia del sistema de adquisición. Se considera la ganancia del sistema como la cantidad de cuentas ADCq de carga que deja la llegada de un fotón individual al SiPM. Para esto se hizo un ajuste de las posiciones de los picos en función de la cantidad de fotones a los que correspondía cada pico. Para determinar a cuántos fotones correspondía cada pico se fijó un valor que tuviera aproximadamente 0 carga con 0 fotones, que es lo esperable. Se hizo este análisis para la medición de la figura 23, y se puede ver el resultado en la figura 30. Los valores del ajuste se presentan en el epígrafe de la figura. Se puede ver que ajusta muy bien y aún así las barras de error son grandes, esto se debe a que no se graficó el error del ajuste lineal, sino que se usaron los erro-

res obtenidos de las dispersiones de los ajustes gaussianos explicados anteriormente.

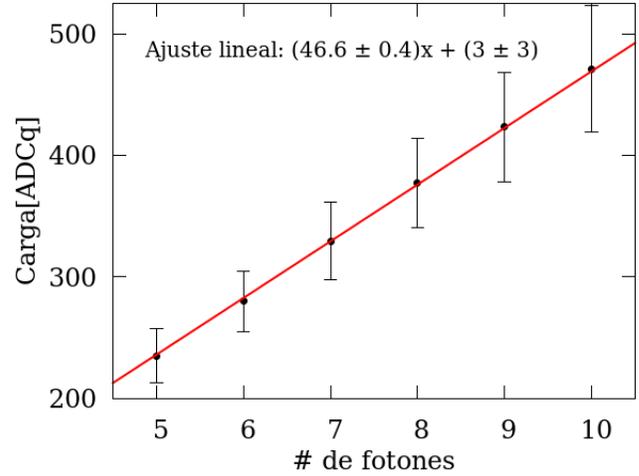


Figura 30: *Ajuste de los picos del histograma de cargas en función de cantidad de fotones producidos. Las barras de error corresponden a la dispersión de las gaussianas ajustadas a los picos.*

En este análisis se ve la importancia de haber podido medir los picos de los fotones por separado, puesto que la determinación la ganancia del sistema resulta un procesamiento sencillo de los datos. De no contar con los picos de fotones individuales, como al principio de la experiencia antes de corregir la electrónica, no se podría haber hecho este análisis.

III.8. Temperatura

Se mencionó en la descripción de los SiPM que hay una fuerte dependencia de la ganancia con la temperatura.

La ecuación (7) refleja que la tensión de ruptura aumenta con la temperatura, con lo cual a tensión de operación constante, la tensión de *overvoltage* disminuye con la temperatura, de acuerdo con la ecuación (6). Es sabido que factores de importancia como la ganancia y el ruido térmico dependen fuertemente de esta tensión de *over-*

voltage, con lo cual se estudió el comportamiento con la temperatura. En la figura 31 se pueden ver para una misma medición, la cantidad de eventos por segundo en función del tiempo, y la temperatura en función del tiempo. La anticorrelación es clara, cuando hay un mínimo de temperatura hay un máximo de eventos y viceversa.

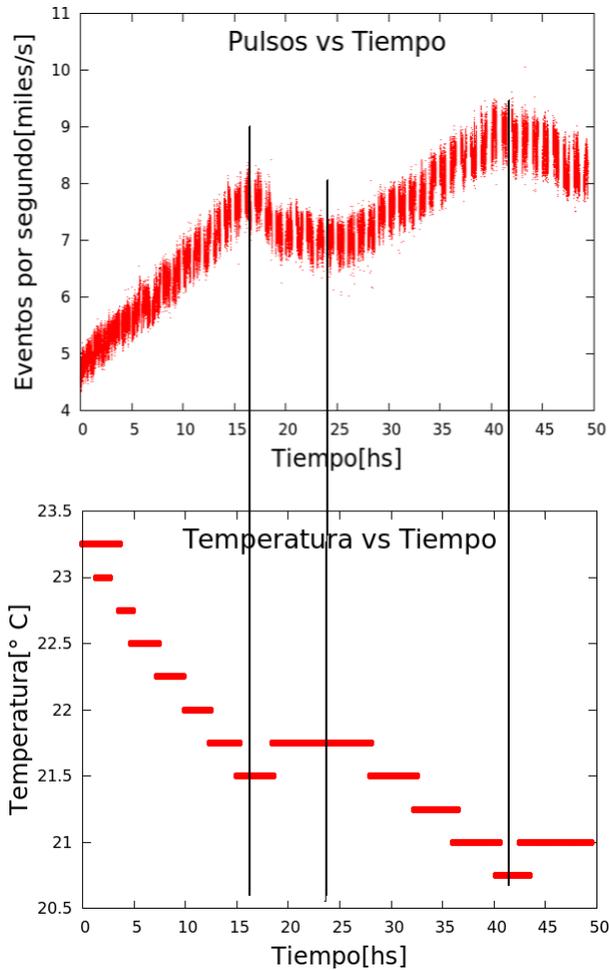


Figura 31: Arriba. Cantidad de eventos detectados en un segundo en función del tiempo. Abajo. Temperatura en función del tiempo, medida con un Seeeduino Stalker v2.3. Se puede ver una clara anticorrelación entre el rate de eventos y la temperatura, se señalan los extremos relativos.

En la figura 32 se puede ver el gráfico de la tasa de

eventos por segundo en función de la temperatura para los valores anteriores, y se ve claramente que es decreciente con la temperatura.

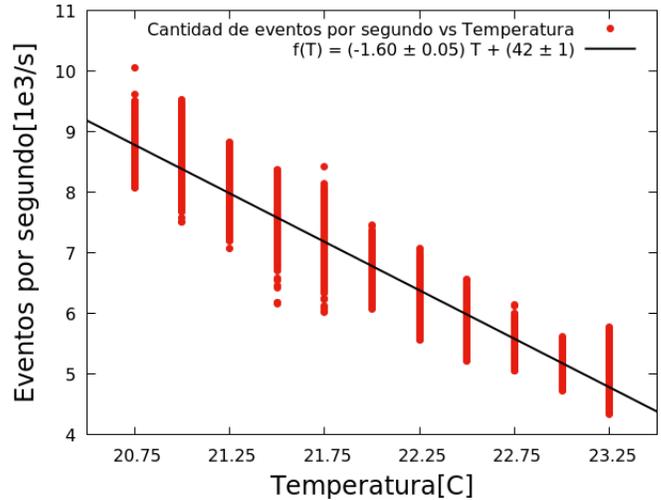


Figura 32: Cantidad de eventos por segundo en función de la temperatura. Se muestra el ajuste lineal de los puntos.

En la figura 33 se muestra cómo cambia la forma de los histogramas de carga para dos temperaturas, 20.75°C y 18.75°C . Se puede ver que los picos se van corriendo sistemáticamente hacia la derecha. Esto se debe a que la ganancia disminuye con la temperatura, con lo cual a temperaturas menores un mismo fotón producirá una corriente mayor, con lo cual su carga será mayor.

Según el análisis explicado anteriormente para calcular la ganancia en la sección III.7, obtenemos unas curvas como las que se ven en la figura 34.

Conocer con precisión el cambio de la ganancia con la temperatura es importante en ambientes en los cuales no se puede controlar la temperatura, como es el caso de este tipo de detectores que se encuentran al aire libre, muchas veces en zonas desérticas con grandes amplitudes térmicas.

Se ve entonces que la posición del pico de 1 fotón cambia con la temperatura, en particular esto quiere decir que la ganancia cambia un 7% al variar 2°C .

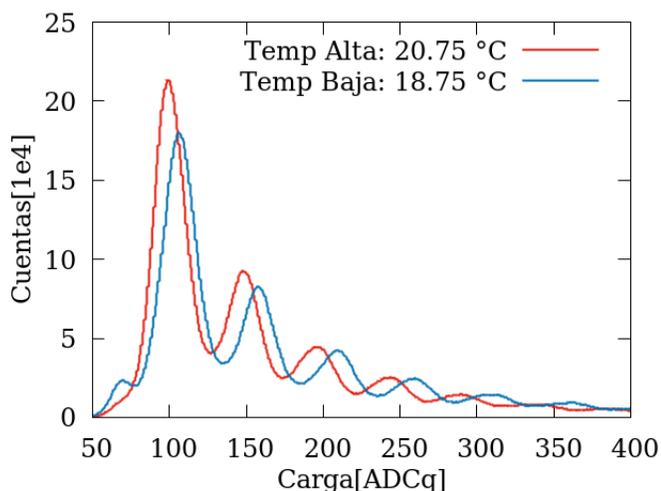


Figura 33: *Histogramas de carga para dos temperaturas distintas de: 20.75 °C y 18.75 °C. Se ve que los picos de menores temperaturas están corridos a la derecha respecto a los picos de mayor temperatura, esto se debe a que a temperaturas menores aumenta la ganancia.*

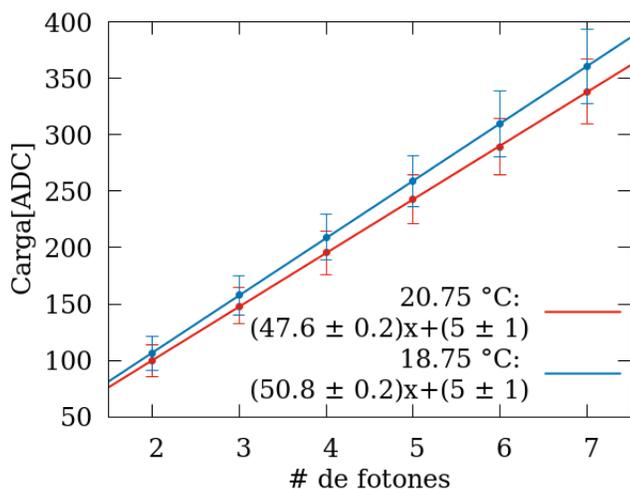


Figura 34: *Ajustes de las posiciones de los picos para dos temperaturas distintas de: 20.75 °C y 18.75 °C. Se ve que la pendiente cambia perceptiblemente ante la temperatura.*

III.9. Mediciones en coincidencia

El último análisis hecho consiste en una medición de una barra centelladora con un SiPM S12 adosado, y otra barra con un SiPM S13. Ambas barras se colocaron cruzadas (ver figura 35), formando una zona de intersección como se explicó en la introducción. Cuando una partícula atraviesa esa zona común, activa ambas barras, con lo cual se deberían observar eventos en ambos SiPM. Los histogramas de carga para los SiPM se observan en la figura 36, junto con los histogramas de sólo los eventos en los que se activaron ambas barras.



Figura 35: *Fotografía del sistema de medición. Se ven las dos barras centelladoras blancas, con un Silicon PM adosado a cada una*

Se puede ver en las curvas correspondientes al SiPM S12 que de todos los eventos que activaron el SiPM, sólo unos de carga alta (concentrados alrededor de 350 ADCq) corresponden a tiempos en los que también se detectó un pulso en el SiPM S13. Esto es coherente con la interpretación de que los eventos que activan simultáneamente ambos SiPM corresponden a eventos reales de partículas que atravesaron la zona de coincidencia, y no a ruidos asociados a los SiPM. Por lo general los últimos producen menos fotones, con lo cual dejan menos carga.

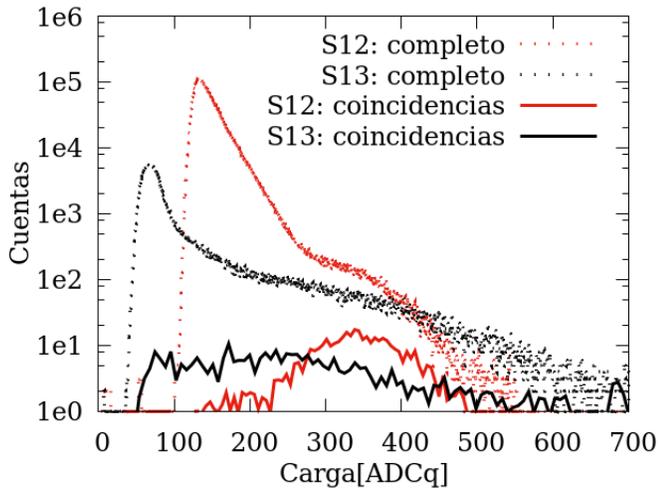


Figura 36: Histogramas de carga de una medición de 2 hs, para barras cruzadas con SiPM S12 y S13 adosados (curvas punteadas). Se ven en trazo grueso los histogramas de carga de los eventos que activaron ambos SiPM simultáneamente, que deberían corresponder a muones que atravesaron la zona de coincidencia de las barras.

El análisis para el SiPM S13 no está tan claro, puesto que como se observa en la figura el espectro es más disperso. Aún así, en ambos casos se puede afirmar que para una carga dada grande, esa cantidad de eventos es 1 o 2 órdenes de magnitud menor que la cantidad de eventos total, con lo cual nunca podría haber sido observada sin el filtro de eventos coincidentes.

Cabe mencionar que al integrar estos histogramas se obtiene un valor de 2068, y que se trata de la cantidad de eventos total en los que se activaron ambos SiPM simultáneamente. Este valor corresponde a una medición de 2 hs, y a una superficie de coincidencia de 4 cm x 4 cm. Para analizar esto, sabiendo que la estadística de la llegada de muones al nivel del mar dice que en promedio llega 1 muón $\text{cm}^{-2} \text{min}^{-1}$. Luego, para la superficie y tiempo en cuestión, se llega a que con esta estimación deberían detectarse 1920 muones, lo que es coherente con lo observado en el orden de magnitud.

Este resultado es importante porque es el principio de funcionamiento de los detectores: las mediciones en coincidencia.

IV. CONCLUSIONES

En esta experiencia se caracterizó y se calibró un detector de muones originados por rayos cósmicos, a base de centelladores y fotomultiplicadores de Silicio (SiPM). Se trabajó sobre la electrónica del dispositivo, obteniendo mejoras significativas. Se estudió la forma de los pulsos obtenidos de los SiPM, mejorando el undershoot. Se estudiaron las fluctuaciones de la línea de base, obteniendo que el promedio en muchos pulsos es de 50 ADC. Se calcularon histogramas de carga para distintas configuraciones, variando tensión aplicada sobre SiPM, temperatura y centelladores. Se logró, a partir de las mejoras en la electrónica, distinguir entre la llegada de fotones en forma individual a través del estudio de la carga. Con esto se pudo calcular la ganancia del circuito, como la carga dejada por un fotón en el sistema de detección. Además, se obtuvo una variación de un 7% en ganancia, al variar 2°C la temperatura, así como una anticorrelación entre la cantidad de eventos por segundo y la temperatura. Los resultados de las mediciones hechas sobre distintas configuraciones de centellador y con o sin pegamento óptico no presentaron diferencias significativas. Finalmente se midió con 2 barras y 2 SiPM en coincidencia, obteniendo que principalmente eventos de carga alta eran los que activaban simultáneamente ambos SiPM, detectándose 2000 eventos de este tipo, cantidad coherente con el tiempo de medición (2 hs) y el área de detección (16 cm^2).

Apéndices

REFERENCIAS

- [1] Olive, K. A. et al. (2014) Review of Particle Physics, Particle Data Group Chin. Phys.,C38,2014.
- [2] Asorey, H. (2012). Los detectores Cherenkov del observatorio Pierre Auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación. (tesis de doctorado) *Instituto Balseiro. Universidad de Cuyo. CNEA.*
- [3] Lesparre et al. (2010). Geophysical muon imaging: feasibility and limits. *Geophys. J. Int.*
- [4] Tanaka et al. (2014). Radiographic visualization of magma dynamics in an erupting volcano. *Nature Communications*
- [5] Carbone et al. (2014). An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy). *Geophys. J. Int.*
- [6] Izraelevich (2013). Detectores centelladores. *Reporte técnico UBA*
- [7] https://www.researchgate.net/figure/231134983_fig1_Figure-1-A
- [8] <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>
- [9] Pla-Dalmau et al. (2001). Low-cost extruded plastic scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 466 (2001) 482-491*
- [10] <http://www.hamamatsu.com/jp/en/S12571-050C.html>
- [11] <http://www.hamamatsu.com/jp/en/S13360-3050CS.html>
- [12] <http://labdpr.cab.cnea.gov.ar/ascii.php>
- [13] <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021630016X>