

Caracterización de un sistema de detectores de centelleo y utilización del mismo en el estudio del flujo de rayos cósmicos secundarios

David Melon Fuksman
Física Experimental IV - Instituto Balseiro
Laboratorio de Detección de Partículas y Radiación, Centro Atómico Bariloche

Febrero-Junio de 2014

Resumen

Construimos dos detectores de partículas, mediante el acoplamiento de un centellador con un tubo fotomultiplicador (PMT). Realizamos una caracterización de la homogeneidad de los mismos, y del funcionamiento de la electrónica. Una vez hecho esto, medimos la dependencia de la tasa de mediciones en coincidencia en ambos detectores con la distancia entre éstos, variando esta última entre 0 y 4 m. Las coincidencias mostraron disminuir con dicha distancia, hecho que verifica la existencia de lluvias de partículas de radios característicos de unos pocos metros. Por último, medimos la dependencia del flujo total I de rayos cósmicos secundarios con su dirección de incidencia, a la altura de la ciudad de Bariloche (~ 890 m s.n.m.). Los datos medidos mostraron ser consistentes con una dependencia de I con el ángulo cenital θ del tipo $I = I_0 \cos^a(\theta)$. El valor del exponente medido fue $a = 1,8 \pm 0,3$.

1. Introducción

El presente informe trata sobre la construcción de dos detectores de centelleo, y su implementación en la detección de las partículas de alta energía formadas en la atmósfera. Comenzaremos por mencionar generalidades de interés del estudio de los rayos cósmicos. Luego de esto, detallaremos la construcción de los detectores, y su posterior caracterización. Finalizaremos exponiendo los resultados de las mediciones realizadas, y las conclusiones del trabajo.

1.1. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son partículas que llegan a la atmósfera terrestre desde distintos puntos del espacio exterior, cuya energía varía aproximadamente entre 10^5 eV y 10^{20} eV. Pueden ser fotones, electrones, o partículas más masivas, como hadrones en general (protones principalmente). Observarlos permite obtener información sobre su procedencia, y por consiguiente sobre los eventos de alta energía que ocurren en nuestro universo. Así es que existen observatorios de rayos cósmicos, como el Observatorio Pierre Auger, que se dedica a estudiar la física de los eventos de más alta energía conocidos [1].

En adelante haremos una distinción entre rayos cósmicos *primarios* y *secundarios*, siendo estos últimos

formados en la atmósfera por la llegada de un primario. Llamaremos E_p a la energía de los primarios. Definimos además el *espectro diferencial de energía* o *flujo* de los primarios como

$$\rho(E_p) = \frac{dN}{dE_p}, \quad (1.1)$$

siendo dN la cantidad de partículas que llegan a la Tierra por unidad de tiempo, ángulo sólido y área en un intervalo dE_p de energía [2].

En la Figura 1 se muestran las mediciones de $\rho(E_p)$ realizadas en distintos experimentos, para $E_p > 10^8$ eV. Para $E_p > 10^{10}$ eV, este espectro se puede ajustar por una ley de potencia del tipo

$$\frac{dN}{dE_p} \propto E_p^\alpha, \quad (1.2)$$

donde α se denomina *índice espectral*, y es aproximadamente igual a -3 en el rango mencionado.

Los mecanismos que producen naturalmente partículas tan energéticas difieren según su naturaleza, y el rango de energía en cuestión. El espectro para $E_p < 10^{10}$ eV se debe casi en su totalidad al viento solar, y a su interacción con la magnetósfera. Por otro lado, para energías mayores, los mecanismos de aceleración no son siempre claros, y son motivo actual de estudio. Sin entrar en detalles, algunos mecanismos propuestos estudian la interacción de partículas con

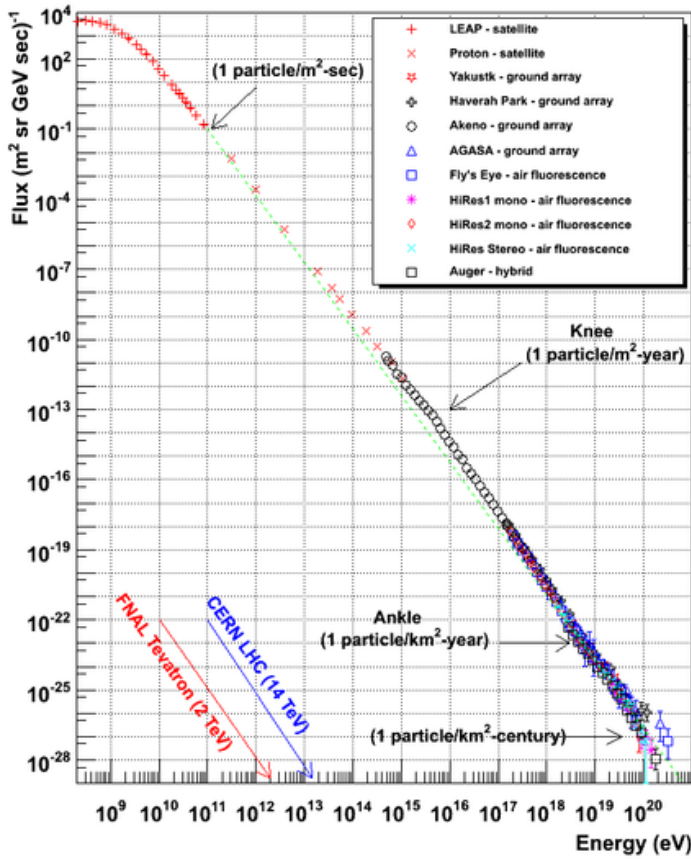


Figura 1: Espectro diferencial de energía de los rayos cósmicos primarios, medido por distintas colaboraciones [3]. Se indican distintos valores de dicho flujo, que varía entre 1 partícula/m²s para $E_p \sim 10^{11}$ eV y 1 partícula/km²siglo para $E_p \sim 10^{20}$ eV $\simeq 16$ J. Se muestran, a modo de referencia, las energías alcanzadas por las colisiones realizadas en el Tevatron y el LHC, medidas en el sistema del centro de masa.

frentes de choque de materia originados en supernovas, o con campos eléctricos intensos producidos en las inmediaciones de estrellas de neutrones, púlsares y agujeros negros. También se estudia la emisión en núcleos activos de galaxias, y los llamados *destellos de rayos gamma* [2]. En resumen, si bien se conocen diversos procesos involucrados, la aceleración de partículas en el universo sigue siendo un tema abierto y complejo, y un gran motivo para el estudio de los rayos cósmicos de alta energía.

1.2. Cascadas atmosféricas extendidas

En la Figura 1 se puede ver que el flujo de rayos cósmicos primarios cae por debajo de 1 partícula/km²sr año para $E_p > 10^{18}$ eV. ¿Cómo hacemos entonces para detectarlas?

La respuesta está en lo que sucede en la atmósfera con la llegada de una partícula de alta energía. Como adelantamos en la Sección 1.1, la interacción

de los rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera terrestre ocasiona la emisión de partículas secundarias, o *secundarios*. Éstas a su vez reaccionan sucesivamente con otras partículas o decaen por sí solas, formando miles de millones de partículas que constituyen las denominadas *cascadas* o *lluvias atmosféricas extendidas*.

Mediante la detección en la superficie terrestre de las partículas resultantes, es posible reconstruir una lluvia numéricamente, y obtener información sobre parámetros relevantes de la misma. Así, se puede obtener información como la composición en las distintas partes de la cascada, la energía del primario, su dirección de arribo e incluso en ocasiones la fuente que lo produjo.

El primero en descubrir la existencia de estas lluvias fue Pierre Auger, junto con Raymond Maze y Thérèse Grivet-Meyer, en 1938 [4]. Su experimento consistió en colocar 3 detectores de partículas en la intemperie, y medir cómo variaba la frecuencia de medición en coincidencia (en los tres detectores) al modificar la distancia entre ellos. El resultado fue una disminución en dicha frecuencia al aumentar esta distancia (ver Tabla 1). Si la llegada de partículas a cada detector hubiera sido independiente de las detecciones de los otros dos, la tasa de coincidencias no habría variado, al estar dada únicamente por las coincidencias casuales. Sin embargo, esta medición mostró que las coincidencias no eran totalmente casuales, sino que estaban correlacionadas.

	1ère partie		
Nombre de compteurs	3	3	3
Distance extrême en mètres	0,20	2	5
Ecran de plomb (cm)	-	-	-
Coïncidences par heure (fortuites déduites)	6,7	2,1	0,7

Tabla 1: Resultados de Auger, Maze y Grivet-Meyer [4]. Se observa la disminución en la tasa de coincidencias (coincidencias por hora, en la última fila) al alejar los tres detectores utilizados (la distancia en metros se indica en la segunda fila).

Uno de nuestros objetivos en este trabajo consistió en repetir este experimento, mediante la construcción y utilización de dos detectores de centelleo.

1.3. Propiedades de las lluvias

Los tipos de procesos (decaimientos, colisiones, morfología de las lluvias por ejemplo) que se desencadenan una vez que un rayo cósmico primario

alcanza la atmósfera terrestre dependen de factores como la energía del primario y su identidad. Se pueden determinar sin embargo características generales de las lluvias.

A medida que el frente de una lluvia se aproxima a la superficie terrestre, se multiplica el número de secundarios que la constituyen, a la vez que su energía es cada vez menor. Por otro lado, las partículas formadas siguen trayectorias con una dispersión angular muy pequeña (de unos pocos grados de apertura [2]) respecto a lo que se denomina el *eje de la lluvia*, que consiste en la dirección de propagación del primario en ausencia de interacción con la atmósfera. El eje de una lluvia no es necesariamente perpendicular al plano tangente a la superficie terrestre, sino que en general describe un ángulo θ respecto de la normal a dicho plano.

Respecto a la identidad de los secundarios, las lluvias tienen tres componentes principales, cuya proporción en cantidad de partículas varía según las características del primario. Estas componentes son la *cascada electromagnética* (formada por fotones, electrones y positrones), la *muónica* (consistente en muones) y la *hadrónica*, formada como indica el nombre por hadrones. Cerca del 99% de las partículas formadas pertenecen a la componente electromagnética [2]. Por otro lado, por ser las partículas más masivas de las lluvias, los hadrones se desvían menos del eje central que los demás secundarios, lo que dificulta su detección en comparación con las otras dos componentes [5].

La distribución de energía de los secundarios depende no sólo del lugar donde se los detecte, sino también del tipo de partículas que sean. En la figura 2 se muestra el resultado de una simulación del espectro de energía de los secundarios de distintas lluvias, tomado durante siete horas a 1400 m sobre el nivel del mar [2]. Se ve que la componente muónica tiene en promedio una mayor energía por partícula que la electromagnética (la muónica tiene un máximo en el orden de 1 GeV, mientras que la electromagnética tiene su máximo en el orden de 10 MeV). No obstante esta diferencia de energías, en un sistema de detección como el utilizado en este trabajo tanto muones como positrones y electrones depositan en promedio la misma energía, según contaremos más adelante.

1.4. Dependencia angular del flujo de secundarios

Además de la reedición del experimento de Auger, en este trabajo nos enfocamos en medir la dependencia del flujo de secundarios con el ángulo cenital θ (aquel que forma la dirección de arribo de los mismos con la normal al piso).

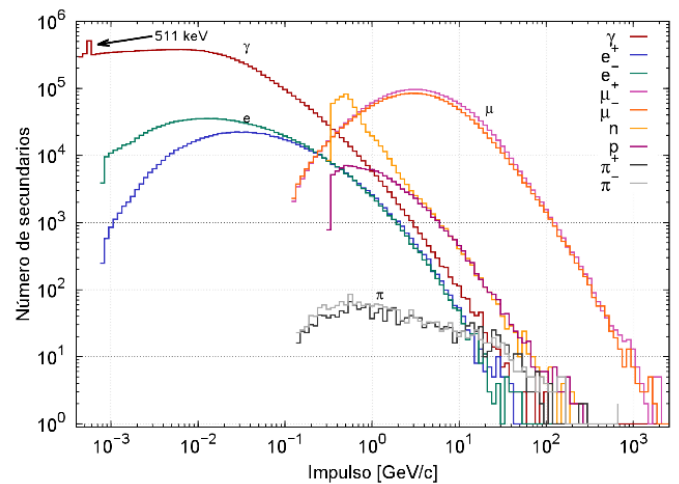


Figura 2: Simulación del espectro de energía de distintos secundarios, observados durante 7 horas a 1400 m s.n.m. [2]. Se puede ver que la componente muónica tiene en promedio una mayor energía que la electromagnética.

Definimos el *flujo de partículas*¹ (o la *intensidad direccional* [6]) I como el número $\frac{dN}{dt}$ de partículas por unidad de tiempo que incide en un elemento de área dA perpendicular a su trayectoria, dentro de un ángulo sólido $d\Omega$:

$$I = \frac{d^3N}{dAd\Omega dt}. \quad (1.3)$$

Como mencionamos anteriormente, la energía de los secundarios depende de su interacción con la atmósfera. Por lo tanto, I decrece con la cantidad de atmósfera atravesada. La cantidad de materia (oxígeno, nitrógeno, etc.) por unidad de área que atraviesa el eje principal de la lluvia entre el espacio exterior y su intersección con el suelo, aumenta con el ángulo θ . Por otro lado, dicha cantidad es simétrica respecto de rotaciones en torno a la normal al piso. Por estos motivos, I depende de θ , y no del ángulo acimutal φ .

Nos enfocaremos en la medición de $I(\theta)$ al nivel del suelo en la ciudad de San Carlos de Bariloche, a ~ 890 m s.n.m.. Al utilizar un centellador, es más probable observar la componente electromagnética y muónica que la hadrónica, por ser mayor su dispersión respecto del eje de las lluvias. Asumiremos entonces que el flujo de hadrones medido con los detectores es despreciable en comparación al total. Por otro lado, será importante considerar que el flujo total de muones es aproximadamente cuatro veces mayor al de electrones y positrones a la altura en la que realizamos las mediciones [5].

¹En adelante utilizaremos esta definición de flujo, distinguiéndola de la dada anteriormente, referida al espectro diferencial de energía de los primarios.

Para ángulos pequeños, el flujo de muones y electrones tiene una dependencia del tipo

$$I(\theta) = I_0 \cos^a(\theta), \quad (1.4)$$

donde a es un coeficiente positivo que en el caso de electrones y positrones vale aproximadamente 2 y para los muones $a = 1,85 \pm 0,10$, según mediciones anteriores [6]. El rango de validez en energía de estas expresiones comprende los valores típicos mostrados en la Figura 2. Esta dependencia se verifica en ambos casos para $\theta \leq 60^\circ$.

2. Método experimental

Construimos para los experimentos realizados dos detectores de centelleo, acoplado para cada uno un fototubo a un material centellador plástico. El principio de funcionamiento de dichos detectores se basa en que una partícula cargada que atraviesa total o parcialmente el centellador produce un pulso de luz, mediante procesos de excitación y desexcitación de electrones. Dicho pulso es acto seguido capturado parcialmente por el fototubo, que lo traduce en una señal de tensión, cuya integral en el tiempo es proporcional a la energía depositada por la partícula. Finalmente, esa señal es digitalizada mediante un conversor analógico digital (FADC), y adquirida mediante una computadora. Detallaremos a continuación el funcionamiento del fototubo y del centellador, así como el armado de los detectores.

2.1. Centelladores

Utilizamos en los detectores centelladores plásticos *Saint-Gobain BC-408*, compuestos a base de poliviniltolueno con el agregado de dopantes orgánicos. Basamos esta elección en las propiedades específicas del material (apto para conteo rápido y óptimo para la detección de rayos cósmicos, según la hoja de datos [8]).

El poliviniltolueno es un polímero sintético que contiene anillos aromáticos (como el benceno, por ejemplo) en su estructura. Los enlaces dobles entre átomos de carbono, presentes en estos anillos, dan lugar a lo que se conoce como estructura π de los electrones. Los electrones en dichas estructuras pueden sufrir excitaciones al atravesar el material una partícula cargada. Luego de una dada excitación sigue inmediatamente una desexcitación, que da como resultado la emisión de un fotón. A este proceso completo de excitación inducida y posterior emisión

de un fotón se lo conoce como *fluorescencia*². Como mencionamos, esto permite detectar partículas cargadas. Por su lado, los fotones no tienen carga, pero son detectados debido a la emisión de electrones por efecto fotoeléctrico, creación de pares, o dispersión Compton en el detector.

Una característica importante de los centelladores es el hecho de que su espectro de emisión no es constante, sino que emiten en un espectro de frecuencias con un máximo de emisión. En el caso del material utilizado en este trabajo, la longitud de onda de máxima emisión es de 430 nm, mientras que el fototubo tiene una sensibilidad máxima en 320 nm. Es decir que el espectro emitido por el centellador es adecuado para ser medido con el fototubo elegido, que además puede detectar fotones cuya longitud de onda esté entre 185 nm y 850 nm [9]. En la Figura 3 se puede ver la curva de sensibilidad del fototubo utilizado, en función de la longitud de onda de los fotones incidentes. Sin entrar en detalles respecto de la curva de sensibilidad radiante del cátodo, se muestra en este gráfico la curva de eficiencia cuántica, que se define como el cociente entre el número de fotoelectrones producidos en el cátodo y medidos y el número de fotones incidentes en el mismo.

2.2. Fototubo

Un fototubo, o PMT (*photomultiplier tube*), está formado por un tubo de vidrio cerrado, cuya forma y tamaño varía según el modelo. En uno de los extremos está recubierto por dentro por una lámina, denominada *fotocátodo*. En el caso de los fototubos utilizados en este trabajo, el material del cátodo es un compuesto en base a Na_2KSb denominado *multialkali*.

El principio de funcionamiento de un fototubo se basa en que los fotones incidentes en el fotocátodo desprenden de éste electrones, por efecto fotoeléctrico. Para favorecer este fenómeno, se busca construir cátodos con materiales que tengan una baja función trabajo. Si la lámina es suficientemente delgada, algunos de los electrones son emitidos hacia el interior del tubo, donde se encuentra un arreglo de electrodos.

Externamente se establece una diferencia de potencial (regulable) entre el fotocátodo y un electrodo denominado *ánodo*, mediante una fuente de tensión. Entre ellos se ubica una serie de electrodos o *dínodos*, ubicados según se indica en la Figura 4. Entre cada par consecutivo de dínodos hay una diferencia de potencial establecida mediante un divisor resistivo, de forma tal

²Dependiendo de los tiempos característicos de emisión y del espectro de energía de los fotones resultantes, estos procesos se pueden denominar *fosforescencia* o *fluorescencia retrasada*. Para más información ver [7].

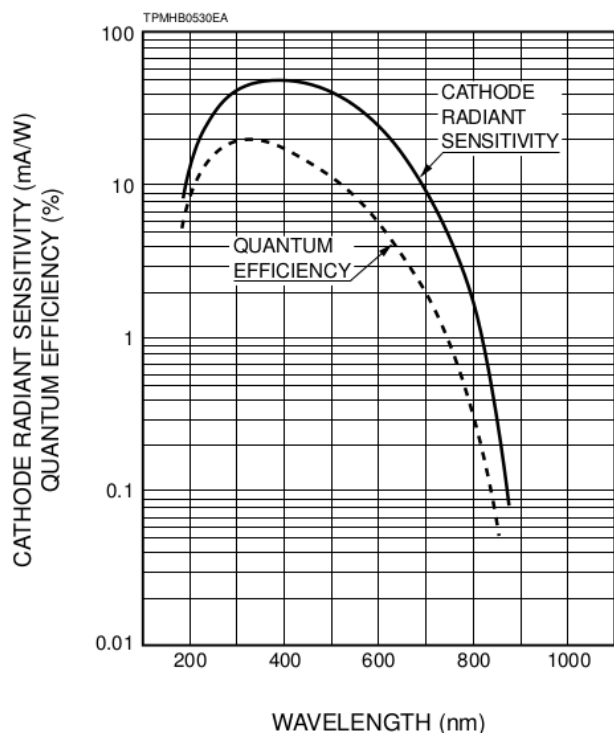


Figura 3: Curvas de sensibilidad radiante (línea simple) y eficiencia cuántica (línea punteada) del fotocátodo utilizado, en función de la longitud de onda de los fotones incidentes.

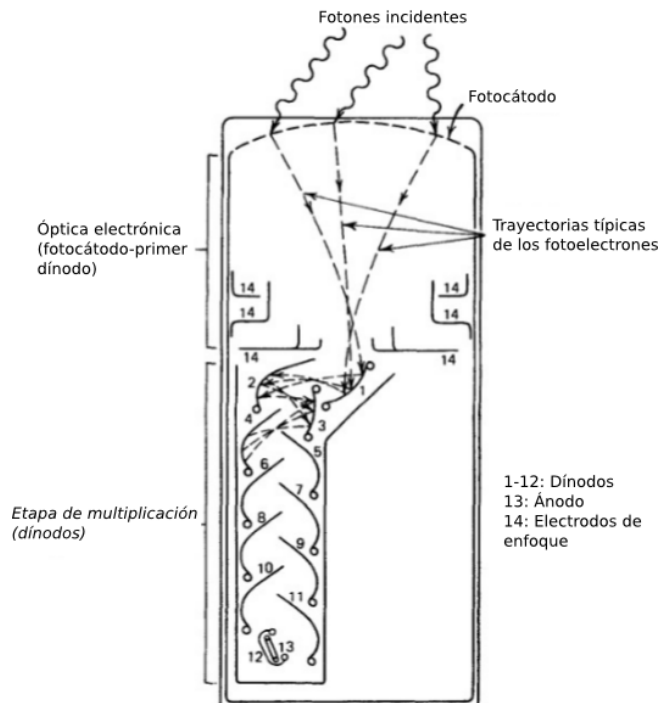


Figura 4: Esquema típico de un PMT [7]. Se muestran trayectorias de los electrones provenientes del fotocátodo.

que los electrones que son emitidos en el cátodo hacia el interior del tubo se aceleran inicialmente hacia el

primer dínodo, y al llegar al mismo desprenden nuevos electrones. Estos se aceleran hacia el siguiente dínodo, y así sucesivamente hasta el ánodo, donde llega un número de electrones proporcional a la cantidad que fue emitida en el cátodo, que a su vez es proporcional a la cantidad de fotones incidentes en el fototubo.

Este proceso produce una corriente eléctrica en la salida del ánodo proporcional a la cantidad de fotones que inciden en el cátodo (y en consecuencia, a la energía depositada por la partícula en el centellador), que se traduce en una diferencia de potencial. El sistema de amplificación permite transformar una corriente de típicamente $\sim 10^2$ electrones desprendidos por pulso en aproximadamente $10^7 - 10^{10}$ electrones, suficientes para convertirse en una señal de tensión medible [7]. Esta señal se puede medir desde el ánodo o desde el último dínodo. En este trabajo tomamos la señal del último dínodo, dado que las tensiones producidas estaban en un rango que permitía su amplificación.

2.3. Construcción de los detectores de centelleo

Habiendo comentado el funcionamiento de un centellador y un fototubo, pasaremos a detallar el armado de los detectores. Como éstos son idénticos, nos referiremos a la construcción de uno de ellos, en singular. Llamaremos a los mismos *detector 1* y *detector 2*. Se muestra en la Figura 5 un esquema del interior de un detector.

Todos los componentes de un detector fueron dispuestos en el interior de una caja de madera. El plástico centellador, de $50\text{ cm} \times 25\text{ cm} \times 2\text{ cm}$, se encuentra ubicado en un extremo de la misma, como se muestra en la Figura 5. Apoyado en un canto del centellador, con el fotocátodo hacia éste, se encuentra el PMT. Entre el centellador y el PMT colocamos una grasa de acople óptico, de índice de refracción similar al del vidrio. El objetivo de esto es que por cada pulso de luz ocurra una cantidad mínima de reflexiones en las interfases involucradas en el acople, de modo tal de lograr una pérdida mínima de la intensidad que se dirige al fotocátodo.

Las tensiones necesarias para el correcto funcionamiento del fototubo se comandan externamente mediante una computadora, para lo cual el PMT se encuentra conectado a una placa que cuenta con una fuente de tensión. El control externo se realiza mediante un cable de red, conectado a la placa mediante un conector RJ-45, que provee las tensiones necesarias para el funcionamiento del PMT y de la fuente, además de las tensiones de control de esta última.

La placa contiene además el mencionado divisor

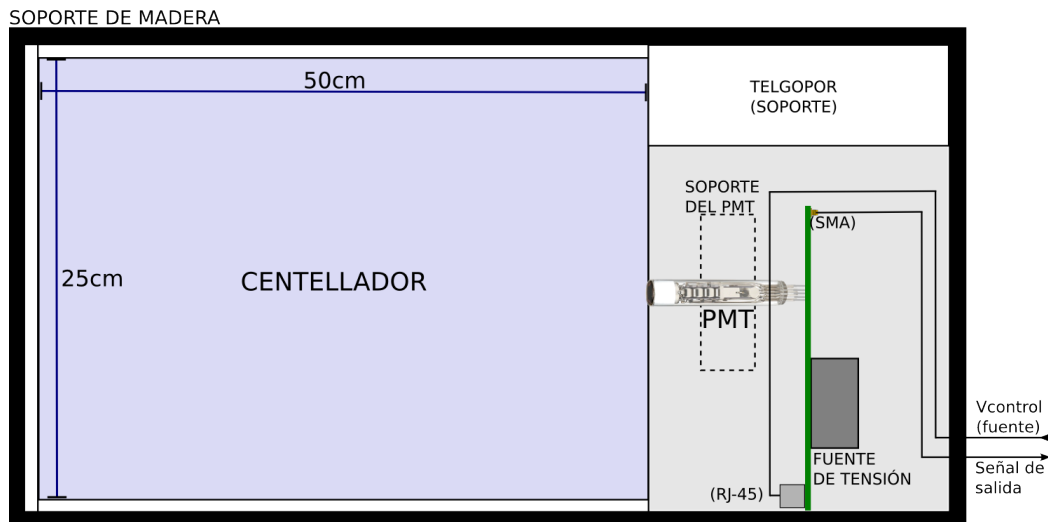


Figura 5: Disposición interior de los detectores. Se indican las dimensiones del material centellador.

resistivo (ver Figura 6), necesario para establecer la diferencia de tensión entre los dínodos. Por otro lado, también se ubica en la misma un amplificador (ver Figura 7) a la salida del último dínodo. La señal proveniente de la salida de dicho amplificador se envía externamente mediante un cable coaxil, adosado a la placa mediante un conector SMA.

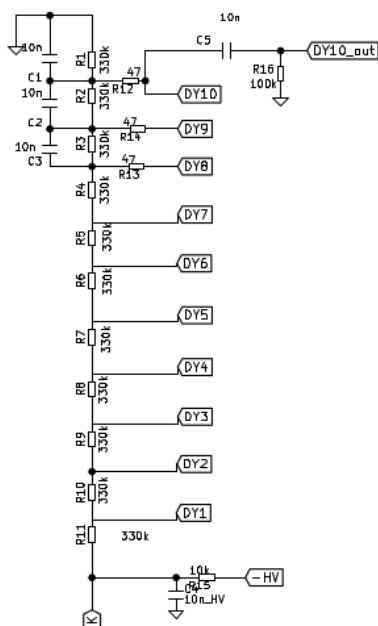


Figura 6: Divisor de tensión colocado en la placa para el funcionamiento del PMT en los detectores de centelleo. Referencias: (K) Cátodo, (DYj) dínodo j, (-HV) ubicación de la tensión de polarización, proveniente de la fuente, (DY10_out) ubicación de la señal de salida, posteriormente amplificada.

Se tiene entonces, como conexión externa del dispositivo, un cable de red y un cable coaxil.

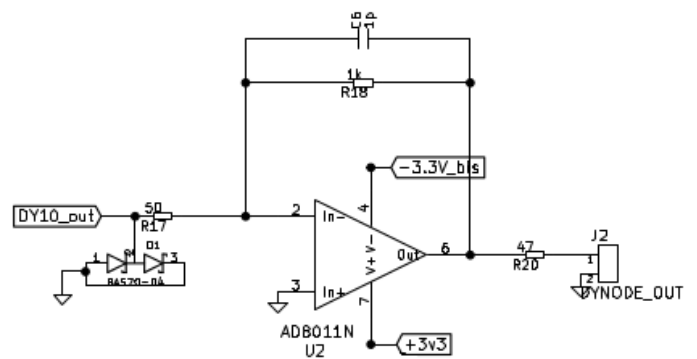


Figura 7: Amplificador utilizado en los detectores de centelleo para tomar la señal del último dínodo. La señal proviene de DY10_out, y se mide ya amplificada en DYNODE_out.

Ambos pasan por un orificio colocado en un lado del soporte de madera, según muestra la Figura 5. Este orificio, así como todo el detector, fue recubierto con cinta de aluminio, con el fin de evitar filtraciones de luz. También contiene cinta de aluminio toda superficie interna del detector que esté en contacto con el centellador, para minimizar la absorción de luz por parte de las paredes. Como mencionaremos más adelante, debido a la resolución temporal de la electrónica será de utilidad obtener pulsos de larga duración, cosa se favorece si se minimiza la absorción de fotones en las paredes. Colocamos además planchas de telgopor para evitar el movimiento de los componentes dentro del soporte.

2.4. Sistema de adquisición de datos

Para la adquisición de datos, utilizamos la electrónica desarrollada por el proyecto *LAGO (Large Aperture GRB Observatory [10])*. Detallaremos a continuación el

funcionamiento general de la misma.

La señal analógica proveniente de un dado detector se transmite desde el mismo a una placa o módulo de adquisición, mediante un cable coaxil. Este tiene tres entradas SMA, cada una correspondiente a un canal distinto de medición, lo que permite conectar simultáneamente hasta tres detectores. El mismo módulo cuenta con tres conectores RJ-45, que se usan para alimentar y controlar mediante cables de red las fuentes de tensión de los fotodetectores, de manera independiente. La tensión de polarización en los mismos es proporcional a aquella que se coloca en estas salidas.

Por cada detector usamos uno de los canales de medición y uno de los de alimentación. La señal recibida es digitalizada en 1024 valores (pudiendo así tomar valores enteros entre 0 y 1023) mediante un conversor analógico-digital (FADC), y enviada a un segundo módulo de procesamiento de señal, comandado por una FPGA. Este recibe constantemente valores discretos de tensión de los tres canales simultáneamente cada 25 ns (la frecuencia del clock del FADC es de 40 MHz), y los envía a una computadora únicamente si alguno de ellos supera determinado valor de disparo o *trigger*, asignado para cada canal independientemente. Si la tensión en alguno de los canales supera dicho valor, ésta queda registrada, junto con los valores correspondientes a dos mediciones anteriores y nueve posteriores. Esto da un total de 12 líneas de datos de tensión, o bins.

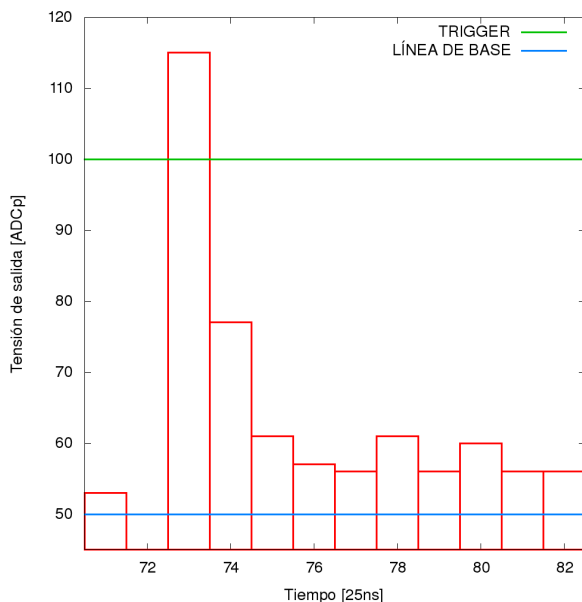


Figura 8: Valores discretos de tensión en los bins de un pulso medido con uno de los centelladores. El nivel del trigger, indicado en línea horizontal verde, es superado sólo a partir del tercer bin. Se indica además el valor medio de 50 ADC_p de la línea de base. Se alcanza a ver aquí que la tensión del pulso no regresa a dicho valor, hecho que será detallado en la sección *Caracterización de los pulsos medidos*.

Por cada pulso, entonces, quedan registradas 3 columnas de datos, con 12 filas correspondientes a valores discretos de tensión medidos simultáneamente en cada canal. Se guarda además un valor entero correspondiente al tiempo en unidad de 25 ns (que es la resolución temporal de la electrónica), en el que ocurrió el disparo. Dicho tiempo se reinicia a 0 una vez por segundo. La medición temporal de los tres canales se realiza mediante el clock de la FPGA. En la Figura 8 se muestra un gráfico de los valores discretos de tensión medidos en un pulso producido en uno de los centelladores. Se indica además el valor seleccionado del trigger, que es superado sólo a partir del tercer bin.

Cuando no se mide señal alguna proveniente de la detección de pulsos, la tensión que se mide es ruidosa, por diversos motivos (ruido térmico y *dark current* del fototubo, entre otros). Para poder medir estas fluctuaciones, la tensión discreta correspondiente a la ausencia de señal no es 0, sino un valor que se denomina *línea de base*, y que se fija en 50 (ver Figura 8). Más adelante hablaremos de la línea de base con más detalle.

En resumen, contamos como parámetros de control con las tensiones de polarización y los niveles de trigger de los tres canales. Estos se fijan desde la computadora, que permite cargar un programa en la FPGA, además de recibir y archivar los datos.

2.5. Adaptación de la forma de los pulsos a la frecuencia de muestreo

Como contamos antes, medimos la señal del último dínodo amplificada. Hicimos esto por dos motivos. En primer lugar, un amplificador permite medir mayores valores de tensión sin necesitar para eso aumentar la tensión de polarización del fototubo. Por otro lado, el amplificador utilizado también está pensado para alargar temporalmente los pulsos. Esto se basa en que un amplificador típico está diseñado para tener una ganancia constante, llámese T_0 , dentro de un dado rango de frecuencias, denominado *ancho de banda*. Para pulsos con una frecuencia mayor a dicho ancho de banda, la ganancia es menor, y se dice que el pulso está atenuado. Si un amplificador "conserva la carga", es decir, es tal que en su salida la integral temporal de la tensión de un pulso atenuado es igual a la que tendría el mismo pulso al haber sido amplificado con T_0 , necesariamente un pulso atenuado es alargado temporalmente. Luego, con un amplificador con un ancho de banda adecuado, es posible convertir un pulso más corto que 25 ns en uno del orden de los 100 ns, de tal modo de poder medir su forma de mejor manera. En esto se basa el funcionamiento del amplificador utilizado en este trabajo.

La recién mencionada conservación de la carga implica que, dado un pulso cualquiera que sale del dínodo, la integral temporal de su tensión es proporcional a la que se mide a la salida del amplificador. Esto será de importancia a la hora de medir la energía depositada por una partícula en el detector, puesto que ésta es proporcional a la mencionada integral, como mencionaremos a continuación en la sección *Definiciones*. Por otro lado, tener un ancho de banda reducido ayuda a disminuir el ruido en las señales medidas.

2.5.1. Definiciones

Dos magnitudes que consideraremos durante el trabajo son la amplitud, o *pico*, de cada pulso (el valor más alto que toman los bins del mismo), y el área, resultante de sumar los valores que toman los 12 bins del pulso. En ambos cálculos se resta en cada bin el valor de $50 ADC_p$ de la línea de base. Se define la *carga* de un pico como dicha área. La denominación se debe a que este valor es proporcional al número total de electrones colectados en el ánodo, al ser el resultado de la integración temporal de los valores de tensión a la salida del mismo, proporcionales a la corriente instantánea. Esto explica que la carga de cada pulso mantenga una relación lineal con la energía depositada en el centellador por la partícula que lo originó.

Al ser generalmente los pulsos más energéticos aquellos que tienen un pico mayor, en promedio los picos también guardan cierta proporcionalidad lineal con la energía (si bien para un mismo valor pico pueden corresponder distintos valores de carga). Mencionaremos esto al caracterizar los pulsos medidos.

Continuando, definimos una *cuenta ADC de pico*, ADC_p , como la tensión medida a la salida del fototubo correspondiente a una unidad discreta del conversor analógico-digital. El rango de entrada es de 0 a 2V y, como se dijo antes, dichas cuentas pueden tomar valores entre 0 y 1023, por lo que se tiene la equivalencia $1 ADC_p \simeq 1,95\text{mV}$. También se define una *cuenta ADC de carga*, ADC_q , como la unidad resultante de integrar temporalmente la señal medida en ADC_p una vez descontada la línea de base. Al ser dicha integral calculada como una suma discreta en intervalos temporales de 25 ns, se da la correspondencia $1 ADC_q = 1 ADC_p \times 25 \text{ ns}$.

Por último, en todas las mediciones de este trabajo usamos en la placa de adquisición los mismos canales para cada detector. Llamaremos entonces *canales 1 y 2* a los canales con los cuales tomamos los datos de los detectores 1 y 2, respectivamente.

2.6. Tratamiento estadístico de la detección de secundarios

Definimos un *proceso de Poisson* de tasa de ocurrencias λ como todo fenómeno de sucesos aleatorios tal que la probabilidad $P(n)$ de ocurrir n eventos en un tiempo t se rige mediante la *distribución de Poisson*³:

$$P(n) = \frac{(\lambda t)^n e^{-\lambda t}}{n!}. \quad (2.1)$$

Una propiedad interesante de estos procesos es que la probabilidad de que ocurra un evento a partir de un dado instante es independiente del tiempo que haya transcurrido anteriormente sin ocurrencia de eventos. Ejemplos de estos fenómenos son la formación de lluvias de partículas en la atmósfera, la producción de secundarios en una dada lluvia, y la detección de uno de éstos al nivel del suelo [2], además de procesos menos relacionados con este trabajo como los decaimientos radiactivos. También es un proceso de Poisson la ocurrencia de eventos provenientes de procesos de Poisson, en un dado intervalo temporal.

En un proceso de este tipo, el valor de la media de eventos se puede calcular como

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n P(n) = \lambda t, \quad (2.2)$$

y la varianza como

$$\sigma^2 = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P(n) - \left(\sum_{n=0}^{\infty} n P(n) \right)^2 = \lambda t. \quad (2.3)$$

Los experimentos realizados en este trabajo consistieron en la detección de un número N de partículas en un tiempo t . Debido a lo recién expuesto, obtendremos en cada caso la tasa de ocurrencias como el cociente entre N y t , y su incerteza estadística como $\sqrt{\sigma^2} = \sqrt{\lambda t} = \sqrt{N}$. Por lo tanto, al aumentar el tiempo de medición, el error relativo disminuye como $1/\sqrt{\lambda t}$. Esto es útil en caso de tener una tasa de medición baja, ya que con tiempos largos de medición se puede lograr un error relativo pequeño.

3. Resultados y discusión

3.1. Respuesta en frecuencia del amplificador

Como mencionamos anteriormente, la amplificación en la salida del último dínodo puede ocasionar una

³Si bien la definición general de la distribución de poisson prescinde de una dependencia temporal, la expresión mostrada nos será de utilidad en nuestro trabajo

atenuación de pulsos más rápidos, respecto de su amplitud si el amplificador utilizado (Figura 7) no tuviera un ancho de banda. Para medir este ancho de banda realizamos un diagrama de Bode de la respuesta del amplificador.

Con este propósito, colocamos en la entrada del amplificador de un detector (DY10_out en Figura 7) una tensión sinusoidal de $0,5 V_{pp}$ con un generador *RIGOL DG4162*, cuya frecuencia regulamos externamente con una computadora. En la salida (DYNODE_out en Figura 7) medimos la amplitud en V_{pp} de la señal saliente con un osciloscopio *RIGOL DS1052E*, también controlado con la computadora. Así obtuvimos un gráfico de amplitud en la salida en función de la frecuencia (Figura 9) en escala logarítmica en base 10 en ambos ejes.

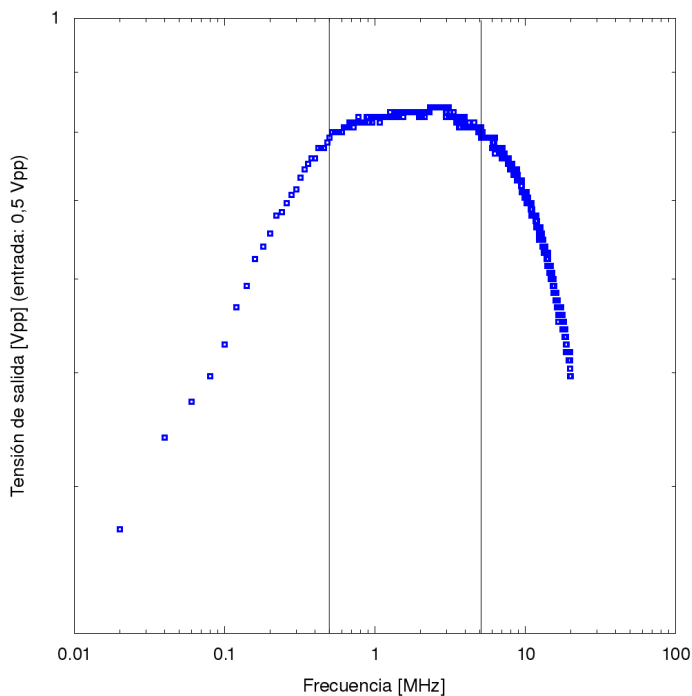


Figura 9: Amplitud de la señal de salida en el amplificador utilizado, en función de la frecuencia de la señal de entrada, de amplitud $0,5 V_{pp}$. La ganancia del mismo es aproximadamente constante en la región indicada entre barras verticales, fuera de la cual disminuye.

En dicho gráfico se puede ver que la ganancia cae para frecuencias bajas (menores a 400 kHz aproximadamente), y para las frecuencias más altas (alrededor de 10 MHz). De esto último podemos extraer que pulsos cuya duración sea menor a $\frac{1}{10 MHz} = 100 ns$ sufrirán una atenuación, y serán extendidos temporalmente. Esto es un valor adecuado teniendo una electrónica cuya tasa de muestreo es de 25 ns, siendo que el conjunto PMT-centellador produce pulsos de típicamente $\sim 8 ns$ [8][9].

3.2. Homogeneidad de los detectores

Para evaluar la respuesta de los detectores al ser atravesados por una partícula, colocamos una muestra de ^{60}Co en distintos puntos de los mismos, a modo de fuente de rayos gamma de energías entre 1,1 MeV y 1,4 MeV. En cada caso analizamos los pulsos medidos.

Un detalle importante en este estudio fue colimar el haz de fotones proveniente de la fuente, ya que de otro modo estaríamos midiendo la respuesta de un detector en distintos puntos del mismo simultáneamente. Para esto utilizamos un ladrillo de plomo ($20 cm \times 10 cm$, por 5 cm de alto), con un agujero de forma cilíndrica (diámetro=2 cm) en su centro, a lo largo del lado más corto. Colocamos en cada medición un detector horizontalmente, el ladrillo sobre el mismo, y la muestra de ^{60}Co dentro del agujero, a 2 cm sobre la superficie del detector.

En cada caso medimos, en distintas posiciones sobre el detector, la cantidad de partículas detectadas por minuto, restando el valor obtenido midiendo sólo el fondo de radiación natural. Los resultados se muestran en las Figuras 10(a) y 10(b).⁴

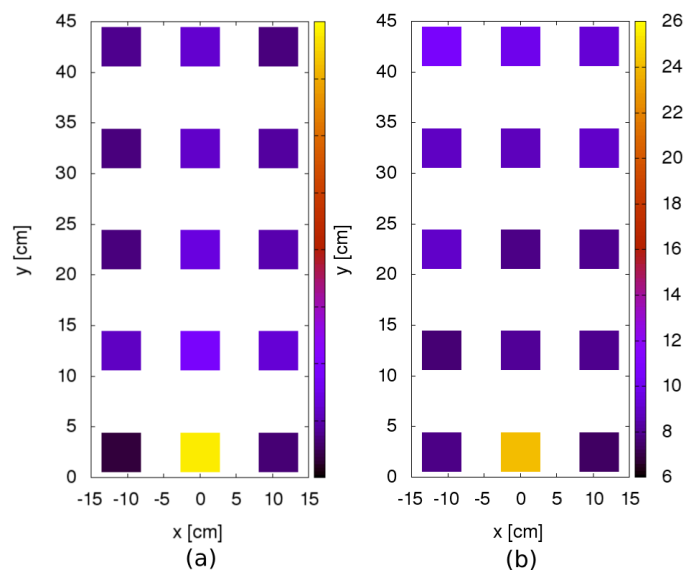


Figura 10: Tasa de conteo (escala de colores, en s^{-1}) registrada en las mediciones usando una fuente de ^{60}Co , en función de la posición (x, y) sobre el centellador respecto de la ubicación del fotocátodo, para el detector 1 (a) y el 2 (b).

Las tasas de conteo medidas resultan homogéneas en los distintos puntos de cada centellador, excepto en el más cercano al fototubo. Esto se debe a que en este caso es máximo el ángulo sólido comprendido por el fotocátodo medido desde la posición de la fuente. Por lo tanto, en esa posición es máxima la cantidad de fotones

⁴Las tensiones de polarización de los fototubos fueron en cada caso los valores finales indicados en la siguiente sección.

emitidos en el centellador que llegan al cátodo, y mayor la carga registrada que la medida en otros puntos. Esto se aprecia de mejor manera en las Figuras 11(a) y 11(b), correspondientes a histogramas realizados con los valores de carga medidos con la fuente en la mitad de la cara más corta del detector, a distintas distancias del cátodo.

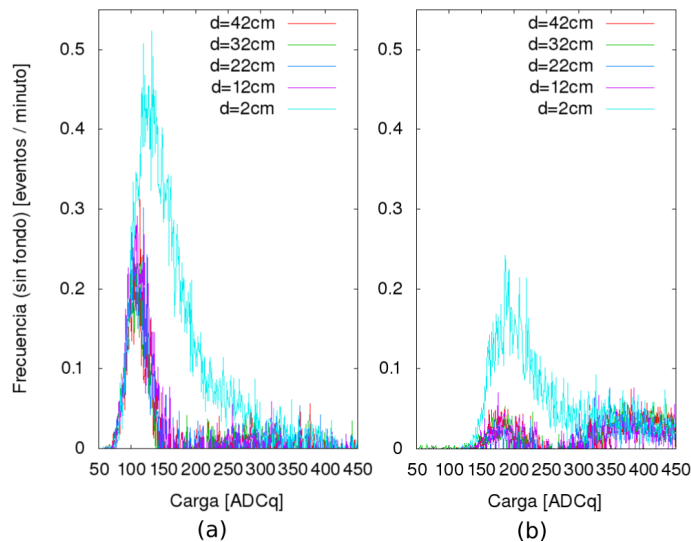


Figura 11: Histogramas de carga obtenidos en las mediciones usando una fuente de ^{60}Co , habiendo sustraído el fondo de radiación natural, para el detector 1 (a) y el 2 (b). Se indica (d) la distancia de la fuente al fotocátodo en cada medición.

Lo observado en estos gráficos también indica que la mayor diferencia entre los histogramas se da en la posición más cercana al fotocátodo. Sin embargo, en este trabajo no estamos interesados en medir la energía de las partículas, sino en la detección de las mismas. Respecto de esto último, la mayor relación entre la carga medida cerca del cátodo y la energía depositada afecta cerca de esa zona del detector el umbral de energía que tiene que tener una partícula para ser detectada. En adelante consideraremos a éste un efecto menor, ya que en el resto de los lugares los detectores muestran ser homogéneos. Por otro lado, la inhomogeneidad mostrada a lo sumo aumenta en un factor la cantidad total de partículas medida en cada toma de datos, lo cual no afectará de manera apreciable los análisis que haremos.

En las primeras mediciones de homogeneidad de los detectores, observamos que los mismos medían pulsos con frecuencias distintas, para las mismas tensiones de trabajo. Es decir que la ganancia de los detectores, que se puede tomar como la relación entre la carga media de los pulsos y la tensión de polarización, era distinta. En la siguiente sección detallamos el ajuste de las ganancias de los detectores.

3.3. Histogramas de carga y ajuste de las ganancias de los detectores

Como primera medición, colocamos el detector 1 sobre el 2, con tensiones de polarización de 1076 V y 892 V respectivamente, y un valor elegido de trigger de 100 ADC_p . La Figura 12(a) corresponde a los histogramas obtenidos con los valores de carga del detector 1 y el detector 2. Se grafican en la misma figura los histogramas de carga de los dos detectores, considerando únicamente las mediciones en las que los pulsos en ambos superaron el trigger simultáneamente.

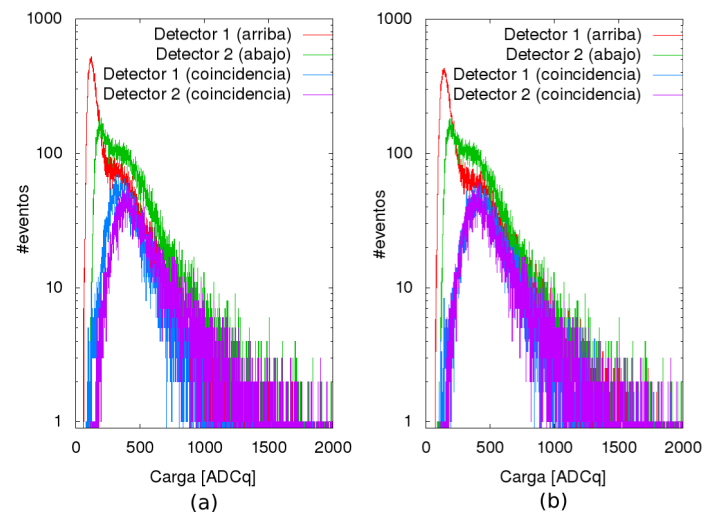


Figura 12: Histogramas de carga de ambos detectores, ubicados uno encima del otro (el 1 sobre el 2). Se muestran además los histogramas de cada detector tomando únicamente las mediciones en coincidencia. En la Figura 12(a) se grafican directamente los datos medidos, mientras que en la Figura 12(b) los puntos correspondientes al detector 1 fueron reescalados de tal modo de hacer coincidir los histogramas en coincidencia.

Al considerar las mediciones en coincidencia, vemos que ambos detectores registran un pico. Tomando en cuenta la composición de las lluvias descrita anteriormente, podemos suponer que dicho pico corresponde a muones, electrones y positrones que atravesaron ambos detectores⁵. Como mostramos en la Figura 2 los muones tienen energías del orden de 1 GeV, y los electrones y positrones rondan los 20 MeV. En este rango de energías, estas partículas tienen un poder de frenado de 2 MeV/cm [7]. Es decir que las que pasan por el detector de arriba, cuyo espesor es de 2 cm, pierden una fracción muy pequeña de su energía, por lo que ambos detectores deberían medir histogramas de carga idénticos con las mediciones en coincidencia.

⁵No mencionamos a los fotones porque es más improbable que un gamma produzca un electrón en un centellador, y éste pase por los dos detectores, que lo recién mencionado.

Hicimos coincidir, entonces, los histogramas de las mediciones en coincidencia. En la Figura 12(b) se muestran los mismos puntos que en la Figura 12(a), con la diferencia de que los histogramas correspondientes al detector 1 fueron escaleados para que coincidieran los gráficos de mediciones simultáneas. Para esto multiplicamos el eje horizontal por un factor 1,2, y dividimos por el mismo número el eje vertical.

Podemos distinguir en estos histogramas dos regiones: una de bajas energías, hasta los 400 ADC_q aproximadamente, y otra de altas energías, a la derecha de dicho valor⁶. En la zona de bajas energías, hay un corte a la izquierda que se debe a que, al trabajar con un trigger, sólo consideramos las partículas con un mínimo de energía. Vemos además que en dicha zona el detector 1 registra cuentas que el 2 no. En una primera inspección, esto puede deberse a la pérdida de energía de las partículas en el detector 1 antes de llegar al 2, o a diferencias sistemáticas entre ambos detectores. Al ver que esta diferencia no dependía de la posición, concluimos que su causa era sistemática. Explicaremos este fenómeno en la sección siguiente.

Por otro lado, en la región de altas energías, al estar los centelladores superpuestos, es esperable que todas las partículas que atraviesan el 1 también atraviesen el 2. Esto explica el hecho de que, en dicha región, coincidan los histogramas de los detectores individuales con los de coincidencias.

Algo notable en estos gráficos es que, alrededor de los 400 ADC_q , los puntos del histograma del detector 2 están por encima de los del detector 1. Si este dato fuera correcto, significaría que hay partículas que pasan por el detector 2 que no pasan por el 1, lo que sería llamativo por el hecho de que las partículas provenientes de las lluvias se mueven principalmente en sentido hacia el suelo, mientras que en las mediciones el detector 2 estaba debajo del 1.

Al analizar los datos, vimos que en ocasiones la línea de base oscilaba en torno a 80 ADC_p durante una serie de pulsos. Esto se puede ver en el histograma de la Figura 13, realizado con los valores del primer bin de cada pulso. En dicha figura se ve que la tensión en el primer bin del canal 1 oscila en torno a 50 ADC_p , apartándose en general no más de 10 ADC_p del valor medio. El canal 2, en cambio, muestra además del pico en 50 ADC_p oscilaciones en torno a 77 ADC_p , lo cual es un comportamiento distinto del ideal. Más adelante estudiaremos más a fondo este comportamiento en la línea de base.

Un comportamiento de este modo en la línea

⁶El término *energía* aquí utilizado hace referencia a la proporcionalidad entre carga y energía.

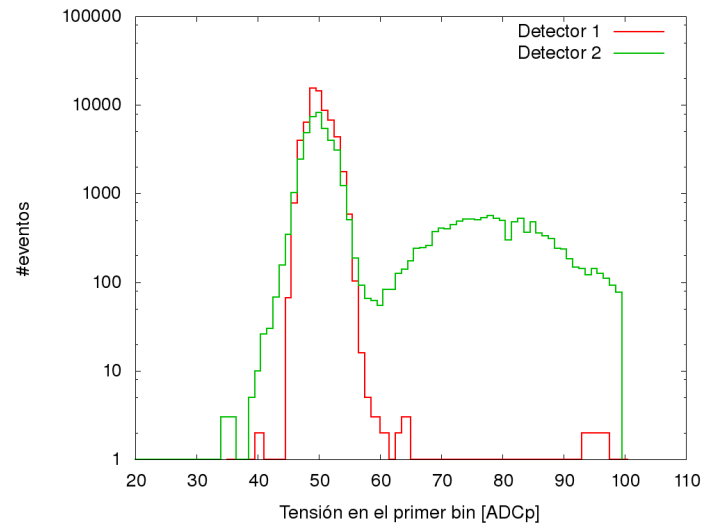


Figura 13: Histograma realizado con los valores del primer bin de cada pulso, en las mediciones con tensiones de polarización de 1076 V y 892 V en los detectores 1 y 2, respectivamente.

de base afecta a los histogramas de la Figura 12, ya que pulsos oscilantes en torno a 77 ADC_p dan cargas de $12 \times (77 \text{ ADC}_p - 50 \text{ ADC}_p) = 324 \text{ ADC}_p$. Este valor es del orden de la región en la que el histograma del canal 2 está por encima del canal 1 en la mencionada figura. Lo que hicimos entonces fue graficar nuevamente los histogramas de la Figura 12, descartando todos los pulsos tales que el primer bin del detector 2 registrara tensiones mayores a 60 ADC_p . Como resultado, obtuvimos los histogramas de la Figura 14, ya reescaleados como la 12(b).

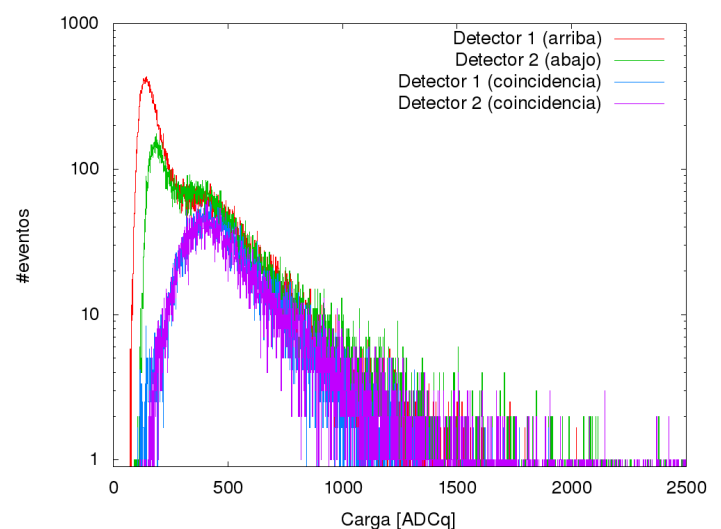


Figura 14: Mismos histogramas que en la Figura 12, reescaleados del mismo modo, y sin considerar los puntos tales que el primer del bin del detector 2 registra más de 60 ADC_p . Se ve que ya no hay una zona en la que las cuentas del detector 2 superan a las del 1.

En este gráfico se ve que ya no existe una zona en la que el histograma del detector 2 está por encima del detector 1, con lo cual era correcta la hipótesis de que el problema estaba en la línea de base.

Una vez realizado el anterior análisis, reajustamos la tensión de polarización del detector 2, reemplazándola por 908 V. Finalmente, las tensiones de polarización utilizadas son 1076 V en el detector 1 y 908 V en el detector 2. Mantuvimos esto en todas las mediciones siguientes, así como un trigger de 100 ADC_p en los canales correspondientes a ambos detectores.

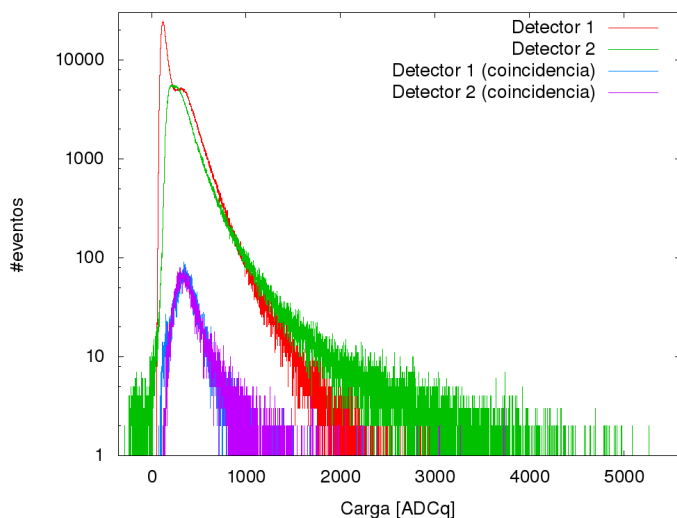


Figura 15: Histogramas de carga obtenidos con ambos detectores separados por un metro, considerando todas las mediciones y sólo las mediciones en coincidencia. Las tensiones de polarización ya fueron dispuestas en su valor final. Se ve que para $\text{Carga} > 500 \text{ ADC}_p$ los gráficos tienen distinta pendiente.

Este ajuste en las ganancias de ambos detectores da lugar a histogramas de carga como el mostrado en la Figura 15. Los datos de este gráfico fueron tomados durante 15 horas de medición, contra 19 minutos de los gráficos anteriores. Para obtener estos histogramas no descartamos únicamente los pulsos tales que el primer bin del canal del detector 2 fuera mayor a 60 ADC_p , sino que consideramos sólo pulsos tales que el primer bin en ambos canales estuviera entre 40 ADC_p y 60 ADC_p , cosa que justificaremos más adelante. En este gráfico, se ve que los histogramas en coincidencia son prácticamente idénticos.

Considerando esto último, podríamos hacer una calibración entre la energía depositada por una partícula y la carga depositada por un pulso. Si el máximo en la parte de coincidencias del histograma de la Figura 15 está dado por partículas que inciden desde arriba⁷, la carga correspondiente al mismo es

igual al producto del espesor del centellador y el stopping power de 2 MeV/cm de electrones, muones y positrones en el material. Esto da una relación de conversión de $2 \text{ MeV/cm} \times 2 \text{ cm} = 4 \text{ MeV} = (335 \pm 15) \text{ ADC}_q$. Sin embargo, como contaremos luego, los detectores construidos no permiten realizar una correcta calibración energía-carga.

Por otro lado, los histogramas de cada detector por separado difieren en casi todas las zonas. A bajas energías, la menor cantidad de cuentas del detector 2 ya no se puede explicar por el hecho de que las partículas tengan que atravesar primero el 1. Se ve además que el gráfico del detector 2 tiene una pendiente mayor en la zona mayor a 500 ADC_p que el del detector 1. Nuestra primera hipótesis fue que esto podía estar relacionado con la forma de los pulsos, sobre la cual hablaremos en la siguiente sección.

3.4. Caracterización de los pulsos medidos

Para caracterizar los pulsos medidos, realizamos un promedio de los valores de tensión registrados en los bins de un pulso, tomando como muestra un millón de eventos. Como en los histogramas anteriores, descartamos en este análisis todos los puntos con un comportamiento anómalo en la línea de base, según detallaremos en la sección correspondiente a esta última. Los resultados se muestran en las Figuras 16(a) (detector 1) y 16(b) (detector 2). En estas imágenes se alcanza a notar que la forma de ambos pulsos es distinta. Para analizar esto cuantitativamente, un parámetro que se puede calcular es el promedio del cociente q/p entre la carga y el pico de ambos pulsos, a modo de factor de forma. Obtuvimos entonces $q/p = 1,6 \pm 0,2$ para el detector 1 y $q/p = 2,4 \pm 0,2$ para el detector 2, evidenciando la diferencia notable a simple vista.

Al inspeccionar estas imágenes, así como los pulsos individualmente, notamos que éstos no retornaban al valor de 50 ADC_p de la línea de base. Como se ve en la Figura 16, los pulsos partían de 50 ADC_p , tenían una subida abrupta, y luego caían a un valor de 60 ADC_p . Nuestra hipótesis más fuerte para explicar esto fue un problema de adaptación de impedancias entre la salida del último dínodo y la entrada del amplificador. Para esto nos basamos en un problema similar encontrado en la placa del detector ASC-II [11], que tiene una etapa de amplificación similar a la utilizada en los detectores mostrados en este trabajo. El hecho de que haya carga que no se mide, debido a que los valores de tensión no vuelven a 0 durante el tiempo que abarcan

⁷Según contamos en la introducción y medimos más adelante, ésta es la dirección más probable.

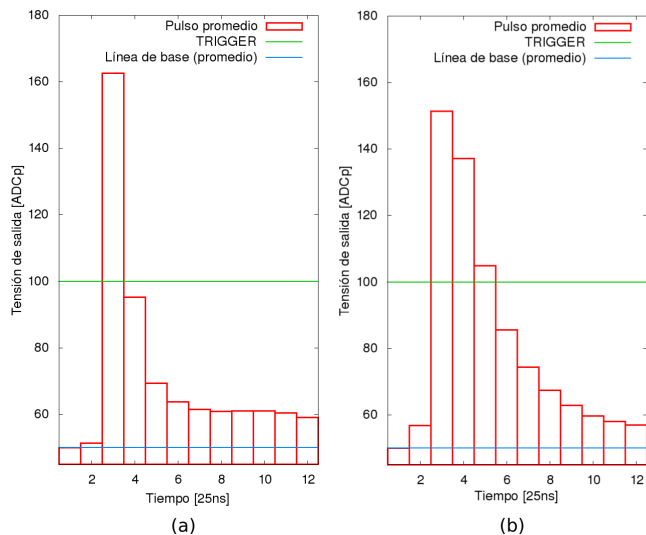


Figura 16: Promedios de los pulsos obtenidos con el detector 1 (a) y el detector 2 (b). Se alcanza a notar que ambos tienen distinta forma. Los valores medidos del cociente q/p fueron $q/p = 1,6 \pm 0,2$ para el detector 1 y $q/p = 2,4 \pm 0,2$ para el detector 2.

los doce bins de un pulso, puede afectar la proporción entre la carga medida y la energía depositada por las partículas que atraviesan los detectores. Esto trae un error sistemático a la hora de medir dicha energía, y podría explicar las diferencias en los histogramas de carga de ambos centelladores mencionados en la sección anterior (que deberían coincidir). Éste fue un problema que no pudimos evitar, puesto que hubiera conllevado el reemplazo total de las placas dentro de los detectores.

En conclusión, los detectores construidos no pueden ser calibrados para medir con precisión energía depositada sin un reemplazo de dichas placas. No obstante, ambos centelladores pueden ser utilizados para la detección de partículas cuya energía sea mayor al umbral mínimo de detección. De modo que el sistema desarrollado permite medir tasas de medición simultánea de partículas, que es el objetivo de este trabajo.

Por último, otra forma de obtener información sobre las diferencias entre ambos detectores es realizar un gráfico de carga vs. pico para ambos detectores. Mostramos dicho gráfico en la Figura 17, tomado nuevamente con un millón de pulsos. Como los pulsos que tienen un pico mayor son, en promedio, más energéticos, se ve en esta figura una proporcionalidad entre la carga y el pico, según mencionamos en la sección *Método experimental*. A su vez, vemos que los puntos del detector 2 tienen una pendiente mayor a la del detector 1, en concordancia con la mayor relación carga/pico del pulso promedio del detector 2. En esta imagen se ve además un corte en los valores de los picos dado por

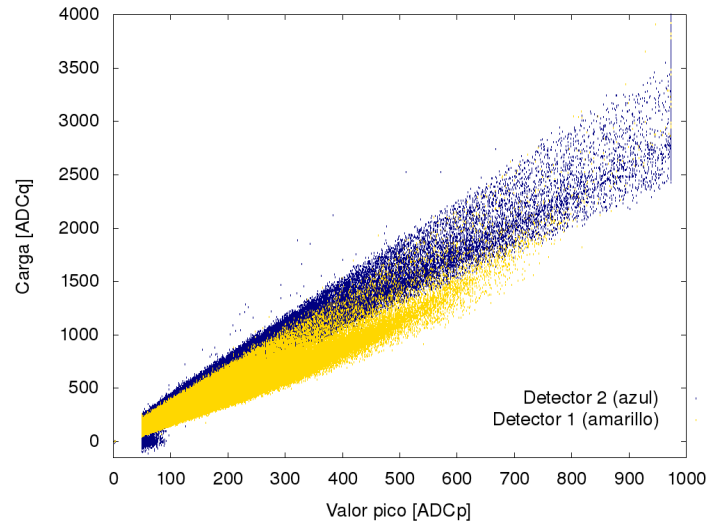


Figura 17: Gráfico de carga vs. pico de 10^6 pulsos medidos en ambos detectores.

la saturación en 1023 ADC_p , que al restar 50 ADC_p en cada bin se convierte en un corte en 973 ADC_p .

Otro detalle importante en esta imagen es la presencia de valores negativos de carga. Esto también se notaba en los histogramas de la Figura 15. Hablaremos de esto a continuación, en la sección correspondiente a la línea de base.

3.5. Línea de base

En la Figura 13, mostramos que la línea de base registrada en el canal 2 tiene un comportamiento distinto al ideal. Lejos de oscilar únicamente en torno al valor de 50 ADC_p , tiene además oscilaciones de aproximadamente 20 ADC_p en torno a 77 ADC_p . A lo largo de las mediciones posteriores, seguimos observando comportamientos inesperados en la línea de base. Las Figuras 18 (a) y (b) dan cuenta de estas observaciones.

En éstas, graficamos nuevamente histogramas con los valores registrados del primer bin de cada canal. En la Figura 18 (a), mostramos los resultados de una medición de 45 minutos, en la que se ve un pico por encima de los 100 ADC_p del trigger (ver histograma del canal 1 entre 325 ADC_p y 350 ADC_p). Como contamos anteriormente, recién el tercer bin puede estar por encima del valor del trigger, por lo que los dos primeros tienen que estar por debajo. Esto denuncia un comportamiento incorrecto en la electrónica de adquisición.

Aquí se ve por otro lado que los dos canales presentan un comportamiento en general anómalo, al verse en ambos oscilaciones entre 0 y 100 ADC_p . Esto sucede también con los datos de la Figura 18 (b), que

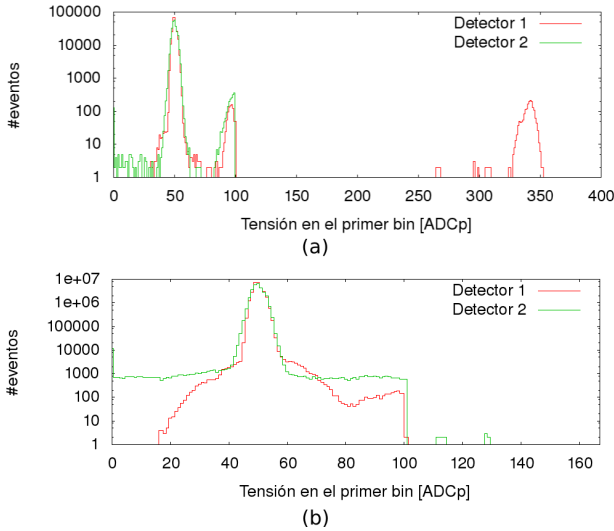


Figura 18: Histogramas de línea de base realizado con los valores del primer bin de cada pulso, en distintas mediciones. En (a) se ven valores por encima de los 100 ADC_p del trigger (ver pico entre 325 ADC_p y 350 ADC_p), además de oscilaciones entre 0 y 100 ADC_p . Los datos presentados en (b), si bien no muestran tantos pulsos por encima del trigger como en la medición mostrada en (a), tiene oscilaciones en ambos canales de al menos 30 ADC_p .

fueron tomados durante 94,4 horas. Si bien éstos no muestran tantos pulsos por encima del trigger como en la medición mostrada en (a), tienen oscilaciones en ambos canales de al menos 30 ADC_p en torno al valor de 50 ADC_p . En algunas mediciones, las oscilaciones registradas fueron de hasta 50 ADC_p .

En la totalidad de las mediciones realizadas en este trabajo, registramos este tipo de histogramas de línea de base. Quisimos ver entonces si había *cross-talk* entre canales, es decir, si la aparición de valores anómalos (lejanos a 50 ADC_p) en el primer canal estaba correlacionada con el mismo comportamiento en el segundo. Para eso realizamos histogramas en 2 dimensiones de línea de base del primer canal vs. línea de base en el segundo, como muestra la Figura 19.

En la Figura 19 se muestran en el eje horizontal valores V_1 de tensión en el primer bin del canal 1, en el eje vertical valores V_2 de tensión en el primer bin del canal 2, y en escala de colores el número de ocurrencias de cada par (V_1, V_2) . Para interpretar este gráfico, consideremos un ejemplo. Si el hecho de que V_1 tome un dado valor maximiza la probabilidad de que V_2 sea igual a V_1 , uno debe observar una acumulación de eventos en torno a la recta $V_2 = V_1$. Del mismo modo, dada una correlación cualquiera entre los valores de V_1 y V_2 , debe verse que el histograma tiene muchos valores que se acumulan en torno a alguna forma específica.

En una primera inspección, lo que vemos

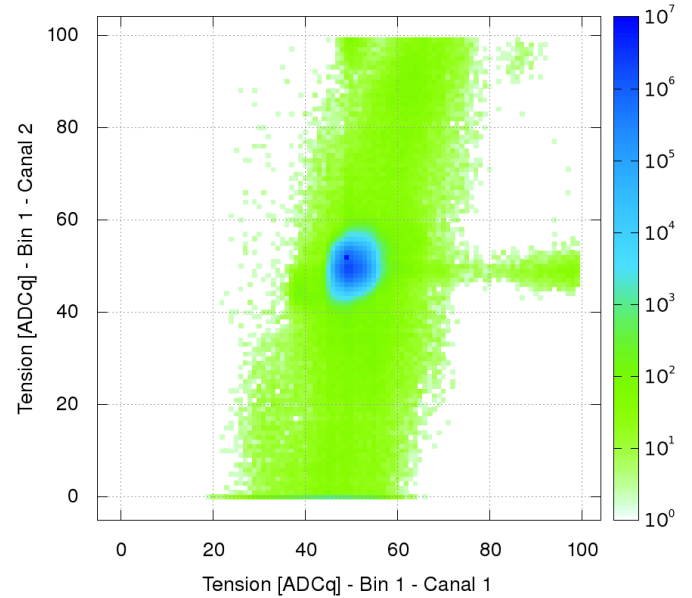


Figura 19: Histograma de los valores (V_1, V_2) de tensión en el primer bin de los canales 1 y 2. En escala de colores se muestra el número de eventos.

en este gráfico es un pico que aparenta tener simetría de rotación en torno al valor $(V_1, V_2) = (50 \text{ ADC}_p, 50 \text{ ADC}_p)$. Al graficar la cantidad de eventos en escala logarítmica (ver Figura 19), vemos una correlación entre ambos canales, de menor orden de magnitud que la cantidad de eventos del máximo central. Se nota aquí que, cuando el canal 1 supera los 60 ADC_p , el canal 2 toma con mayor probabilidad valores mayores a 50 ADC_p que valores menores.

Quisimos ver además si el hecho de que una de las dos líneas de base se alejara de 50 ADC_p estaba correlacionado con que la otra también lo hiciera. Para evaluar esto, tomamos los datos de una medición de 94,4 horas y medimos cuántos pulsos estaban fuera del rango $[40 \text{ ADC}_p, 60 \text{ ADC}_p]$ en cada canal, y cuántas veces sucedía esto en ambos canales simultáneamente. Los resultados fueron 6545675 pulsos en el canal 1 y 1767911 en el canal 2, en los cuales la línea de base estuvo fuera de dicho rango. Sin embargo, esto ocurrió en ambos canales a la vez en 16903 ocasiones. Esta magnitud representa el 0,26% del número de eventos de estas características en el canal 1, y el 0,96% de los eventos del canal 2. En vista de esto y del histograma de la Figura 19, podemos decir que hay una baja -pero no nula- correlación entre los valores de tensión en ambas líneas de base.

Otro error que observamos fue el registro de más de 12 bins en un sólo pulso. Si bien en ocasiones esto no ocurría en una medición completa, en una medición de 94,4 horas registramos que esto había sucedido 257

veces (de $\sim 2,8 \cdot 10^7$ eventos totales).

Ahora, yendo a los motivos de las fallas en la electrónica, en las mediciones realizadas pudimos verificar con un osciloscopio que las placas que controlaban los PMT (principalmente la del detector 2), tenían una salida más ruidosa que lo esperado⁸. Esto se puede deber a imperfecciones en las soldaduras, y a la ausencia de capacitores de desacople en el amplificador. El módulo de adquisición, por su parte, corrige los desvíos de la línea de base cada 2 ms. Cuando la tensión en la línea de base es muy alta por mucho tiempo, la frecuencia de eventos registrada es superior a la soportada por la adquisición (del orden de 10 kHz como máximo). Esto ocasiona que la adquisición no se comporte de forma normal, y se vean problemas como registrar más de 12 bins, o triggers en el segundo bin en lugar del tercero, por ejemplo.

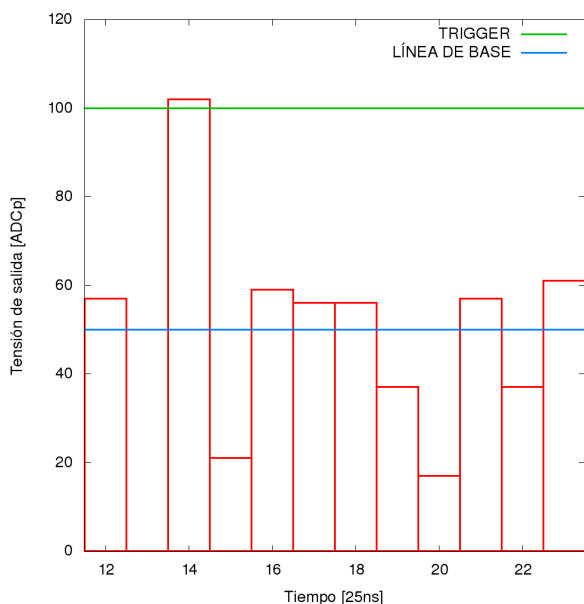


Figura 20: Valores discretos de tensión en los bins de un pulso que registró una carga negativa. Se puede ver el comportamiento ruidoso del mismo.

Dada la ausencia de correlación de los valores anómalos tomados por la línea de base de ambos canales, decidimos poner cotas para la consideración de los pulsos en los dos detectores, y no sólo en uno. Tomamos para esto el criterio de descartar todos los pulsos tales que las tensiones del primer bin en ambos canales estuvieran fuera del rango $[40 \text{ ADC}_p, 60 \text{ ADC}_p]$. Descartamos además todos los pulsos con más de 12 bins. Si bien estos criterios dieron resultados positivos, como veremos más adelante, no pudimos deshacernos del todo de los pulsos con carga negativa, como se ve en

⁸Esta apreciación está basada en mediciones realizadas con otras placas de control.

las Figuras 15 y 17. Estos pulsos son medidos cuando la línea de base tiene un comportamiento inusualmente por debajo de los 50 ADC_p , como se puede ver en la Figura 20.

3.6. Experimento de Auger

El primer experimento realizado en este trabajo consistió en medir la dependencia de la tasa de coincidencias entre los dos detectores con la distancia entre ellos, de manera similar a lo observado por Auger, Maze y Grivet-Meyer en 1938 [4]. Para esto, medimos la cantidad de pulsos medidos en ambos detectores simultáneamente, a distintas distancias entre los mismos, y partiendo de colocar los centelladores uno al lado del otro, en contacto. En cada caso ubicamos los detectores con sus lados de mayor longitud paralelos.

Todas las mediciones fueron realizadas dentro de las instalaciones del Laboratorio de Detección de Partículas y Radiación, ubicado en la ciudad de Bariloche (altitud media: 890 m sobre el nivel del mar). Al detectar partículas que se multiplican desde las partes superiores de la atmósfera, éstas tienen que atravesar antes el techo del laboratorio. El mismo tiene una densidad sensiblemente mayor a la del aire, y por consiguiente es capaz de frenar las partículas y multiplicar su cantidad en un mayor grado al que ocasiona un igual espesor de atmósfera. Sin embargo, el efecto neto es equivalente a tener unos cientos de metros más de atmósfera encima, con lo cual el experimento puede realizarse de todos modos, siempre y cuando se cuente con un flujo suficiente de partículas para poder tratar estadísticamente los datos.

El gráfico final obtenido de frecuencia de coincidencias en función de la distancia se muestra en la Figura 21. Dicha distancia fue medida entre los centros de los dos centelladores. Visiblemente, los datos en este gráfico confirman la disminución esperada de la tasa de coincidencias con la distancia. Esto confirma la existencia de lluvias de radios característicos de unos pocos metros⁹. Vemos además que las tasas medidas son unas 100 veces mayores a las mostradas en la Tabla 1. Esto probablemente se deba a que los centelladores utilizados en este trabajo tengan un umbral de detección menor al utilizado por Auger en 1938.

Los datos medidos no muestran una dependencia de la tasa de coincidencias con la distancia como una ley de potencia, ni como una exponencial. Esto se ve en la Figura 22, correspondiente a los mismos puntos que en la Figura 21, graficados en escala logarítmica y

⁹En contraposición, las lluvias medidas en el Observatorio Pierre Auger tienen cientos de metros de extensión [2].

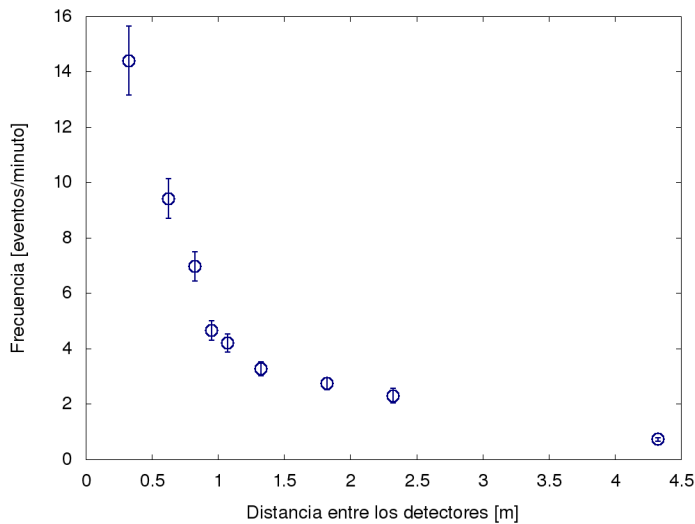


Figura 21: Datos obtenidos de la tasa de coincidencias en los detectores 1 y 2 en función de la distancia entre sus centros.

semilogarítmica. En ninguno de los dos gráficos se ve una recta de pendiente única. En cambio, la Figura 21 parece mostrar dos zonas de distintas pendientes, cuya separación ronda el valor de 1 m.

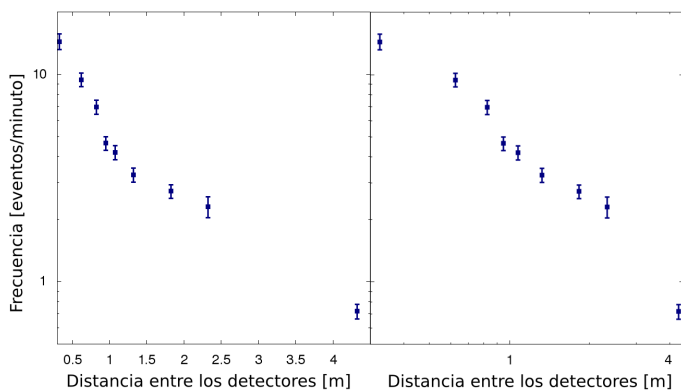


Figura 22: Datos de la Figura 21, graficados en escala semilogarítmica (izquierda) y logarítmica (derecha).

Todos los datos fueron medidos descartando aquellos pulsos que registraran un comportamiento indebido en la línea de base, según especificamos en la sección anterior. Al seguir este criterio, en algunos casos el conteo no registró cambios, mientras que en los demás su disminución fue inferior al 2%. Explicaremos a continuación el cálculo de las incertezas mostradas.

En las mediciones iniciales, el punto a 1,325 m de distancia parecía estar por debajo del valor esperable según la tendencia general de los demás. Una segunda medición más larga del mismo punto corrigió este valor, reemplazando $3,0 \pm 0,2$ eventos/minuto por $3,27 \pm 0,06$ eventos/minuto, donde las incertezas están dadas por la desviación estándar de la distribución de Poisson. Si bien estos valores son cercanos, quisimos estudiar

si existía una dependencia de la tasa medida con el momento de la medición. Con tal propósito, graficamos en función del tiempo la frecuencia de medición de pulsos en cada canal individualmente. La frecuencia fue medida contando el número de eventos en intervalos de 120 s, y dividiendo por dicho tiempo la cantidad obtenida. El gráfico resultante para la segunda medición a 1,325 m se muestra en la Figura 23.

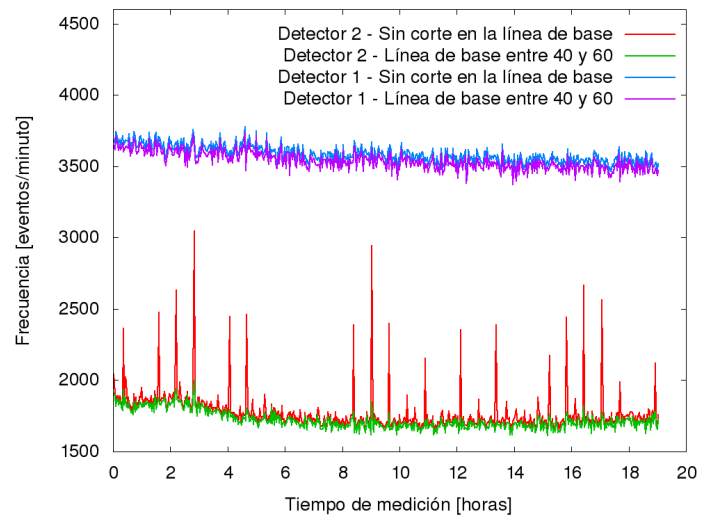


Figura 23: Tasa total de medición en cada detector en función del tiempo, para la medición realizada a 1,325 m entre éstos. La resolución empleada fue de 120 s. Se muestran simultáneamente todos los datos, y sólo aquellos en los que la línea de base de ambos canales estuvo entre 40 ADC_p y 60 ADC_p , y se contaron 12 bins por cada pulso.

Podemos ver en los gráficos obtenidos que la tasa de medición de ambos detectores es significativamente distinta. Esto está causado por la diferencia en la relación carga/pico mencionada anteriormente. Al ser mayor dicha relación en el canal 2, pulsos de igual carga (igual energía) tienen un pico mayor en el canal 1 que en el 2, por lo que algunos triggeren sólo en el canal 1. En consecuencia, la tasa de medición del detector 1 es mayor a la del 2.

Los gráficos obtenidos para cada canal otorgan nueva información sobre el comportamiento de las líneas de base. Si no se descartan pulsos, se puede ver que el detector 2 muestra saltos súbitos en la frecuencia medida de hasta 1000 eventos por minuto, mientras que esto no ocurre en el detector 1. Al incluir los mencionados cortes en la línea de base y en el número de bins por pulso, se ve que este comportamiento desaparece (ver Figura 23).

Por otro lado, al avanzar el tiempo, se puede ver en este gráfico cambios paulatinos en el conteo de ambos detectores. El primer detector presenta una disminución constante, mientras que el comportamiento

en el detector 2 es muestra variaciones notables. Esto se hace aún más evidente si se observa el mismo tipo de gráfico durante otra medición de más tiempo, como podemos ver en la Figura 24.

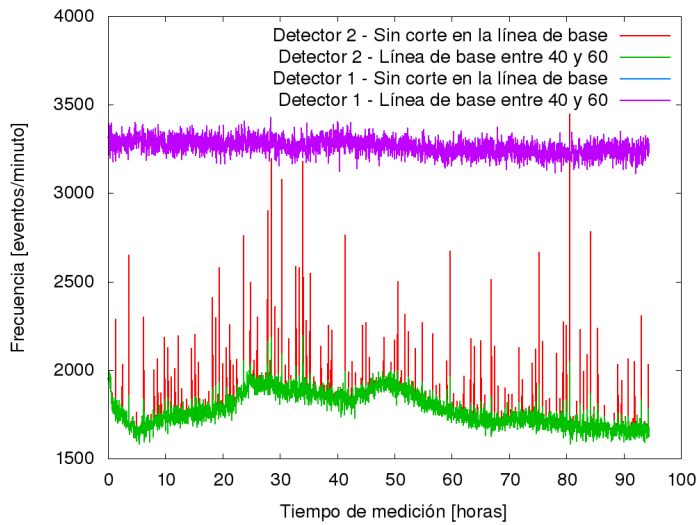


Figura 24: Mismo gráfico que en la Figura 23, para la medición realizada a 4,325 m entre éstos, durante 94,4 horas.

Nuevamente, vemos en ésta que el detector 2 presenta los saltos en la frecuencia que se veían en la Figura 23, y estos vuelven a desaparecer al incluir cortes en la línea de base. Se ve además que, a diferencia de los datos mostrados en la Figura 23, todos los valores del canal 1 están por debajo de los 3500 eventos/minuto. Esto evidencia que el detector 1 también tiene variaciones en su tasa de conteo, aunque de menor frecuencia que las oscilaciones registradas en el canal 2. Este comportamiento ya se empezaba a notar en la disminución de la tasa de mediciones del detector 1 mostrada en la Figura 23.

Hay diversos motivos que pueden ocasionar este tipo de oscilaciones. Por un lado, cambios en la presión y la temperatura de la atmósfera pueden ocasionar variaciones de densidad que alteren la cantidad y energía de las partículas que se producen en las cascadas y llegan al nivel del suelo. Sin embargo, un fenómeno de este estilo ocasionaría disminuciones o aumentos simultáneos en el conteo de ambos detectores, y esto no sucede (ver, por ejemplo, la Figura 24). Otra alternativa es que los cambios de temperatura en el laboratorio, dados por ejemplo por variaciones entre el día y la noche y la calefacción empleada, ocasionen variaciones en la temperatura de los componentes de la electrónica, y estos alteren su funcionamiento. Si sucediera esto, podría verse alterada la ganancia de los detectores, y por lo tanto pulsos de igual energía podrían triggerear o no en distintos momentos.

Al observar los gráficos de las Figuras 23 y 24,

quisimos observar si había una correlación entre la frecuencia de conteo de los canales por separado y la tasa de coincidencias. Para esto realizamos gráficos de frecuencia en coincidencia en función del tiempo, del mismo modo en que fueron obtenidas las figuras recién mencionadas. En las Figuras 25(a) y 25(b) mostramos estos gráficos para las mediciones con los detectores a 4 m de distancia, contando el número de eventos en intervalos de 4000 s y 8000 s, respectivamente.

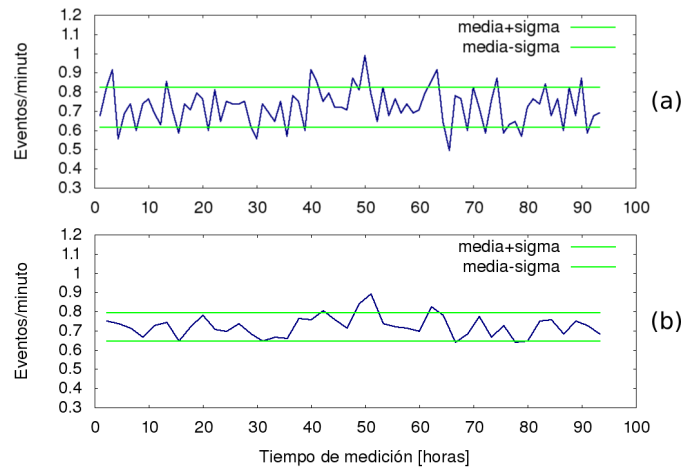


Figura 25: Tasa de coincidencias en la medición con los detectores a 4 m, tomando intervalos de muestreo de 4000 s en (a) y de 8000 s en (b). Se muestran además la suma y la resta entre el valor medio y la desviación estándar en cada intervalo, calculada considerando una distribución de Poisson en los intervalos de muestreo.

En primer lugar, podemos ver que los valores graficados en dichas figuras no se apartan en general de la media más que en su desviación estándar, calculada suponiendo una distribución de Poisson en los intervalos de muestreo. Además, si comparamos estos gráficos con las tasas de medición de los detectores individualmente (Figura 24), no podemos asegurar que exista una correlación entre las fluctuaciones respecto de la media en ambas figuras. Lo mismo pasa al hacer el mismo tipo de comparación tomando los datos de otras mediciones.

Una forma de evaluar si un cambio en la ganancia de algún detector puede alterar la medición de la frecuencia de coincidencias, es graficar histogramas con los picos de aquellos pulsos que dan coincidencias, como los mostrados en las Figuras 26(a) y 26(b), correspondientes a mediciones distintas.

En estos gráficos se ve que los histogramas de pico en coincidencia están cortados a la izquierda por el valor del trigger. Es decir que un cambio de ganancia puede llegar a afectar el conteo total, al modificar la cantidad de partículas que producen señales que superan el trigger. Para que esto no ocurriera, el trigger debería estar por debajo del umbral de detección, cosa que se

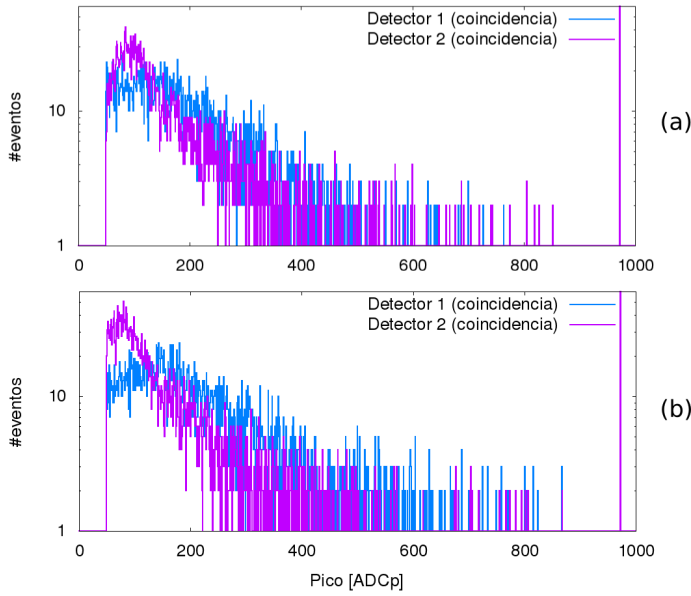


Figura 26: Histogramas realizados con los picos de los pulsos que dieron coincidencias, con los detectores a (a) 1 m y (b) 4 m. El máximo en 973 ADC_p está dado por la saturación.

podría lograr con una ganancia mayor en los detectores.

Al comparar las Figuras 26(a) y 26(b) entre sí, vemos que su forma difiere hacia los menores valores de pico. En particular, parece ser que el histograma del detector 2 en la medición a 1 m alcanza a disminuir su altura más que en la medición a 4 m, cerca de 50 ADC_p . Para estimar el error sistemático que traería un cambio de ganancia, calculamos en estos histogramas la variación que habría en el conteo tomando un trigger que aumentara como máximo en 30 ADC_p . Elegimos este valor evaluando en cuánto teníamos que correr el trigger para que los histogramas de las Figuras 26 (a) y (b) tuvieran una tendencia similar en la zona de la izquierda. Así obtuvimos un error máximo del 15%. Consideramos entonces, como valor representativo de esta incerteza, la mitad de tal porcentaje, es decir, un 7,5%. De la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de esta incerteza y aquella dada por la distribución de Poisson, salen los errores mostrados en la Figura 21.¹⁰

A modo de comentario, podemos ver que si bien los histogramas de carga de las coincidencias en distintos detectores se superponen, los de pico no. Esto se debe a la distinta relación carga/pico mencionada en secciones anteriores.

¹⁰También existe un error sistemático no considerado en este análisis, dado por inhomogeneidades en el techo. No obstante, una burda inspección del mismo no permite observar regiones de distinto espesor.

3.7. Dependencia angular del flujo de partículas

Otro objetivo en este trabajo fue medir la dependencia del flujo de partículas (ver Ecuación 1.3) con el ángulo θ cenital. Para esto colocamos el detector 1 sobre una tabla de madera, a 80 cm por encima del detector 2, y fuimos desplazándolo horizontalmente, como se ve en la disposición de la Figura 27.

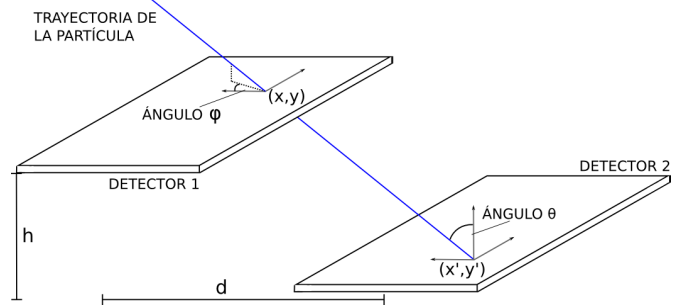


Figura 27: Disposición experimental para la medición del flujo de partículas en función del ángulo. El detector 1 se encuentra a una altura h sobre el 2, y sus centros están separados horizontalmente una distancia d . Se muestra la trayectoria de una partícula que incide con una dirección (θ, φ) en la posición (x, y) .

En tal figura, d es la distancia horizontal entre los centros de los centelladores y h la altura del primero. Se muestra la trayectoria de una partícula, que incide con un ángulo cenital θ y un ángulo acimutal φ (definidos a partir del sistema de referencia indicado en la imagen), atravesando ambos detectores. Llamaremos (x, y) a una dada posición sobre el detector 1, y (x', y') a lo mismo en el detector 2.

Considerando la definición del flujo I , el número total de partículas por unidad de tiempo que atraviesa ambos detectores es igual a

$$\frac{dN}{dt} = \iint_A dx dy \int_{(\theta, \varphi)} I(\theta) \cos \theta d\Omega. \quad (3.1)$$

En esta expresión, la primera integral se realiza sobre todos los valores (x, y) del detector 1, y la segunda sobre todos los ángulos (θ, φ) posibles para cada (x, y) tales que las partículas en esas direcciones atraviesan ambos detectores. El término $\cos(\theta)$ se debe a la proyección del elemento de área $dx dy$ sobre el plano perpendicular a la dirección (θ, φ) .

Si para una dada disposición de los detectores el valor $I(\theta)$ es aproximadamente constante, la expresión anterior se puede reducir a

$$\frac{dN}{dt} \simeq A \cos(\theta) I(\theta) \Delta\Omega, \quad (3.2)$$

donde θ se mide entre los centros de los centelladores, $A = 1250 \text{ cm}^2$ es el área de los mismos, y $\Delta\Omega$ es el ángulo sólido comprendido por el área del detector 2, medido desde el centro del detector 1. El mismo se puede aproximar como $\Delta\Omega \simeq \frac{A \cos(\theta)}{(h^2 + d^2)}$, esto es, 4 π veces el cociente entre la proyección del área del centellador 2 sobre el plano perpendicular a (θ, φ) , y el área de una esfera de radio $d^2 + h^2$.

Las expresiones anteriores permiten calcular $I(\theta)$ midiendo el número de partículas que llegan a ambos detectores por unidad de tiempo. Para hacer esto, primero hay que descartar la componente de los eventos medidos que se deba a coincidencias casuales, y no a partículas que atraviesan los dos detectores. De hecho, para grandes ángulos ($> 60^\circ$ aproximadamente) las coincidencias se deben casi únicamente a eventos casuales, como muestra el gráfico de la Figura 28.

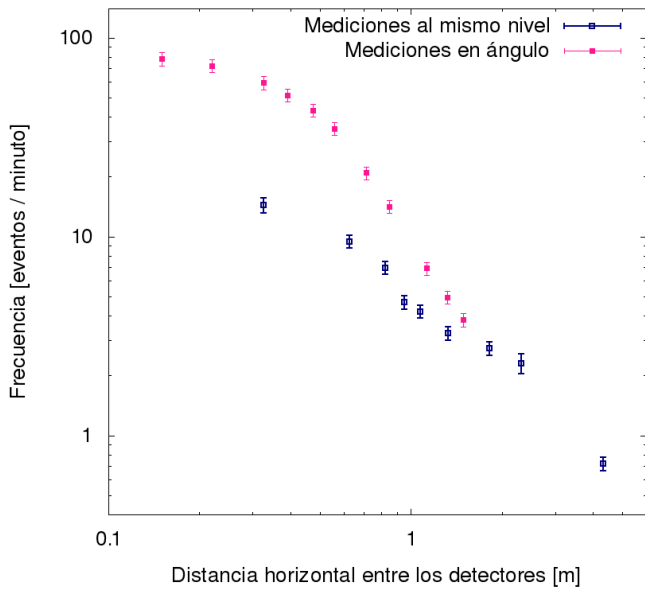


Figura 28: Tasa de coincidencias medida con los detectores a una misma altura, y separados verticalmente por 80 cm. Ambos gráficos confluyen en los mayores valores de distancia.

En este gráfico, mostramos las mediciones realizadas de frecuencia de coincidencias con los detectores separados verticalmente por 80 cm, junto con las mediciones de la sección anterior, tomadas a un mismo nivel. Se ve que ambos conjuntos de datos tienden a juntarse entre $d = 1 \text{ m}$ y $d = 2 \text{ m}$.

Para restar la componente de la frecuencia debida a coincidencias casuales, realizamos ajustes con los datos medidos a un mismo nivel. Como dijimos antes, estos parecen mostrar dos zonas de distinto comportamiento. En el rango de distancias menores a 1,2 m, ajustamos una función $f(d) = A e^{-Bd}$, mientras que para distancias mayores, ajustamos una recta. El resultado se ve en la Figura 29.

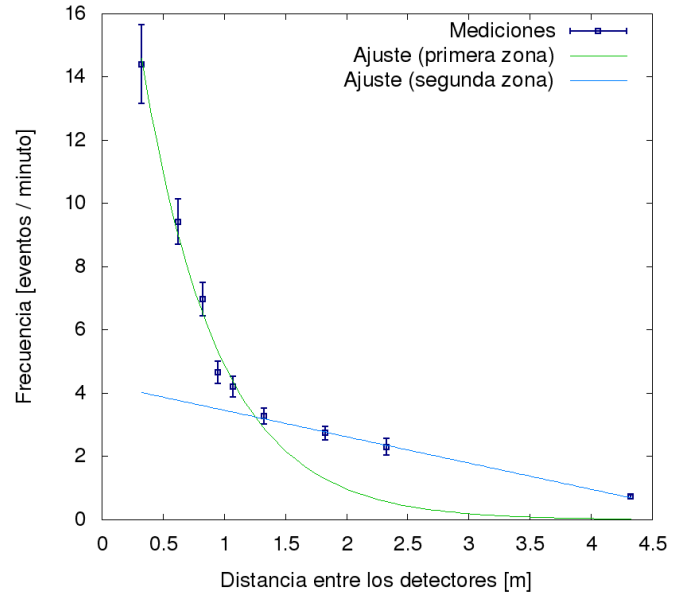


Figura 29: Ajustes realizados a los valores medidos de tasa de coincidencias en función de la distancia, a igual altura.

Luego, restamos a cada valor medido de tasa de coincidencias con los detectores formando un ángulo un valor de eventos por minuto obtenido con estos ajustes. Para esto, realizamos la suposición de que la tasa de coincidencias depende principalmente de la distancia horizontal entre los detectores, puesto que las lluvias provienen principalmente desde arriba. Entonces, a cada valor de frecuencia a una distancia d restamos la función correspondiente (recta o exponencial) evaluada en esa misma distancia.

De este modo, sobre la base de la Ecuación 3.2, calculamos $I(\theta)$ como $I(\theta) \simeq \frac{1}{\Delta\Omega \cos(\theta)} \frac{dN}{dt}$. Así obtuvimos el gráfico de la Figura 30. Los errores de los valores mostrados fueron calculados considerando las incertezas en la frecuencia medida, y las variaciones máximas de θ y Ω para cada θ .¹¹

Si bien existe cierta dispersión, los puntos medidos se asemejan a una recta al ser graficados en escala logarítmica. Según [6], la expresión $I(\theta) = I_0 \cos^a(\theta)$ (Ecuación 1.4) se ajusta bien hasta aproximadamente 60° . En las mediciones realizadas, el ángulo máximo fue de 62° , de modo que el rango de θ utilizado es correcto para comparar los datos con dicha expresión. Por otro lado, pese a las fluctuaciones respecto de la recta, la tendencia de los puntos se mantiene para los mayores valores de θ , por lo que no hay motivos para descartar alguno de ellos.

Entonces, considerando todos los valores medidos, realizamos un ajuste lineal de los valores de $\log(I(\theta))$

¹¹Para cada θ , tomamos como error de θ y Ω las semidiferencias de sus valores máximos y mínimos.

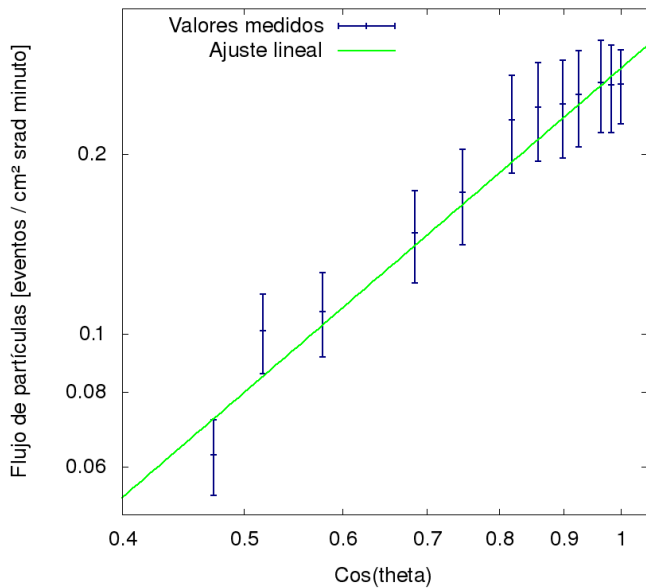


Figura 30: Valores de flujo de partículas obtenidos con las mediciones mostradas en la Figura 28, mostrados en función del coseno del ángulo θ . Se muestra además la recta obtenida del ajuste lineal realizado.

vs. $\log(\cos(\theta))$, obteniendo una pendiente $a = 1,8 \pm 0,3$. El error de este ajuste fue obtenido mediante la semidiferencia de las pendientes máxima y mínima. De este modo, los datos obtenidos son compatibles con una relación del tipo

$$I(\theta) = I_0 \cos^a(\theta), \quad (3.3)$$

con $a = 1,8 \pm 0,3$.

Recordando que la mayor parte de los secundarios son muones¹², podemos comparar este valor con el de referencia para dichas partículas, de $a = 1,85 \pm 0,10$, que entra dentro de la cota medida.¹³

En la Figura 30 parece haber en los tres puntos más cercanos a $\cos(\theta) = 1$ un achatamiento de la pendiente. Esto probablemente se haya debido al hecho de haber extrapolado el fondo de coincidencias casuales, en lugar de haberlo medido, en dicha zona (ver Figuras 28 y 29).

Por último, el experimento mostrado tiene errores sistemáticos tales como una mayor energía depositada por partícula al aumentar el ángulo, al aumentar de ese modo la trayectoria atravesada por cada una en el detector. Esto ocasionaría una disminución en la energía mínima de detección. A su vez, aumentar el ángulo implica aumentar el espesor del techo atravesado, que

¹²Como dijimos en Introducción, el flujo de muones es aproximadamente cuatro veces superior al de los electrones y positrones.

¹³No consideramos aquí a los fotones, dada la improbabilidad de detectar simultáneamente un electrón producido en alguno de los detectores.

causaría una mayor atenuación al aumentar el ángulo que la que se mediría sin el techo. El último error se puede solucionar midiendo al aire libre, mientras que el primero se puede corregir aumentando la ganancia de los detectores, de modo tal que el espectro de los secundarios medidos no esté cortado por el umbral de detección en los valores de menor energía.

4. Conclusiones

Realizamos una caracterización de las propiedades de los detectores de centelleo construidos. Los mismos mostraron tener una respuesta homogénea a los gammas producidos por una fuente de ^{60}Co , excepto por la zona más cercana al fotocátodo. Esto ocurre por ser mayor el ángulo sólido comprendido por la superficie del mismo en dicha región, respecto de otras.

Observamos variaciones en la línea de base, de hasta 50 ADC_p de amplitud en torno a su valor medio. Vimos que la correlación de las mismas entre los dos detectores era baja, pero no nula. Dichas variaciones ocasionaban, además de la medición de valores incorrectos de carga, la aparición de pulsos de más de 12 bins. Observamos además pulsos en los cuales ocurrían valores mayores al trigger en bins en los que esto no debía suceder. Al medir con un osciloscopio el ruido en la salida de los detectores, concluimos que éste era muy probablemente el causante de estos errores. Como solución, adoptamos el criterio de descartar todos los pulsos que tuvieran estos comportamientos.

Ajustamos las ganancias de los detectores de tal modo de hacer coincidir los histogramas de carga dados por los pulsos medidos en coincidencia. Al caracterizar los pulsos, vimos que los mismos tenían una distinta relación carga/pico en ambos detectores. Además, la tensión de los mismos no descendía al valor de 50 ADC_p de la línea de base, lo que imposibilitó la utilización de los detectores para medir la energía depositada por las partículas. Sin embargo, esto no impidió el funcionamiento de los centelladores como detectores de partículas.

Utilizamos los centelladores para medir la tasa de medición de partículas en coincidencia, en función de la distancia entre los mismos. La misma mostró disminuir al aumentar dicha distancia entre 0 y 4 m, en concordancia con lo observado por Auger, Maze y Grivet-Meyer. Esto confirma la existencia de cascadas atmosféricas cuyos radios característicos son de unos pocos metros. A diferencia del trabajo de dichos autores, las tasas de conteo en este trabajo fueron unas cien veces mayores, posiblemente debido a trabajar con un umbral menor de detección. Observamos además que

los datos de tasa de coincidencias medidos muestran dos zonas de pendientes distintas, al ser graficados en función de la distancia.

Al realizar mediciones de frecuencia de conteo, cada detector individualmente mostró tener una dependencia de la misma con el tiempo, posiblemente debida a variaciones de temperatura en el laboratorio que afectaron el funcionamiento de la electrónica. Esto puede haber ocasionado un error sistemático que causara una dependencia temporal de la tasa de coincidencias, hecho que fue considerado en el análisis de errores.

Con los detectores en ángulo, medimos la dependencia angular del flujo I de secundarios. Los datos medidos mostraron ser consistentes con una relación del tipo $I(\theta) = I_0 \cos^a(\theta)$, con un valor medido de $a = 1,8 \pm 0,3$. Considerando que las partículas medidas fueron en su mayoría muones, y en menor cantidad electrones y positrones, esto concuerda con referencias anteriores.

Por último, la mayoría de los errores sistemáticos en este trabajo se debieron al ruido en la electrónica utilizada, de modo que los resultados obtenidos pueden ser mejorados a futuro si se corrige su mal funcionamiento.

5. Agradecimientos

Mariano Berisso, Xavier Bertou y Horacio Arnaldi son personas de excelente predisposición, que han dedicado a ayudarme con este trabajo el tiempo que, a veces, no tenían. Les agradezco de corazón el trabajo que se han tomado.

Referencias

- [1] Web oficial del Observatorio Pierre Auger:
<http://www.auger.org.ar/>
- [2] Hernán Asorey, *Los detectores Cherenkov del Observatorio Pierre Auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación*. Tesis doctoral, 2012.
- [3] <http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>
- [4] Auger, P Maze, R., Grivet-Meyer, T., *Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants*, Comptes Rendus, 206, 1721–1723, 1938.
- [5] Silvia Vernetto, *Detection of gamma-ray bursts in the 1 GeV–1 TeV energy range by ground-based experiments*, Astroparticle Physics 13: 75-86, 2000.

- [6] P.K.F. Grieder, *Cosmic Rays at Earth*, Gulf Professional Publishing, 2001.
- [7] Glenn F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, Inc, 2000.
- [8] Hoja de datos del centellador Saint-Gobain BC-408.
- [9] Hoja de datos del fototubo Hamamatsu R1463.
- [10] Página oficial del proyecto LAGO: <http://fisica.cab.cnea.gov.ar/particulas/html/labdpr/lago.php>
- [11] Página oficial del proyecto ASC-II: <http://fisica.cab.cnea.gov.ar/particulas/html/labdpr/ascii.php>